

Prof. Teresa Puig
Directora

Dr. Xavier Granados
Co-Director

Dr. Javier Rodríguez Viejo
Tutor

Grupo de Materiales
Superconductores y
Estructuración a
Gran Escala

Institut de Ciència de
Materials de Barcelona

Consejo Superior de
Investigaciones Científicas

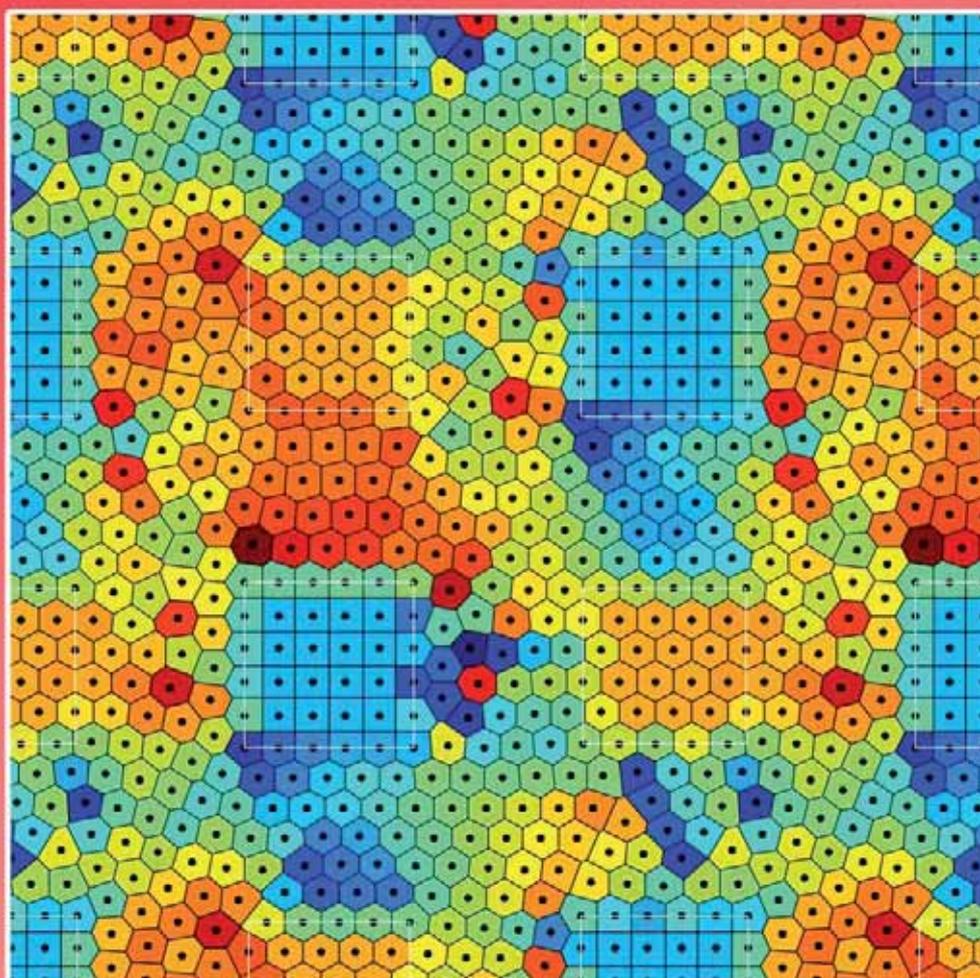
Departamento de Física

Universitat Autònoma
de Barcelona



Estudio Energético de Redes de Vórtices Nanoestructuradas en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ mediante Decoración Magnética

Roberto Fabián Luccas



TESIS DOCTORAL
DOCTORADO EN CIENCIA DE MATERIALES
Departamento de Física
Universitat Autònoma de Barcelona

**Estudio Energético de Redes de Vórtices
Nanoestructuradas en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ mediante
Decoración Magnética**

Roberto Fabián Luccas

Prof. Teresa Puig
Directora

Dr. Xavier Granados
Co-Director

Dr. Javier Rodríguez Viejo
Tutor

Lic. Roberto F. Luccas
Doctorando

Institut de Ciència de Materials de Barcelona
Consejo Superior de Investigaciones Científicas
Universitat Autònoma de Barcelona

6 de julio de 2011

Imagen de portada:

Mapa de densidades superficiales de energías de interacción por unidad de línea, para los vórtices en una red virtual generada artificialmente con zonas estructuradas aisladas de diferentes simetrías (triangular y cuadrada). La densidad de vórtices para todo el sistema así como para cada una de las zonas con simetría perfecta es la misma. Las escalas son arbitrarias.

Work partially supported by I3P CSIC program for PhD fellowships and CSIC, MICINN, Generalitat de Catalunya & EU through NANOFUNCIONA, NANOARTIS, NANOSUPENERGY, CeRMAE, HIPERCHEM, SUPER 3C, XaRMAE, NESPA, CONSOLIDER NANOSELECT, & Catalan Pla de Recerca 2009-SGR-770 projects.

*This thesis was typeset in L^AT_EX.
Graphics were generated using WSxM[©] 4.0 (Nanotec Electronica S.L.), OriginPro[©] 8 SR0 (OriginLab Corporation) and Adobe[®] Photoshop[®] CS3 Extended & MatLab[®] R2007b under CSIC licence.*

*A la Vida
que me dio todo.*

*A todos los que
me dieron vida.*

Agradecimientos

Los siguientes organismos públicos y personas contribuyeron a la realización de este trabajo.

CSIC a través del programa I3P de becas predoctorales para estudiantes de doctorado, con soporte económico para la realización de todas las estancias breves en el extranjero realizadas en el transcurso de este trabajo de tesis.

CSIC, MICINN, Generalitat de Catalunya y EU a través de los proyectos NANOFUNCIONA, NANOARTIS, NANOSUPENERGY, CeRMAE, HIPERCHEM, SUPER 3C, XaRMAE, NESPA, CONSOLIDER NANOSELECT y Catalan Pla de Recerca 2009-SGR-770.

Mis directores de tesis con el soporte científico, intelectual y de infraestructura brindado, sin el cual no hubiese sido posible realizar este trabajo. En particular Teresa con grandes ideas aportadas e incansables discusiones; y Xavier con su gran creatividad experimental tanto a la hora de montar el equipo como a la hora de realizar nuestras *simulaciones*. No debo olvidar el aporte de mi tutor Javier Rodríguez Viejo sin el cual no hubiese sido posible concretar este trabajo. Tampoco debo olvidar al personal directivo y administrativo del Institut de Ciència de Materials de Barcelona, que me permitió comenzar (y concretar) esta empresa en sus instalaciones, en particular los dos directores que vi ejercer: Carles Miravittles y Xavier Obradors.

Las personas que colaboraron con material necesario para la obtención de resultados. Gladys Nieva con su infinitamente desinteresada colaboración aportando la totalidad de los monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ empleados en este trabajo, así como los monocristales de NbSe_2 y $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ imprescindibles para la puesta a punto del sistema de decoración magnética. Ahmed Kuršumović y Judith L. MacManus-Driscoll con el aporte de las películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crecidas con condiciones de grosor específicas para este trabajo. Yanina Fasano con el trabajo de visualización de redes de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ dopado con Pb, $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ e $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_d$; parte del cual aparece brevemente en esta memoria. R. Hühne y B. Holzapfel con películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crecidas por PLD de las que se obtuvieron los primeros resultados de visualización de la red en películas delgadas y que también fueron empleadas para la medición de transporte eléctrico en fronteras de grano de bajo ángulo (resultados que nunca llegaron a estas páginas). Neus Romà con películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crecidas por métodos químicos utilizadas para mediciones de transporte eléctrico y decoración magnética de sistemas con defectos artificiales. Alejandro V. Silhanek con películas delgadas de baja T_c (Pb) que nos permitieron probar el sistema de decoración bajo nuevos límites. Carlos Montón con dominios magnéticos que obligaron al sistema de decoración a trabajar a campos de $\sim 0,1 T$. Anna Esther Carrillo, Salvador Piñol y José Luis Vicent con muestras para decoración de monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, monocristales de $\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y películas delgadas de NbSe_2 respectivamente.

Francisco de la Cruz al abrirme las puertas a un nuevo lugar y darme la posibilidad de descubrir la ciencia de una manera totalmente diferente a la que ya conocía.

Yanina Fasano con todo el conocimiento previo de decoración, incluyendo el manejo de programas de procesado y la propia cesión de dichos programas; y Mariela Menghini con la colaboración a distancia en la parte constructiva del sistema de decoración, colaborando principalmente con datos técnicos del equipo ayudando también con los programas de procesado de información.

Alvar Sánchez con su interés y apoyo brindado en el desarrollo de mis *simulaciones*.

Las personas que me recibieron en mis estancias breves y con quienes tuve la oportunidad de trabajar durante las mismas. M. Blamire, A. Palau, A. Robinson, N. Stelmashenko, V. V. Moshchalkov, A. Silhanek, R. G. B. Kramer y J. Gutiérrez.

Las personas que de alguna manera contribuyeron a la obtención de resultados. A. E. Carrillo y J. Oró (SEM ICMAB-CSIC), personal del Servei de Microscòpia de la UAB (SEM UAB), A. Pérez (AFM ICMAB-CSIC), N. Stelmashenko (AFM DMG-UCam), J. Borriose y A. Palau (FIB CNM-CSIC), A. Palau y A. Robinson (FIB DMG-UCam), A. Silhanek y R. G. B. Kramer (SHPM INPAC-KULeuven), O. Osso (Nanoindentación MATGAS), J. Sort (Nanoindentación UAB), J. Gutiérrez (PPMS ICMAB-CSIC), Y. Fasano (Decoración Magnética), M. Menghini (Decoración Magnética), J. M. Pérez y B. Bozzo (He ICMAB-CSIC), N. Romà (hornos y laboratorios ICMAB-CSIC), C. Montón (SQUID ICMAB-CSIC), A. Sánchez, M. Cobián y E. H. Brandt (modelado de sistemas virtuales).

Toda la gente que a lo largo de estos años me brindó su tiempo y sus ideas en algunas breves pero igualmente muy fructíferas charlas de café, sesiones de posters, seminarios, almuerzos, congresos, visitas, viajes, *coffe-brake's*, etc.; enseñándome con el ejemplo cómo es la vida (y la cabeza) de un profesional. Algunos de ellos son Gladys, Julio, Paco, Xavier (O.), Daniel, Flor, Jaime, Teresa, Xavier (G.), Awa, Andrea, Oscar, Manuel (C.), Eli, Felix, Joffre, Ana (P.), Neus, Marta (G.), Steff, Susagna (R.), Katerina, Ingrid (C.I.), Nico, Adrian, Patricia, Cesar, Lliber, Aitor, Yanina, Boris, Sebastián, Alejandro (G.), Cecilia, Emi, Franco, Judith (O.), Mariela, Alejandro (S.), Roman (K.), Hermann, David (M.), Mónica, Hernán (P.), Gian, Fernando, Anna (Ll.), David (H.), Claudia, Josh, Nerea, Jone, Marta (V.), Roxana, Carlos, Tucu, Víctor (R.), Marc, Nina, Ana (L.), Belén, Otto, Alvar, Albert (Q.), Carmen (O.), Brandt, Javier (V.) y también la gente de la carrera que me guió hasta acá, Jorge (L.P.), Enzo, Rodolfo, Julián (S.), la profe Solimano, Neira, Gatti, Ann, Analía, Linda, Germán, Victor, Cesar, Moira, Carla, Hugo (S.), Pablo (C.), Pablo (G.), Alexis, Ariel y tantos otros.

Patricia, Trini y Vicente con toda su ayuda administrativa, tanto de extranjería como de cuestiones internas (viajes, congresos, estancias, becas, etc.).

Mis compañeros de trabajo todos con su gran soporte moral.

Los amigos de y en todas partes del mundo haciendo posible que encontrara mi hogar incluso en el extranjero.

Mi familia con su inmenso y más que necesario apoyo brindado desde una posición geográficamente tan en desventaja con respecto a los demás.

Índice general

Agradecimientos	v
Notación de Energías	XIII
1. Introducción	1
1.1. Motivación	2
1.2. Superconductividad	3
1.3. Superconductores del tipo II	5
1.3.1. Línea de irreversibilidad	7
1.4. El superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	8
1.5. Anclaje de la red de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	8
1.5.1. Planos de macla en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	9
1.5.2. Defectos artificiales generados en la superficie del material	10
1.6. Visualización de la red de vórtices	11
1.6.1. Decoración magnética o decoración Bitter	11
1.6.2. Estado del arte de la decoración magnética	13
1.7. Objetivos y organización de este trabajo de tesis	15
2. Dispositivo experimental para decoración magnética	19
2.1. Sistema experimental	19
2.1.1. Partes que lo componen	20
2.2. Consideraciones técnicas	28
2.2.1. Física del sistema	29
2.3. Conclusiones	31
3. Visualización de la red de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libre de defectos artificiales	33
3.1. Defectos en la simetría de la red de vórtices	34
3.2. Análisis de resultados en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	35
3.2.1. Monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ no maclados a otros campos magnéticos	41
3.3. Monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con presencia de planos de macla	46
3.4. Películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	54
3.5. Conclusiones	56

4. Estructuración artificial de la red de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	59
4.1. Generación de defectos artificiales en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	60
4.1.1. Irradiación con haz de iones focalizado	61
4.1.2. Indentación a escala nanométrica	61
4.2. Arreglos periódicos de defectos artificiales en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	63
4.2.1. Defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado	63
4.2.1.1. Defectos lineales aislados	67
4.2.1.2. Arreglos periódicos de defectos lineales	70
4.2.2. Defectos generados por indentación a escala nanométrica	75
4.2.2.1. Competencia con planos de macla	79
4.2.2.2. Resultados a mayores campos magnéticos aplicados	80
4.3. Redes de defectos artificiales en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	83
4.3.1. Defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado	84
4.3.2. Defectos generados por indentación a escala nanométrica	88
4.4. Resultados generales	94
4.5. Conclusiones	95
5. Modelo para la determinación de energías en la red de vórtices	97
5.1. Modelo energético	98
5.2. Cálculo de los términos energéticos de autoenergía y energía de interacción	99
5.2.1. Dependencia de los diferentes términos del modelo	101
5.3. Funcionalidad del modelo energético	106
5.4. Aplicación del modelo a sistemas con baja densidad de defectos intrínsecos. Monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ desmaclados	108
5.5. Aplicación del modelo energético a monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con diferentes tipos de defectos	114
5.5.1. Planos de maclas en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	115
5.5.2. Defectos artificiales en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	121
5.5.2.1. Defectos artificiales generados por nanoindentación	121
5.5.2.2. Defectos artificiales generados por irradiación con haz de iones focalizado	123
5.6. Estimación de la energía de anclaje de vórtices en superconductores con alta densidad de defectos intrínsecos. Análisis de películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	127
5.6.1. Películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ sin defectos artificiales	128
5.6.2. Películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con defectos artificiales	133
5.6.2.1. Defectos artificiales generados por nanoindentación	133
5.6.2.2. Defectos artificiales generados por irradiación con haz de iones focalizado	135
5.7. Conclusiones	140
6. Modelado de sistemas virtuales de vórtices	143
6.1. Evaluación del método para modelado de sistemas	144
6.1.1. Metaestabilidad en el ordenamiento de las posiciones artificiales de vórtices	151

6.2. Inclusión de defectos	153
6.2.1. Arreglos de defectos	158
6.3. Conclusiones	162
7. Conclusiones Generales	165
A. Protocolo empleado para la realización de experimentos de decoración magnética	169
A.1. Listado de pasos para la decoración	169
A.2. Detalle experimental de los pasos para la decoración	170
A.3. Conclusiones	173
B. Mantenimiento del sistema de decoración magnética	175
B.1. Fabricación de filamentos	175
B.2. Limpieza del equipo	176
C. Pseudocódigos para el modelado de redes virtuales de vórtices	177
C.1. Primera etapa	177
C.2. Segunda etapa	178
Bibliografía	181

Notación de Energías

E_T	Densidad superficial de energía del sistema por unidad de línea.
\mathcal{E}_T	Energía del sistema por unidad de línea.
\mathbb{E}_T	Energía del sistema.
E_{12}	Densidad superficial de energía de interacción del sistema por unidad de línea.
\mathcal{E}_{12}	Energía de interacción del sistema por unidad de línea.
\mathcal{E}_{12}^v	Energía de interacción para un vórtice por unidad de línea.
E_0	Densidad superficial de energía de formación del sistema por unidad de línea.
\mathcal{E}_0	Energía de formación del sistema por unidad de línea.
\mathbb{E}_0	Energía de formación del sistema.
\mathbb{E}_0^v	Energía de formación para un vórtice.
U_p	Densidad superficial de energía de anclaje de vórtices del sistema por unidad de línea.
\mathcal{U}_p	Energía de anclaje de vórtices del sistema por unidad de línea.
u_d	Densidad superficial de energía de anclaje de vórtices asociada a un defecto virtual por unidad de línea.

Capítulo 1

Introducción

La superconductividad, uno de los fenómenos más importantes en el mundo de la física⁽ⁱ⁾, fue descubierta por casualidad en el año 1911 por el físico holandés Heike Kamerlingh Onnes.[1]

Por aquel entonces, primera década del 1900, existía una competencia muy fuerte por alcanzar las más bajas temperaturas.[1] Sin embargo fue Kamerlingh Onnes quien logró licuar helio por primera vez el 10 de julio de 1908 en su laboratorio de Leiden, Holanda.[2]

Contando con esta herramienta tan potente para el estudio de materiales a bajas temperaturas, Kamerlingh Onnes y su equipo se encontraban realizando experimentos de transporte eléctrico en diferentes materiales, principalmente en mercurio⁽ⁱⁱ⁾, cuando notaron que por debajo de cierta temperatura característica de cada material (temperatura crítica) algunos de ellos mostraban resistencia eléctrica nula.[3–5] Descubrían así la superconductividad a través de una de sus dos propiedades fundamentales, la resistencia nula al paso de la corriente eléctrica.

La segunda propiedad, la expulsión de campo magnético del interior de una muestra superconductora, conocida también como *efecto Meissner*, es la que diferencia a los materiales superconductores de los materiales conductores perfectos (los cuales no la poseen). Este diamagnetismo perfecto de los materiales superconductores, fue descubierto años después (en 1933) por W. Meissner y R. Ochsenfeld.[6, 7] Ellos descubren que no solo el campo no penetra en un material superconductor (lo cual también es válido para materiales con conductividad perfecta) sino que éste repele el campo magnético de su interior al transitar del estado normal al superconductor. Esto prueba que el estado superconductor es un estado termodinámico pues depende solo del campo magnético y de la temperatura, siendo independiente de la historia del material.

Con el transcurso de los años los materiales superconductores, principalmente por su propiedad de conductividad perfecta, han adquirido gran importancia en el mundo científico gracias al prometedor amplio rango de aplicaciones que ofrecen.[8–12] Este interés se vio fuertemente

⁽ⁱ⁾Diversos premios Nobel en el campo de la física han sido entregados por trabajos relacionados directamente con la Superconductividad: En 1972 a Bardeen, Cooper y Schrieffer por el desarrollo de la teoría BCS que explica el fenómeno de la superconductividad; en 1973 a Esaki, Giaever y Josephson en relación al efecto Josephson y el efecto túnel en materiales semiconductores y superconductores; en 1987 a Bednorz y Müller por su aporte científico al descubrimiento de la superconductividad en materiales cerámicos; y en 2003 a Abrikosov, Ginzburg y Leggett por sus contribuciones en el campo de la superconductividad y la superfluidez. Esto descontando, por supuesto, el premio Nobel entregado en 1913 a Kamerlingh Onnes por su investigación de las propiedades de materiales a bajas temperaturas derivando, entre otras cosas, en la producción de He líquido.

⁽ⁱⁱ⁾Se experimentaba sobre todo con mercurio pues, por sus propiedades físicas (en fase líquida a temperatura ambiente) es mucho más fácil asegurar la pureza del mismo.

incrementado con la aparición de los superconductores de *alta temperatura crítica* (SATC), [13–20] los cuales por poseer una temperatura crítica superior a la temperatura de licuefacción del nitrógeno líquido dieron un gran impulso a la superconductividad, ampliando sus posibilidades de aplicación.

Durante la última década gran parte de la investigación en el campo de los SATC ha estado enfocada en el desarrollo de dispositivos eléctricos de potencia con aplicación principalmente en líneas de transporte eléctrico, motores e imanes. [21] Los primeros resultados se vieron con los denominados *hilos de primera generación*. Estos empleaban el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ como material superconductor y podían trabajar transportando grandes corrientes a temperatura de N líquido. [22] Sin embargo su pobre rendimiento a temperaturas de N líquido bajo campos magnéticos elevados, sumado al alto costo debido a la necesaria utilización de Ag como componente para su encapsulado, hicieron necesaria la búsqueda de soluciones alternativas para una aplicación efectiva de los superconductores al transporte eléctrico. Como solución a este problema a principios de los años 90 aparecen los conductores de *segunda generación*, cintas superconductoras de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. [23–25] Estas se construyen creciendo epitaxialmente el material superconductor ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) sobre una serie de capas de diferentes materiales que utilizan cintas metálicas como sustrato base. Las capas intermedias evitan la interdifusión del material superconductor con el metal, contribuyendo también al crecimiento epitaxial del superconductor con granos de baja desorientación ($< 5^\circ$). [26] Esto hace de la arquitectura de las cintas superconductoras algo muy complejo, pero con resultados eficaces y fácilmente escalables a nivel de producción industrial.

Hoy en día, con la aparición de los materiales superconductores con hierro en su estructura cristalina denominados *pnictides*, la superconductividad ha abierto sus puertas a nuevos horizontes. [27–29]

1.1. Motivación

Los esfuerzos por realizar nuevos descubrimientos en el campo de la superconductividad están motivados por una imperiosa necesidad de su aplicación en el día a día. En este sentido, la fabricación de cables superconductores de grandes dimensiones ha sido posible gracias a la inclusión de resultados obtenidos en laboratorios trabajando con sistemas modélicos, [30–34] donde los objetivos se centran en la mejora de las prestaciones del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, uno de los materiales con mejores resultados en aplicación. La inhibición del movimiento colectivo de la red de vórtices, culpable de la disipación de energía en cables superconductores, ha sido uno de los frentes más atacados para la optimización de resultados. La estructuración de la red de vórtices por parte de defectos en el material es un muy buen indicador de la interacción presente entre vórtices y defectos, interacción necesaria para la inhibición del movimiento de la red de vórtices y por consiguiente para la mejora de las prestaciones de los materiales superconductores. Sin embargo las técnicas para la evaluación de los resultados obtenidos trabajan con la respuesta colectiva de la red [35, 36] obteniendo resultados que no permiten discernir fácilmente entre los diferentes aportes a la inhibición de movimiento de la red de vórtices.

En este marco, el trabajo de tesis aquí plasmado se centra en el análisis de la estructuración de la red de vórtices para una comparación cuantitativa entre defectos de diferente naturaleza.

Dicho estudio se centra en la respuesta del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ante la presencia de defectos artificiales superficiales capaces de mejorar las propiedades del material superconductor. El estudio se realiza a partir de la visualización de la red de vórtices mediante la técnica de decoración magnética en sistemas modélicos (monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crecidas sobre sustratos de MgO).

Para la realización de dicho estudio por un lado se lleva a cabo el montaje y puesta a punto de la técnica de visualización empleada, la decoración magnética. Por otro lado, y a partir de los resultados de visualización de la red de vórtices obtenidos, se genera un modelo para la estimación de energías asociadas a la red. Este modelo nos permite discernir la contribución a la inhibición del movimiento de la red por parte de diferentes tipos de defectos, comparando por primera vez de manera cuantitativa resultados de este tipo. Finalmente el modelado de sistemas virtuales nos permite estimar propiedades de los defectos a partir de una comparación directa entre sistemas de vórtices reales y artificiales.

Mostramos aquí un trabajo que nace de la necesidad de un estudio comparativo claro entre resultados de interacción vórtice-defecto asociados a diferentes tipos de defectos. Un trabajo que involucra desde la puesta en marcha de la técnica empleada para la obtención de resultados hasta el análisis de los mismos generando herramientas para tal efecto, incluyendo un estudio final mediante el modelado virtual de los propios sistemas medidos experimentalmente. Un trabajo que demostramos que, tanto en parte como en conjunto, es de fácil aplicación al estudio de materiales superconductores; innovando en el análisis de resultados propuesto así como aportando una nueva técnica al laboratorio.

1.2. Superconductividad

Desde el descubrimiento de la superconductividad en 1911 hasta la presentación de una teoría que explicara el fenómeno, pasaron casi 50 años. Fue en el año 1957 cuando J. Bardeen, L. N. Cooper y J. R. Schrieffer lograron explicar a un nivel microscópico la superconductividad[37] (teoría *BCS*) por medio de la formación de pares de electrones que pueden desplazarse sin ser dispersados (*pares de cooper*) evitando así cualquier disipación.⁽ⁱⁱⁱ⁾

Sin embargo, previo a la aparición de la teoría BCS otras teorías del tipo fenomenológicas fueron concebidas con mucho atino introduciendo conceptos muy importantes; conceptos que aun hoy se mantienen presentes y permiten describir mejor al estado superconductor.[7]

En 1935 los hermanos Fritz y Heinz London introducen el concepto de *longitud de penetración* al proponer la *longitud de penetración de London* λ_L , [38] que es la distancia que el campo magnético penetra dentro del material superconductor. En su desarrollo ellos parten de describir las dos propiedades fundamentales de la superconductividad (resistencia eléctrica nula y diamagnetismo perfecto) empleando dos ecuaciones que gobiernan los campos eléctrico y magnético. Por otro lado consideran que existe una variable n_s que representa la *densidad de electrones superconductores* y que decrece de manera continua desde un valor límite n a $T = 0$ hasta cero a $T = T_c$. Con su desarrollo describen la superconductividad como un estado donde el campo magnético es apantallado del interior del material (estado Meissner) con una longitud de penetración

⁽ⁱⁱⁱ⁾ Al respecto la referencia [7] realiza un tratado muy completo sobre la superconductividad.

λ_L que se hace infinita para $T = T_c$.

Realizando una propuesta para las ecuaciones de London, en 1953 A. B. Pippard introduce el concepto de *longitud de coherencia* ξ_P [39] como una dimensión característica de la función de onda superconductor, jugando un rol análogo al del camino libre medio en los metales normales.

Sin embargo, uno de los aportes más importantes se produjo en 1950 cuando V. L. Ginzburg y L. D. Landau presentaron una teoría fenomenológica más poderosa, la teoría de *Ginzburg-Landau*. [7, 40] En ella introducen el concepto de función de onda ψ como parámetro de orden para describir la superconductividad. Esta función de onda ψ varía localmente, representando su módulo cuadrado a la densidad local de electrones superconductores ($|\psi|^2 = n_s$). La teoría de Ginzburg-Landau utiliza una longitud de penetración λ así como lo hizo London, y una longitud de coherencia ξ al igual que lo hiciera Pippard. Estas dos magnitudes $\lambda(T)$ (que representa la distancia en la cual el campo magnético puede variar) y $\xi(T)$ (que representa la distancia en la cual el parámetro superconductor $|\psi|^2$ puede variar), divergen para $T = T_c$ pero su cociente de proporcionalidad $\kappa = \lambda/\xi$, denominado *parámetro de Ginzburg-Landau*, se mantiene aproximadamente constante. Esta teoría (al igual que las dos anteriormente mencionadas) puede ser derivada de la teoría BCS. Así lo demostró L. P. Gor'kov en 1959 al observar que la teoría de Ginzburg-Landau es un límite de la teoría BCS válido para $T \approx T_c$. [41, 42]

Ginzburg y Landau muestran que las soluciones a las ecuaciones de Ginzburg-Landau son diferentes para los casos en que $\kappa < 1/\sqrt{2}$ o $\kappa > 1/\sqrt{2}$. Para estos dos casos la energía de formación de fronteras de dominios normal-superconductor es positiva o negativa respectivamente. Esta propiedad distingue lo que se denomina superconductores *del tipo I* y *del tipo II*.

El mayor logro de la teoría de Ginzburg-Landau fue el de explicar la aparición del denominado *estado intermedio* de los materiales superconductores conocidos hasta ese momento (superconductores del tipo I). En su publicación original, Ginzburg y Landau demostraron que existe una energía positiva asociada a la variación del parámetro superconductor que es proporcional a ξ , y una energía negativa asociada a la variación del campo magnético que es proporcional a λ . Típicamente para los metales puros en estado superconductor se cumple que $\kappa \ll 1$, por lo que existe una energía asociada a la formación de fronteras de dominios normal-superconductor que es positiva y que implica la expulsión total del campo magnético del interior del superconductor. Sin embargo la presencia del denominado *factor demagnetizante* N hace que, por razones geométricas de la muestra empleada, el campo magnético efectivo H_{ef} del material sea en realidad mayor que el campo magnético aplicado H_{ap} . La relación entre ambos campos viene dada por el factor demagnetizante N tal que $0 < N < 1$. Bajo estas condiciones, para valores de campo H_{ap} entre $\sim (1 - N)H_c$ y H_c (con H_c el campo crítico para el cual se pierde la superconductividad del material), en el material coexisten zonas macroscópicas de ambos estados, normal y superconductor, dando lugar al llamado *estado intermedio* de los superconductores del tipo I^(iv)

^(iv)En superconductores del tipo I, el estado intermedio se da para valores de H_{ap} entre $\sqrt{(1 - N)^2 H_c + K^2}$ y H_c ; con K proporcional a la energía de la frontera de dominio normal-superconductor. [43, 44]

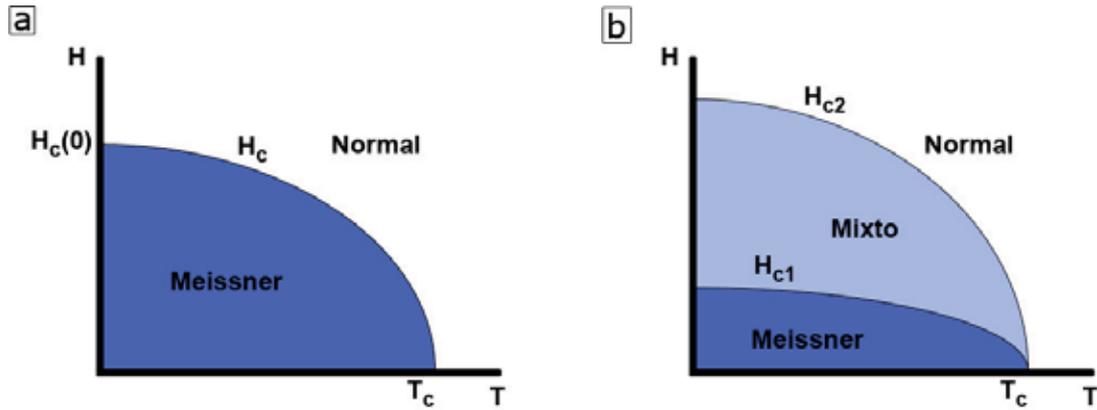


Figura 1.1: Diagramas de fase para los superconductores tipo I (a) y tipo II (b). La presencia del denominado *estado mixto* en los superconductores tipo II diferencia el comportamiento entre ambos materiales. Así como el estado Meissner se caracteriza por la expulsión total del campo magnético del interior de la muestra, el estado mixto se caracteriza por la presencia de vórtices en el material.

1.3. Superconductores del tipo II

En trabajos pioneros (1935-1937), L. W. Schubnikow[45–48] observó que para algunos materiales en estado superconductor no existía una expulsión total del campo magnético. Este fenómeno no fue explicado correctamente hasta el año 1957, año en el que A. A. Abrikosov publicó el desarrollo de la teoría de Ginzburg-Landau estudiando el caso de materiales superconductores del tipo II ($\kappa > 1/\sqrt{2}$).[49] En este caso particular en que la formación de fronteras de dominio normal-superconductor es energéticamente favorable Abrikosov encuentra que existe una solución periódica a las ecuaciones de Ginzburg-Landau que él interpreta como la formación de una red de vórtices. En la práctica esto significa que por encima de un valor crítico de campo magnético aplicado H_{c1} , en el material en estado superconductor se forma una red de dominios aislados en estado normal. Cada uno de estos dominios en estado normal se denomina *vórtice* (por la forma que presentan) y transporta el valor de un cuanto de flujo $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-7} \text{ G.cm}^2$; donde h es la constante de Plank y e la carga del electrón. Los vórtices, por ser dominios de carácter magnético (transportan campo magnético a través del material), interactúan entre sí formando una red que minimiza su energía adquiriendo simetría triangular, que es la denominada *red de Abrikosov* o *red de vórtices*. La red de vórtices, que caracteriza al denominado *estado mixto* de los materiales superconductores del tipo II, se mantiene presente en el material hasta un valor crítico de campo magnético H_{c2} ($H_{c2} > H_{c1}$) para el cual el material transiciona por completo al estado normal.

La figura 1.1 muestra esquemáticamente los diagramas de fase correspondientes a los superconductores del tipo I y del tipo II. Se observa como diferencia entre ellos la aparición del estado mixto para los del tipo II. Es en este estado mixto donde encontramos la presencia de vórtices.

Dado que cada vórtice transporta un cuanto de flujo Φ_0 , es muy fácil calcular la densidad de vórtices n en el material conociendo el valor de la inducción magnética B como $n = B/\Phi_0$. Por otro lado, considerando que la red de vórtices presenta simetría triangular, es fácil también

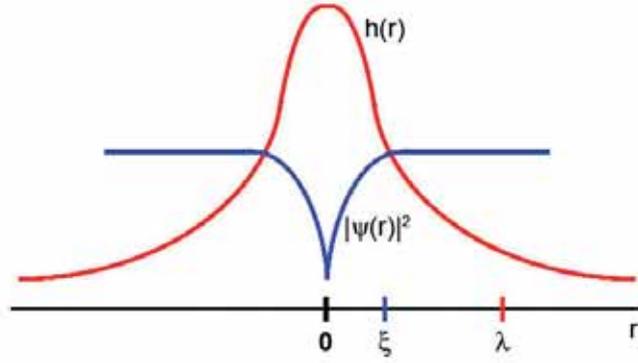


Figura 1.2: Esquema de un vórtice en un material superconductor. El campo magnético local en torno a la posición del vórtice $h(r)$ decae en distancias típicas de λ , mientras que la propiedad superconductor (determinada por el parámetro superconductor $|\psi(r)|^2$) se recupera en distancias típicas de ξ .

calcular el valor del parámetro de red, a , a partir de un cálculo geométrico simple como

$$a = \left(\frac{2}{\sqrt{3} \cdot n} \right)^{1/2} = \sqrt{2/\sqrt{3}} \cdot \sqrt{\frac{B}{\Phi_0}} \approx 1,075 \cdot \sqrt{B/\Phi_0} \quad (1.1)$$

Como se comentó previamente el vórtice es un dominio aislado en estado normal. En su posición el parámetro superconductor $|\psi|^2$ está totalmente deprimido, recuperándose en distancias típicas de ξ . A su alrededor se generan corrientes superconductoras que apantallan el campo magnético del vórtice, el cuál penetra dentro del material superconductor distancias típicas de λ . Se dice así que el vórtice tiene un núcleo en estado normal de radio ξ , cuyo campo magnético está apantallado por corrientes superconductoras en distancias de λ . La figura 1.2 esquematiza el perfil de un vórtice aislado, mostrando en rojo el campo magnético asociado y en azul el valor del parámetro superconductor correspondiente a su posición.

Dado que un vórtice es un ente con líneas de campo magnético en su interior, en presencia de corrientes eléctricas a través de un material superconductor en estado mixto se ejercerá sobre los vórtices una fuerza de tipo Lorentz.[50] Dicha fuerza de Lorentz será de la forma

$$\mathbf{f}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}, \quad (1.2)$$

donde \mathbf{J} es la densidad de corriente en el material y \mathbf{B} su inducción magnética. Si este movimiento de los vórtices se realiza de manera efectiva, por ley de Faraday se inducirá en el material un campo eléctrico \mathbf{E} efectivo (\mathbf{E}_{eff}) de magnitud

$$\mathbf{E}_{eff} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}, \quad (1.3)$$

donde \mathbf{v} es la velocidad de movimiento de los vórtices. Dicho campo eléctrico se medirá como una caída de potencial a lo largo del superconductor y en la dirección de aplicación de la corriente, indicando una disipación del material debida al movimiento de vórtices.

En un material superconductor con inhomogeneidades los vórtices se pueden anclar en defectos microestructurales del propio material. Se define así al valor máximo de densidad de corriente

\mathbf{J} que puede circular por un material superconductor sin disipación (sin movimiento de vórtices) como la *densidad de corriente crítica* \mathbf{J}_c del material; y la fuerza que ejercen los defectos sobre el vórtice para evitar su movimiento se llama *fuerza de anclaje de vórtices* \mathbf{F}_p (del inglés *pinning force*).

Cualquier defecto de dimensiones de ξ en la estructura del material superconductor es capaz de alterar las propiedades del material para lograr localmente una depresión del parámetro superconductor. Estos defectos del material funcionan como centros de anclaje de vórtices en las posiciones donde ellos mismos se encuentran. A este tipo de anclaje de vórtices se lo denomina *anclaje del núcleo* (del inglés *core pinning*). La expresión para la energía por unidad de longitud \mathcal{U}_{cp} asociada al anclaje del núcleo depende de ξ como[51]

$$\mathcal{U}_{cp} \approx \frac{H_c^2}{8\pi} (\pi\xi^2) \approx \left(\frac{\Phi_0}{\lambda} \right)^2 \quad (1.4)$$

donde H_c es el campo crítico del material para el cual se pierde la superconductividad.

Dado el bajo valor de longitud de coherencia ξ en SATC, se espera un bajo valor de la fuerza de anclaje en comparación con los superconductores del tipo II convencionales. El alto valor de \mathbf{J}_c que los SATC poseen es básicamente debido a la gran densidad de defectos presentes en su estructura cristalina.[21]

1.3.1. Línea de irreversibilidad

Los vórtices en el estado mixto pueden presentar diferentes aspectos dando lugar a diferentes fases en el diagrama $B(T)$. [52] En cristales libres de defectos ellos pueden ordenarse con simetría triangular formando la denominada red de Abrikosov. Sin embargo ante la presencia de defectos puntuales como vacancias de oxígeno o impurezas, los vórtices pueden deformarse perdiendo su condición de elementos rectos en la dirección del campo para aprovechar el anclaje puntual en dichos defectos. Esta fase es llamada vidrio de vórtices.[53–55] Más aun una tercera fase puede presentarse, la denominada vidrio de Bose, en la cual los vórtices presentan desorden correlacionado en una dirección particular dada por la presencia de defectos como planos de macla.[56, 57] La naturaleza de la fase sólida que la red de vórtices adquiere depende de la competencia entre las interacciones vórtice-vórtice y vórtice-defecto, donde una mayor interacción entre vórtices promueve el orden y la simetría en la red.

A altas temperaturas la energía térmica lleva a los vórtices a una fase líquida en la cual predomina el movimiento de vórtices. La línea que separa ambas fases (líquido-sólido de vórtices) representa una transición de fase y es denominada *línea de fusión* en el caso de cristales de alta pureza donde la transición es de primer orden,[58–60] y *línea de irreversibilidad* en el caso de sistemas donde la red de vórtices se muestra desordenada para los cuales la transición es de segundo orden.[61]

En la fase de líquido de vórtices el material disipa energía ante el paso de una corriente eléctrica, por lo que la zona del diagrama $H(T)$ relevante para aplicaciones de superconductores (zona de trabajo sin disipación de energía) está determinada por la línea de irreversibilidad. En la práctica se ha demostrado que hasta la fecha es el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ quien cuenta con la línea de irreversibilidad más alta en temperatura y, por consiguiente, el más amplio rango de trabajo para

aplicaciones.[62]

1.4. El superconductor $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

El $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ es uno de los denominados materiales SATC. Pertenece al grupo de los superconductores *cupratos*, llamados así por poseer en su estructura cristalina planos $\text{Cu} - \text{O}_2$ sobre los cuales se sustenta la superconductividad^(v), siendo precisamente por estos planos por los que se desplazan los electrones superconductores.[63] Presenta una transición a fase superconductor a temperaturas del orden de los 92 K.[15]

La figura 1.3 muestra la estructura cristalina del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. En ella se observa que cada celda del material presenta dos planos $\text{Cu} - \text{O}_2$, separados por un plano de Y colocado justo en el medio de ambos. En las aristas de la celda unidad del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ encontramos las denominadas *cadena*s, formadas por enlaces $\text{Cu} - \text{O}$ en la dirección del eje \mathbf{b} . Estas funcionan como reservorios de carga cediendo electrones, a través de los denominados *oxígenos apicales*,[64] a los planos $\text{Cu} - \text{O}_2$. Los mismos oxígenos apicales forman los planos $\text{Ba} - \text{O}$, ubicados a mitad de distancia entre los planos $\text{Cu} - \text{O}_2$ y las cadenas. La estructura del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ puede así también ser descrita como un apilamiento de planos en el eje \mathbf{c} . De igual manera, la estructura cristalina del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ puede ser descrita como una triple perovskita, como bien se detalla en la referencia [50].

Así como otros materiales cupratos, el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ presenta diferencia en sus propiedades superconductoras para direcciones contenidas en el plano $\mathbf{a-b}$ respecto de la dirección en el eje \mathbf{c} perpendicular. Esto es debido a que el transporte de cargas se da en los planos $\text{Cu} - \text{O}_2$, normales al eje \mathbf{c} . En particular para el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ se mide una anisotropía $\gamma \sim 5 - 8$,[65] donde $\gamma = \sqrt{m_c/m_{ab}}$, siendo m_c y m_{ab} las masas efectivas de los electrones superconductores en la dirección del eje \mathbf{c} y del plano $\mathbf{a-b}$ respectivamente. Este relativamente bajo valor de la anisotropía para el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ en comparación con otros cupratos indica un alto acoplamiento entre planos $\text{Cu} - \text{O}_2$, lo que implica un comportamiento del tipo 3D para los vórtices en este material.

1.5. Anclaje de la red de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Como ya se comentó imperfecciones en la microestructura del material superconductor pueden actuar como centros de anclaje de vórtices al deprimir localmente la superconductividad. Estas imperfecciones pueden ser de muchos y muy diferentes tipos. Del tipo natural pueden ser defectos planares, rugosidades en la superficie, planos de macla, desorientaciones en el plano, dislocaciones, vacancias de oxígeno y precipitados entre un gran número de otros defectos posibles. Un interesante compendio sobre la presencia de diferentes tipos de defectos en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y los resultados obtenidos para cada caso se puede encontrar en la referencia [22]. Sin embargo estos centros de anclaje también pueden ser generados de manera artificial por ejemplo bombardeando el material con un haz de iones pesados o atacando mecánicamente la superficie, entre otras tantas opciones posibles.

^(v)Otros ejemplos materiales cupratos son el $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$, el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ o bien toda la familia de los $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ donde R es una tierra rara (o Y en el caso del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$).

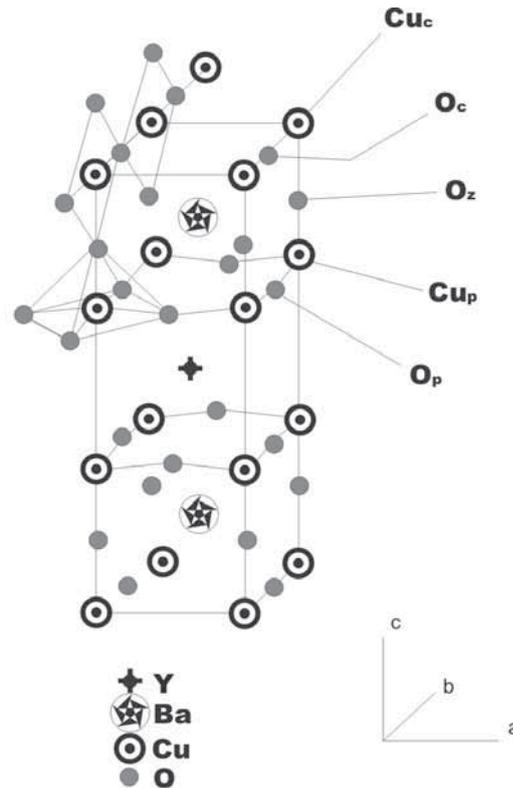


Figura 1.3: Esquema de la estructura cristalina correspondiente a la celda unidad del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Los átomos Cu_p y O_p forman los planos $\text{Cu}-\text{O}_2$ donde la superconductividad se sustenta. Los átomos Cu_c y O_c forman lo que se denominan *cadenas*, que operan como reservorios de carga para ceder electrones a través de los oxígenos apicales (O_z) a los planos $\text{Cu}-\text{O}_2$ y formar así pares de cooper.

En particular para este trabajo de tesis se estudia la respuesta del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ante la presencia de sólo algunos de estos defectos. Sin embargo es interesante saber que la metodología observada aquí es aplicable no sólo a los casos particulares que se tratan sino, de igual manera, a otros casos tanto en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ como en cualquier otro material superconductor.

1.5.1. Planos de macla en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Experimentalmente, la red cristalina de todo material nunca es perfecta. En particular para el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, dada su simetría, pueden coexistir en el material dominios cuya diferencia sea una simple rotación de 90° de sus ejes **a** y **b**, determinado esto por la posición de los oxígenos que forman las cadenas en una u otra de las aristas de la celda unidad del material. Las fronteras que separan estos dominios con diferente orientación de sus ejes **a** y **b** son defectos estructurales denominados *planos de macla*. Los mismos son planos que se extienden en la dirección del eje **c** (perpendiculares a los planos **a-b**) y a 45° de ambos ejes **a** y **b** de la celda del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (con vector normal en dirección $(1\ 1\ 0)$).

La figura 1.4 esquematiza la formación de un plano de macla a partir de la posición de las cadenas en el plano **a-b** del material $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

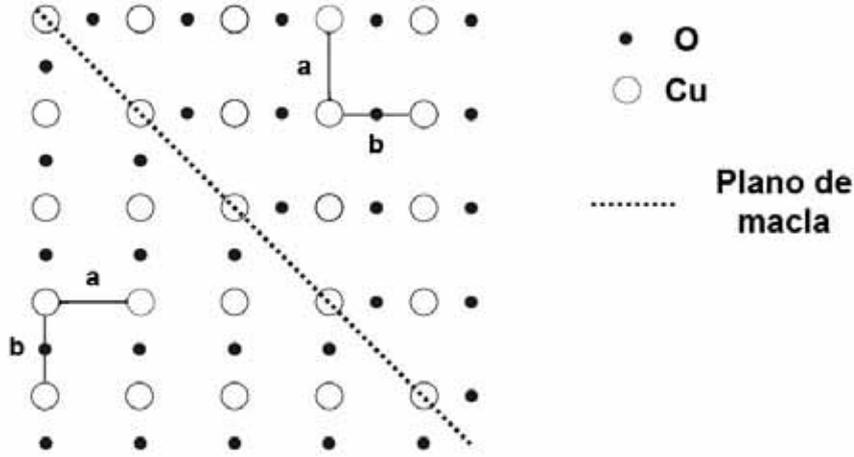


Figura 1.4: Esquema de la formación de planos de maclas en una muestra superconductora de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. El posicionamiento de los oxígenos de las cadenas y la alteración en la dirección de propagación de las mismas determina la presencia de los planos de maclas. Se deduce a partir de su mecanismo de formación que los planos de macla se propagan a 45° respecto a los ejes cristalográficos **a** y **b**.

1.5.2. Defectos artificiales generados en la superficie del material

Para un material sin defectos en la microestructura la energía de formación de un vórtice depende, entre otras cosas, de la longitud del mismo.[7, 66, 67] Su expresión está dada por

$$\mathbb{E}_0^v = \mathbb{C} \cdot \frac{\Phi_0^2 l}{8\pi^2 \lambda^2} K_0(\sqrt{2}/\kappa), \quad (1.5)$$

donde l es la longitud del vórtice, Φ_0 es el cuanto de flujo, K_0 los polinomios de Hankel de orden cero, λ y κ la longitud de penetración del campo magnético y el parámetro de Ginzburg-Landau respectivamente (propiedades del material) y $\mathbb{C} \approx 1$ es una constante de renormalización para la conservación del valor del flujo^(vi).

La dependencia directa de \mathbb{E}_0^v con l indica un menor coste energético para la formación del vórtice en zonas particulares del material donde su espesor es menor. De esta manera, cualquier técnica que incida sobre la superficie del material disminuyendo localmente su espesor (en dimensiones laterales de ξ) es una técnica que con gran probabilidad puede ser útil para la formación de centros de anclaje de vórtices. Asumiendo que cualquier técnica de devastado del material influye en la microestructura del mismo, los efectos secundarios de la generación de este tipo de defectos superficiales pueden aumentar a su vez su eficacia. En particular para defectos generados por ataque con haz de iones focalizado se espera un efecto de implantación de los mismos iones empleados para el bombardeo del material. Por otro lado para defectos generados por indentación a escala nanométrica, se espera que la deformación plástica del material se propague al interior del mismo como un campo de deformaciones de la red cristalina.

^(vi)Un desarrollo detallado de esta expresión se da más adelante en el capítulo 5

1.6. Visualización de la red de vórtices

La presencia de centros de anclaje de vórtices en los materiales superconductores puede ser evaluada empleando diferentes técnicas. La mayoría de ellas utiliza la respuesta colectiva de la red para evaluar el incremento de valores límites del sistema ante la presencia de los defectos. Transporte eléctrico, mediciones magnéticas.[34, 68, 69] Sin embargo son las técnicas de visualización de la red las que permiten observar de manera directa el comportamiento individual de los vórtices ante la presencia de estos defectos.

Los diferentes métodos de visualización de la red de vórtices trabajan detectando la modulación del parámetro de orden $|\psi|^2$ (resolución en escalas de ξ) o bien la modulación del campo magnético B sobre el material (resolución en escalas de λ). La técnica de microscopía de efecto túnel es la única que trabaja detectando modulación del parámetro superconductor.[70, 71] Luego, las técnicas de decoración magnética,[72–76] microscopía Lorentz,[77] microscopía de barrido por efecto Hall,[78, 79] microscopía de barrido SQUID,[80] microscopía de barrido por fuerza magnética,[81, 82] microscopía magneto-óptica[83] y microscopía de barrido por haz de electrones[84] trabajan detectando modulaciones en el campo magnético.

De estas técnicas algunas permiten observar el movimiento de vórtices (microscopía Lorentz, microscopía de efecto túnel y microscopía magneto-óptica) y otras tienen una muy buena resolución en cuanto a la modulación que detectan (microscopía de barrido SQUID). De todas ellas, mientras unas permiten trabajar a campos aplicados en el orden de varios tesla (microscopía de efecto túnel) otras trabajan a bajos valores de campo (decenas de gauss para microscopía de barrido por efecto Hall y microscopía de fuerza magnética, y algunos gauss para microscopía magneto-óptica). Sin embargo la decoración magnética, que en función de la longitud de penetración del material ha llegado a resolver vórtices hasta valores de 1500 G en $\text{LuNi}_2\text{B}_2\text{C}$,[85] es capaz de trabajar observando la red en áreas macroscópicas ($\sim 1 \text{ cm}^2$) a un mismo tiempo.

La figura 1.5, extraída de la referencia [74], muestra una comparativa entre las diferentes técnicas de observación de la red de vórtices. En ella se observa una superioridad de la técnica de decoración magnética sobre las demás técnicas en cuanto a áreas de barrido de imagen para un único experimento. Esta característica de la técnica de decoración la pone al frente de las demás técnicas de visualización de la red de vórtices en cuanto a estudios de la simetría de la red de vórtices o de su comportamiento ante sistemas que modifiquen su estructuración que requieran la observación en conjunto de la red en grandes áreas.[74, 86]

1.6.1. Decoración magnética o decoración Bitter

Desarrollada paralelamente por Essman y Träuble,[73] y Sarma y Moon[87]; la técnica de decoración magnética ha jugado un papel muy importante en el campo de la superconductividad. La red de Abrikosov, descrita teóricamente en el año 1957,[49] fue observada experimentalmente por primera vez 10 años después empleando la técnica de decoración magnética.[73] Más de 40 años después, y aun empleando un diseño similar al de aquella época,[88] la técnica de decoración sigue siendo una herramienta experimental importante para el estudio de las propiedades de los materiales superconductores.[89, 90]

La técnica de decoración magnética detecta dominios magnéticos en la superficie de un materi-

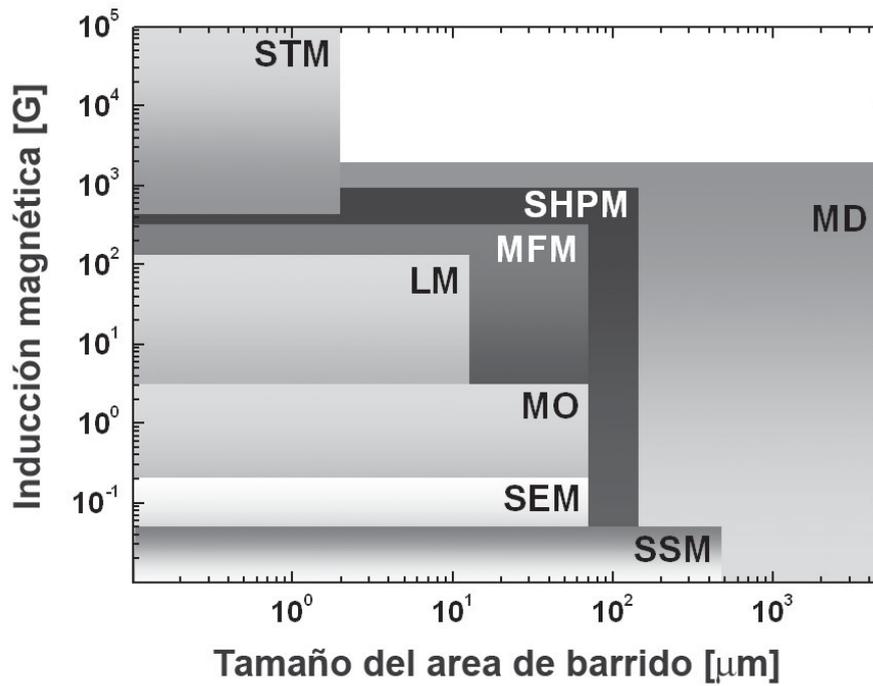


Figura 1.5: Comparativa entre diferentes técnicas de visualización de la red de vórtices (Y. Fasano y M. Menghini[74]). Las áreas coloreadas asociadas a cada técnica indican el tamaño de barrido para la adquisición de imágenes en relación a la inducción magnética a la que logran definir vórtices. Las técnicas mencionadas son: microscopía de efecto túnel (STM), microscopía Lorentz (LM), microscopía de fuerza magnética (MFM), microscopía de barrido por efecto Hall (SHPM), microscopía de barrido SQUID (SSM), microscopía magneto-óptica (MO), microscopía de barrido por haz de electrones (SEM) y decoración magnética (MD). Experimentalmente el alcance en barrido de la técnica de decoración magnética se conoce mucho mayor a lo indicado en la figura, sin depender este rango de trabajo del valor de inducción magnética en el material.

al. Aplicada a materiales superconductores, la decoración magnética trabaja evaporando partículas de un material ferromagnético (Fe en nuestro caso particular) en las proximidades del material en estado superconductor. La evaporación se realiza en el interior de una cámara con atmósfera de gas He a presión controlada. Las partículas ferromagnéticas en suspensión dentro de la cámara colisionan entre sí y con las moléculas del gas, termalizando y formando cúmulos de mayor tamaño ($\sim 5 - 7 \text{ nm}$). [91–94] Los momentos magnéticos de estos cúmulos interactúan con el gradiente de campo presente en las proximidades de la superficie del material superconductor en estado mixto, atrayendo los cúmulos a las posiciones de los vórtices. De esta manera el material magnético evaporado se deposita en la superficie del material superconductor *decorando* las posiciones de los vórtices.

Los cúmulos quedan adheridos a la superficie del material por fuerzas de Van der Waals. Esto permite la observación a temperatura ambiente del patrón de decoración obtenido al momento del experimento; *i. e.* se observa a temperatura ambiente las posiciones de los vórtices en el material al momento de realizar el experimento de decoración, bajo esas mismas condiciones de temperatura y campo magnético aplicado. La observación se puede realizar mediante microscopía electrónica de barrido, [73] microscopía óptica^(vii), microscopía de fuerza atómica [95]

^(vii) Ambas técnicas, microscopía electrónica de barrido y microscopía óptica, fueron utilizadas en esta tesis. Sin

o microscopía electrónica de transmisión.[96]

El límite de resolución en campo magnético de la técnica de decoración está dado por el balance entre la energía de interacción magnética y la energía térmica de los cúmulos de material evaporado.[74, 86, 94]. En estado mixto, cuanto mayor es el campo magnético aplicado al superconductor menor es la distancia entre vórtices, por lo que menor la modulación de campo magnético en su superficie (debido al solapamiento de los perfiles individuales de los vórtices). Una menor modulación de campo magnético significa una menor fuerza de interacción magnética con los cúmulos de Fe. Esto puede resolverse aumentando el tamaño de los cúmulos de Fe para incrementar la interacción magnética, pero esto es contrarrestado con una mayor agitación térmica de los mismos. El efecto de la modulación de campo magnético depende también de las características del material a decorar (valor de λ), por lo que existirá una dificultad intrínseca a cada experimento en función de las características del material.

Observamos que, así como otras técnicas de visualización de la red de vórtices, la técnica de decoración magnética da muy buenos resultados trabajando a bajos campos ($< 0,1 T$) y que no es apta para la observación de vórtices en movimiento debido a los grandes tiempos de *adquisición* de un patrón de la red (deposición de material magnético en la superficie de la muestra). Sin embargo, por las grandes áreas que permite observar en un único experimento ($\sim 1 cm^2$ o mayores), esta técnica es ideal para el análisis de la interacción de la red de vórtices con redes de defectos. Sus características le permiten abarcar zonas de un mismo material con presencia de defectos de diferente naturaleza, estudiando por ejemplo la interacción vórtice-defecto como también la transición entre regímenes distintos; y así un sin número de experimentos relacionados con este tipo de interacciones.[74–76]

1.6.2. Estado del arte de la decoración magnética

En 1931, incluso antes del descubrimiento del diamagnetismo perfecto en los materiales superconductores, la técnica de decoración magnética era implementada por Bitter para la observación de fronteras de dominios en materiales ferromagnéticos.[72] En sus experimentos Bitter utilizaba una suspensión coloidal de partículas ferromagnéticas en alcohol para decorar regiones de los materiales a estudiar con inhomogeneidades de campo magnético local. Más de 15 años después, en 1957, un montaje experimental similar fue utilizado para la observación de dominios magnéticos en superconductores tipo I.[94, 97, 98] En este caso se emplearon partículas de níquel suspendidas en helio líquido. Menos de una década después se depuraba la técnica logrando evaporar un metal en atmósfera de gas inerte para la decoración de fronteras de dominios ferromagnéticos.[88]

Dos años después, y diez años más tarde de la propuesta de Abrikosov sobre el comportamiento del campo magnético en los denominados superconductores tipo II, Essmann y Träuble empleaban la técnica de decoración para demostrar experimentalmente la existencia de la red de Abrikosov.[73]

Desde entonces se ha empleado la técnica de decoración para la observación del estado mixto en materiales tipo II estudiando orden e imperfecciones en la red de vórtices, anisotropía,[99, 100] efectos de dopaje, transiciones estructurales inducidas por la presencia de defectos artificiales[74]

embargo al momento de analizar resultados se empleó principalmente la primera, la microscopía electrónica de barrido.

y naturales,[101] para el estudio de sistemas mesoscópicos donde se da la aparición de vórtices gigantes (vórtices cuyo flujo es $k \cdot \Phi_0$; $k = 2; 3; 4; \dots$),[102, 103] e incluso ha permitido el estudio de una fase superconductor dada en materiales con doble gap donde se combinan propiedades de superconductores del tipo I y del tipo II.[89, 90]

Sin embargo, y a pesar de poder observar la red de vórtices en grandes áreas con definición individual de vórtices, no existen muchos trabajos que contribuyan a la estimación de las energías involucradas en el orden y la estructuración de dicha red. De los pocos intentos que trabajando en esa dirección arrojan resultados cuantitativos al respecto destacamos dos que se basan en resultados obtenidos por decoración magnética.

Un primer trabajo estudia el caso particular de la estructuración de la red de vórtices debido a la presencia de planos de macla en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. [104] El análisis aprovecha la correlación lineal que estos defectos imponen en la red evaluando el cambio de densidad de vórtices que se da localmente debido al posicionamiento de vórtices sobre dichos defectos. Un análisis comparativo de la energía de interacción para vórtices posicionados dentro o fuera de las posiciones de los planos de macla permite estimar una diferencia de energía que se asocia directamente al anclaje de vórtices debido a planos de macla. Este trabajo, aunque muy interesante puesto que pretende cuantificar directamente la energía de anclaje asociada a un defecto en concreto, se ve limitado en su aplicación al trabajar exclusivamente con defectos que impongan una correlación lineal con un fuerte cambio en la densidad local de vórtices de la red.

Un segundo estudio observa la transición de la red de una simetría cuadrada impuesta mediante anclaje artificial de vórtices, a la simetría triangular de la red de Abrikosov típicamente observada en materiales con baja densidad de defectos.[74] Este trabajo también realiza una estimación de la energía de anclaje de vórtices de la red de defectos artificiales a partir de un cálculo de la energía de interacción entre vórtices para cada una de las simetrías presentes. Para dicho cálculo considera los datos teóricos de las simetrías en juego para estimar sus parámetros de celda, observando por decoración el porcentaje de área en que la red adquiere cada una de dichas simetrías. Este segundo trabajo demuestra versatilidad pues no está limitado a un único tipo de simetría, pudiendo aplicar dicho tratamiento a diferentes sistemas donde se visualice la red de vórtices. Sin embargo su metodología da como resultado un promedio de energías perdiendo información detallada de lo que ocurre con la red en cada una de las posiciones de los vórtices.

Sin embargo la información que se obtiene de la red de vórtices mediante experimentos de decoración puede ser utilizada de una manera más completa obteniendo información importante de las energías que intervienen localmente en la red. El análisis de su estructuración mediante visualización de la misma brinda información precisa de la interacción vórtice-defecto con capacidad para discernir entre diferentes tipos de defectos en función de conocer la naturaleza de cada uno. De esta manera, así como es posible obtener mucha más información de las posiciones de vórtices en la red, esta información es posible asociarla localmente y punto a punto a la estructura del material, en particular a la presencia de defectos en él.

El análisis de la estructuración de la red de vórtices en relación a la presencia de defectos en el material es una herramienta capaz de brindar resultados muy útiles para el estudio de interacciones del tipo vórtice-defecto. Por otra parte la posibilidad de realizar este análisis mediante visualización de las posiciones de los vórtices en la red permite obtener información para acced-

er localmente y de manera clara al comportamiento de esta interacción. Finalmente, la técnica de decoración magnética permite realizar esta visualización en áreas muy grandes del material en comparación con cualquier otra técnica de visualización de la red, por lo que se vuelve la herramienta idónea para la realización de este trabajo.

Tomando como primer desafío el hallar sistemáticas que permitan responder a estas estrategias, trabajamos en el desarrollo de una herramienta para la clara cuantificación de resultados de estructuración de la red de vórtices, un modelo para la estimación de energías en la red. La misma utiliza las posiciones de vórtices observadas por decoración magnética para estimar energías asociadas localmente a ella. Esto nos permite discernir, a partir de la estructuración presente en la red, la magnitud de la interacción vórtice-defecto y asociarla a la presencia local de defectos particulares. Como aplicación de este modelo trabajamos con dos tipos diferentes de defectos artificiales: defectos nanoindentados y defectos irradiados por haz de iones focalizado; ambos de carácter superficial. A partir de estos resultados afrontamos la problemática desde un punto de vista diferente con el objetivo de corroborar nuestras hipótesis, generando de manera artificial sistemas virtuales de vórtices y obteniendo resultados que en conjunto se muestran autoconsistentes con nuestro modelo energético.

1.7. Objetivos y organización de este trabajo de tesis

Esta tesis pretende contribuir al estudio de las energías de interacción vórtice-defecto en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ empleando técnicas de generación de defectos artificiales que inducen una estructuración en la red de vórtices alterando así su simetría natural. El análisis de los resultados obtenidos se realiza por medio de la visualización de la red empleando la técnica de decoración magnética. A partir de estos resultados se genera un modelo para la estimación de las energías de anclaje asociadas a diferentes defectos, estudiando en particular los defectos artificiales que nosotros mismos generamos. Como resultado previo de este paso se obtiene información energética asociada a la posición de cada uno de los vórtices en la red, lo que permite la asociar resultados con posiciones conformando así un análisis completo de la interacción vórtice-defecto. Finalmente un estudio mediante el modelado de sistemas virtuales enfoca la problemática desde un punto de vista distinto, dando resultados que están en perfecto acuerdo con lo obtenido previamente mediante experimentos de decoración. Se escoge para este estudio trabajar sobre $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ pues este es el material que mejores respuestas en aplicación ha mostrado. En particular, y dadas las características y trabajos previos del grupo dentro del cual se trabaja para el desarrollo de esta tesis, los resultados se buscan con miras a aplicación en cintas superconductoras de segunda generación. El análisis de estructuración comparativo entre diferentes tipos de defectos en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ busca no solo generar una herramienta no invasiva y de simple aplicación para la cuantificación de resultados, sino también la obtención de resultados de aplicación inmediata.

Otro factor importante en el desarrollo de este trabajo de tesis ha sido la técnica empleada para la visualización de la red de vórtices. Dado que el Institut de Ciència de Materials de Barcelona no contaba con ninguna técnica para la visualización de la red con resolución individual de vórtices como lo logra la decoración magnética, la primera etapa de este trabajo consistió en el montaje, calibración, puesta a punto y mejora de la misma.

Luego, la comparativa de la estructuración dada por la presencia o ausencia de defectos artificiales en los materiales empleados ayuda a aproximar resultados mediante una comparación cualitativa mientras se optimizan las condiciones de los defectos artificiales para una mejor estructuración.

A partir de estos resultados el desarrollo de un modelo energético para la estimación de energías asociadas a la red de vórtices permite la cuantificación de esta comparativa previa. De esta manera es posible asociar a algún tipo particular de defecto un valor concreto a la fuerza de anclaje de vórtices. Además, en pasos previos para la estimación de este valor de fuerza de anclaje, se obtienen mapas de energías de interacción que asocian posiciones locales del material a zonas con mayor interacción vórtice-vórtice. Esto en definitiva habla del equilibrio entre fuerzas vórtice-vórtice y fuerzas vórtice-defecto que permite la estimación de energías de anclaje, observando de manera precoz posiciones con mayor fuerza de anclaje.

Finalmente la generación artificial de sistemas virtuales de vórtices completa el estudio analizando desde un punto de vista diferente los resultados obtenidos al aplicar el modelo energético. Estos nuevos resultados, consistentes con los anteriores, corroboran la cuantificación anterior dándole más fuerza al modelo energético desarrollado para tal fin. Es importante destacar que para el modelado de los sistemas virtuales de vórtices no se utilizó ninguna herramienta convencional de simulación. El procedimiento consistió en el ordenamiento de un set de posiciones generadas al azar considerando las energías de interacción implicadas en el proceso. Por esto, un paso previo muy importante en la etapa de modelado de los sistemas virtuales de vórtices consiste en la evaluación de la veracidad de los resultados obtenidos.

Este trabajo de tesis cuenta con una primera parte donde se describe el montaje y la puesta a punto del equipo de decoración. Esta parte del trabajo, que ha sido fundamental para la obtención de los resultados que se muestran en el resto de esta memoria de tesis, conforma el capítulo 2. Una vez descrito el equipo de decoración magnética se procede a realizar un análisis de la naturaleza de la red de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Se trabaja sobre monocristales y películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Para este estudio se utilizan resultados de visualización de la red por decoración observando principalmente la naturaleza de la red, su simetría y su respuesta a diferentes campos magnéticos aplicados. Este análisis se resume en el capítulo 3. A lo largo de este mismo capítulo, el primero de resultados de decoración magnética, se explica la metodología empleada para el análisis de resultados obtenidos por experimentos de decoración. Una vez estudiado el comportamiento de la red de vórtices en estos materiales, observamos el cambio que sufre la misma al generar defectos superficiales en ellos. Los resultados de estructuración de la red debido a la presencia de estos defectos se detallan en el capítulo 4. Para completar los resultados obtenidos previamente en el análisis de la interacción vórtice-defecto se desarrolla un modelo teórico que calcula localmente las energías de interacción entre vórtices, generando mapas de densidades de energías de la red; para posteriormente dar lugar a una estimación de las energías de anclaje asociadas a los defectos presentes en el material. El desarrollo de este modelo se muestra en el capítulo 5, acompañándolo con resultados de los diferentes sistemas ya evaluados en capítulos anteriores. Finalmente se enfrenta la problemática de la interacción vórtice-defecto desde un punto de vista diferente, realizando el modelado artificial de sistemas virtuales de vórtices. Este nuevo enfoque permite evaluar los resultados obtenidos en la estimación de energías asociadas al anclaje de vórtices

para los diferentes sistemas estudiados. Tanto la evaluación de la metodología empleada para el modelado de sistemas virtuales, como los resultados obtenidos de aplicar toda la metodología previa a los mismos se muestra en el capítulo 6. Las conclusiones finales del trabajo se encuentran en el capítulo 7.

Finalmente tres apéndices brindan información detallada sobre ciertos aspectos específicos referentes a la obtención de los resultados previamente mostrados. El apéndice A describe el protocolo típicamente empleado para realizar un experimento de decoración magnética en el sistema montado en el Institut de Ciència de Materials de Barcelona para este trabajo de tesis. El apéndice B describe consideraciones extra para el mantenimiento de dicho sistema. El apéndice C muestra el pseudocódigo de los programas encargados de realizar el modelado artificial de los sistemas virtuales de vórtices

De estos tres apéndices los dos primeros están enfocados a guiar futuros usuarios del sistema de decoración montado para este trabajo, mientras que el último de ellos brinda información para un análisis más especializado de los resultados obtenidos en el capítulo 6.

Por otro lado para la redacción del texto se ha tomado la siguiente convención en la notación de energías: Para las densidades superficiales de energías por unidad de línea se utiliza la letra E (en erg/cm^3). Para las energías por unidad de línea se utiliza la letra \mathcal{E} (en erg/cm). Para las energías se utiliza la letra \mathbb{E} (en erg). Si las energías son de interacción entre vórtices se indica con el subíndice “12” (E_{12} , \mathcal{E}_{12} , \mathbb{E}_{12}). Si las energías son de formación de vórtices se indica con el subíndice “0” (E_0 , \mathcal{E}_0 , \mathbb{E}_0). Si las energías corresponden a algún sistema en particular se indica mediante un superíndice (\mathbb{E}_0^v para sólo un vórtice, E^{Mpdm} para planos de macla en monocristales, \mathcal{E}_{12}^P para películas). Para energías asociadas al anclaje de vórtices se utiliza la letra “U”, discriminando de igual manera entre densidades superficiales de energía por unidad de línea U_P (en erg/cm^3) y energías por unidad de línea \mathcal{U}_p (en erg/cm). Para el caso particular de U_p asociada a las características de un defecto virtual se utiliza u_d (empleado en el modelado de sistemas virtuales). Al respecto, una tabla al principio de esta memoria resume la notación para los términos energéticos más importantes.

Cabe destacar también que durante la realización de esta tesis, y como parte de un trabajo en colaboración surgido en el transcurso de una estancia breve en el extranjero, se trabajó con otras técnicas de visualización además de la decoración magnética. Los resultados más importantes del trabajo realizado no están incluidos en esta memoria pero pueden leerse en las referencias [79, 105].

Capítulo 2

Dispositivo experimental para decoración magnética. Montaje y puesta a punto

La presencia de un vórtice en una muestra superconductora genera una modulación local del campo magnético. Fuera de la muestra y en la dirección del campo magnético, esta modulación desaparece en distancias de λ ; distancias para las cuales el campo magnético retoma su homogeneidad.

La técnica de decoración magnética, o *decoración Bitter*, aplicada a superconductores aprovecha esta modulación local de campo magnético en las proximidades de la superficie de estos materiales para atraer a las posiciones de los vórtices partículas ferromagnéticas. Estas partículas, al depositarse en la superficie de la muestra de manera selectiva, marcan las posiciones de los vórtices. Se dice así que las partículas ferromagnéticas *decoran* las posiciones de los vórtices en la superficie de la muestra.

En este capítulo se describe en detalle el dispositivo experimental montado y empleado para realizar las denominadas decoraciones magnéticas en materiales superconductores. También se habla de las posibilidades y perspectivas de la técnica y de las consideraciones para la realización de experimentos en un equipo con un diseño como el que aquí se utiliza.

La descripción realizada se refuerza con detalles constructivos producto de la experiencia adquirida durante el montaje y puesta a punto del sistema mencionado en los laboratorios del grupo de Superconductividad y Nanoestructuración a Gran Escala del Institut de Ciència de Materials de Barcelona. Otros detalles técnicos importantes al respecto de la operación y mantenimiento del equipo de decoración que en particular aquí se describe (detalles que no hacen a la parte constructiva del mismo), han sido agrupados en los apéndices A y B.

2.1. Sistema experimental

Un experimento de decoración magnética consiste, básicamente, en evaporar partículas de material ferromagnético, en nuestro caso Fe, en las proximidades de una muestra superconductora a estudiar, para que este se deposite en la superficie de la misma. Esta evaporación se

realiza en el interior de una cámara sellada, denominada *cámara de decoración*, dónde se halla la muestra y el material a evaporar. La cámara de decoración trabaja a presiones controladas en el orden de los 200 *mtorr* y a temperaturas del orden de los 4,2 *K* (en contacto con un baño de He líquido). Además cuenta con una serie de bobinas que permiten aplicar campo magnético a la muestra durante todo el proceso de decoración. Un esquema simplificado del equipo de decoración magnética y el detalle de la cámara de decoración se muestran en las figuras 2.1 y 2.2 respectivamente.

Decimos pues que un equipo de decoración es básicamente un sistema capaz de evaporar Fe en las proximidades de una muestra superconductor, manteniéndola a la temperatura de trabajo (temperatura del baño de He líquido), permitiendo además controlar tanto la presión en su interior como el campo magnético que se le aplica. Las consideraciones al momento de la construcción y el montaje de un sistema de tales características hacen que cada pieza sea pensada y diseñada para cumplir una función particular y específica.

A continuación se describe, parte a parte y haciendo hincapié en los detalles técnicos, el equipo de decoración montado. El mismo está basado en el diseño que en la actualidad se emplea en el laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche (Argentina), con el cual se ha estudiado extensamente las propiedades de la red de vórtices.[95, 106, 107]

2.1.1. Partes que lo componen

El equipo de decoración magnética que aquí se describe consta de una pequeña cámara (*cámara de decoración*) conectada a un sistema de vacío a través de un tubo metálico de perfil cilíndrico a modo de vara que denominamos *caña* (figuras 2.1 y 2.2). Dentro de la cámara de decoración se realiza el experimento de decoración. Todas las demás piezas en el sistema se encargan de hacer que la cámara se encuentre a presión, temperatura y campo magnético adecuado, o de proporcionar los mecanismos para el manejo y control del experimento en su interior.

La cámara de decoración está conformada por un cilindro de cobre de 4 *cm* de diámetro cerrado en ambos extremos, de un largo aproximado de 10 *cm*. Posee un doble *sello cónico* de vacío que permite el acceso físico de un usuario a su interior por cualquiera de sus dos extremos (figura 2.2). En su interior, en uno de los extremos, se encuentra el *filamento* que evapora el *Fe*, mientras que en el otro de los extremos se coloca la muestra a decorar (figura 2.2).

El doble sello cónico de la cámara de decoración permite acceder al interior de la cámara dejando al descubierto ya sea la muestra o el filamento, dependiendo esto de cuál de los dos sellos se desmonte. Es posible acceder a la muestra abriendo la cámara por cualquiera de sus dos sellos. Por el contrario no ocurre lo mismo si lo que se quiere es acceder al filamento, lo cual solo es posible si se abre la cámara por el extremo más próximo a él. Por esto, en cada experimento de decoración se utiliza siempre el sello correspondiente al extremo de la cámara más próximo al filamento, ya que por este extremo se puede manipular tanto el filamento como la muestra. Solo en caso de necesitar realizar cualquier trabajo sobre la muestra una vez esta está ya montada dentro del equipo, es más cómodo utilizar el segundo sello, el próximo al extremo de la cámara donde se halla emplazada la muestra. Con este tipo de experimentos nos referimos a, por ejemplo, la necesidad de soldar conectores sobre la misma muestra ya sea para el transporte de corriente en ella o la simple instalación de un medidor de temperatura *in situ* (por ejemplo

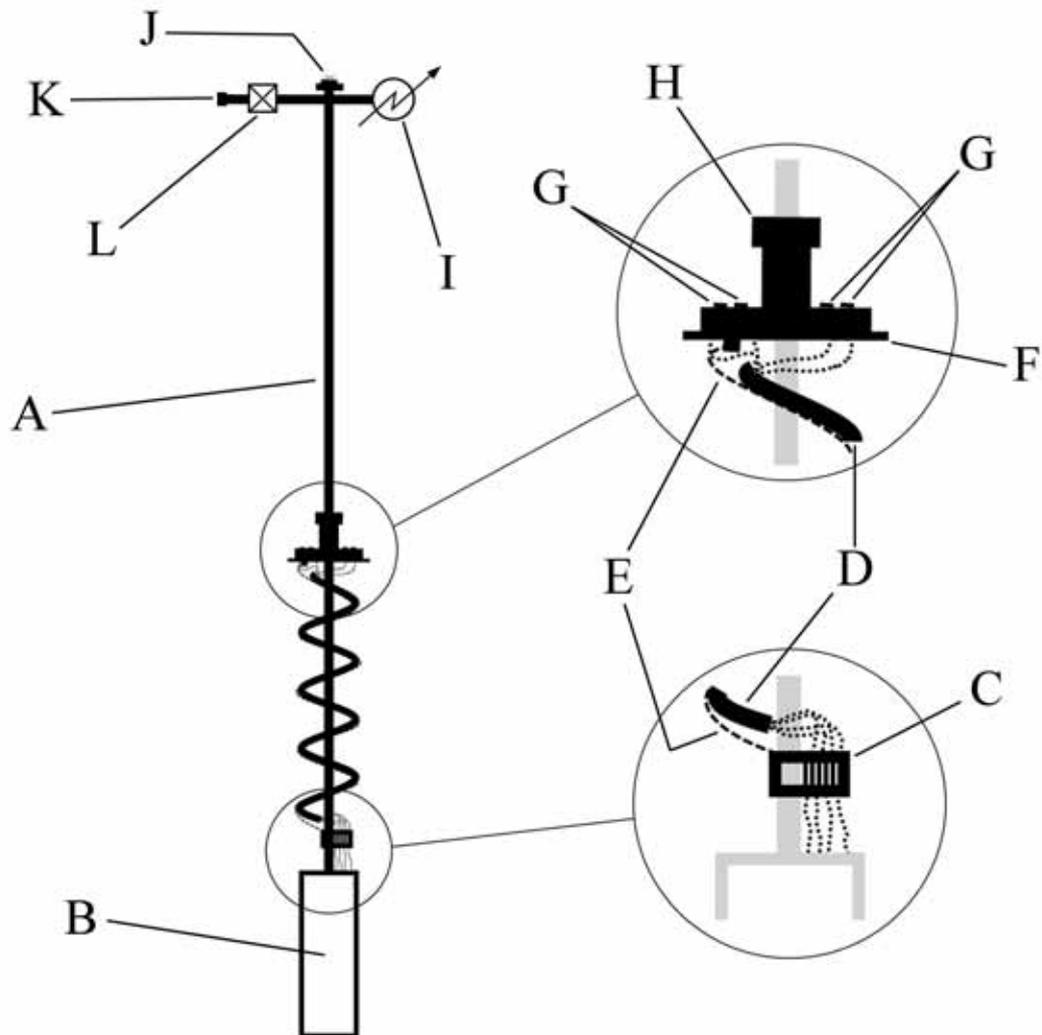


Figura 2.1: Esquema del equipo de decoración empleado para esta tesis. La *caña* (A), un tubo cilíndrico hueco de un largo aproximado de 1,5 m, conecta la *cámara de decoración* (B) con el sistema de vacío. En su extremo superior, una bifurcación en forma de “T” permite conectar un *medidor de presiones* (I) para el control de la presión en la cámara, a la vez que una *válvula de aguja* (L) que permite mantener el sistema aislado del exterior. La conexión con la línea de vacío se realiza mediante un acople *quick coupling* (K) mientras un *conector Winchester M7S macho* (J) permite la entrada de contactos eléctricos a la cámara sin romper el vacío del equipo. En los detalles del esquema se muestra la *bornera* (C) donde se conectan los *cables conectores* (D) que provienen del exterior de la cámara de decoración y el *alambre resorte* (E) que da forma al conjunto de cables de conexión. Se muestra también la *brida Leybold tipo DN 50 ISO-KF* (F) que sella el contenedor de He una vez introducido el equipo al mismo, con sus detalles de *fichas de conexión* (G), *sello quick coupling* (H) y también cables conectores (D) y alambre para dar forma al conjunto de cables (E).

tipo termocupla o termopar).

Los dos sellos cónicos de la cámara de decoración funcionan de la misma manera. Cada uno consiste en dos cilindros de igual diámetro que encastran perfectamente uno dentro del otro debido a su acabado cónico (interior en uno de los cilindros y exterior en el otro). Este acabado además les facilita una zona de contacto de aproximadamente 2 *cm* de largo en toda su circunferencia. Para hacer más efectivo el sellado se coloca grasa de vacío en toda la zona de contacto de las dos paredes cónicas. El utilizar grasa de vacío para estos sellos limita la presión de vacío a la que el equipo puede trabajar. Sin embargo dado que las presiones típicas de un experimento de decoración son del orden de los cientos de *mtorr* (no es necesario trabajar a alto vacío) se puede emplear este tipo de sellos sin ser esto determinante para los resultados. Por otro lado el tipo de sello empleado (sello cónico) permite trabajar a presiones por debajo de presión atmosférica pero no trabajar a sobrepresiones, puesto que la fuerza de sellado ejercida sobre las paredes del sello es debida a la diferencia de presiones entre el interior y el exterior de la cámara. Una diferencia en presiones positiva (mayor presión en el interior de la cámara) haría separarse a las dos partes cónicas de los sellos, rompiendo las condiciones de presión en el interior de la cámara.

Alrededor de la cámara de decoración encontramos una *bobina* que es la encargada de aplicar campo magnético a la cámara en la dirección longitudinal de la misma (figura 2.2). Esta bobina está realizada con material superconductor (en particular NbSe₂)⁽ⁱ⁾ y permite poner campos magnéticos, a temperatura ambiente, de un centenar de Gauss. La misma bobina, trabajando a temperaturas de He líquido, permite aplicar al sistema campos magnéticos mucho mayores⁽ⁱⁱ⁾. Esta bobina es fácilmente extraíble, permitiendo así el acceso de manera sencilla a ambos sellos cónicos y por consiguiente al interior de la cámara. El equipo de decoración cuenta también con un par de bobinas adicionales del mismo material, que se disponen diametralmente opuestas sobre las paredes de la cámara de decoración. Las mismas permiten aplicar campo magnético de manera transversal al que aplica la primer bobina. De este modo, utilizando ambos campos magnéticos, se puede componer un campo magnético en la dirección que se desee en el plano compuesto por el eje de simetría de la cámara y el eje diametral en el que se alinea el par de bobinas adicionales. Esto permite trabajar con campos dentro o fuera del eje de simetría de la cámara, en un sistema que permite la variación angular del campo magnético aplicado⁽ⁱⁱⁱ⁾.

Como se observa en el esquema de la figura 2.2, en uno de los extremos de la cámara de decoración se encuentra el filamento. El filamento se encarga de evaporar el material ferromagnético que será depositado en el superconductor al momento de realizar la decoración. Consta de un delgado hilo de tungsteno de corta longitud (~ 4 *cm*) moldeado en forma de “V” mostrando un ángulo de unos 160° aproximadamente. Precisamente en el ángulo que su forma le confiere al

⁽ⁱ⁾ Los alambres con base de material superconductor por lo general están compuestos de un alma de material superconductor (en este caso Nb) recubierta por una camisa de un material metálico (por ejemplo Cu). Esto permite que, ante la ruptura de la superconductividad en algún punto localizado del alambre, la conducción de corriente no se realice solo por el material superconductor en estado normal, sino también en paralelo por el material metálico. Se evita así la ruptura inmediata del alambre debido al calentamiento local del mismo, ampliando la vida útil del sistema (en este caso una bobina).

⁽ⁱⁱ⁾ Experimentalmente, a temperatura de He líquido se ha llegado a trabajar con campos del orden de las décimas de *Tesla*.

⁽ⁱⁱⁱ⁾ En los resultados mostrados en esta tesis el campo aplicado fue siempre constante y en una única dirección, paralela al eje “c” de la muestra

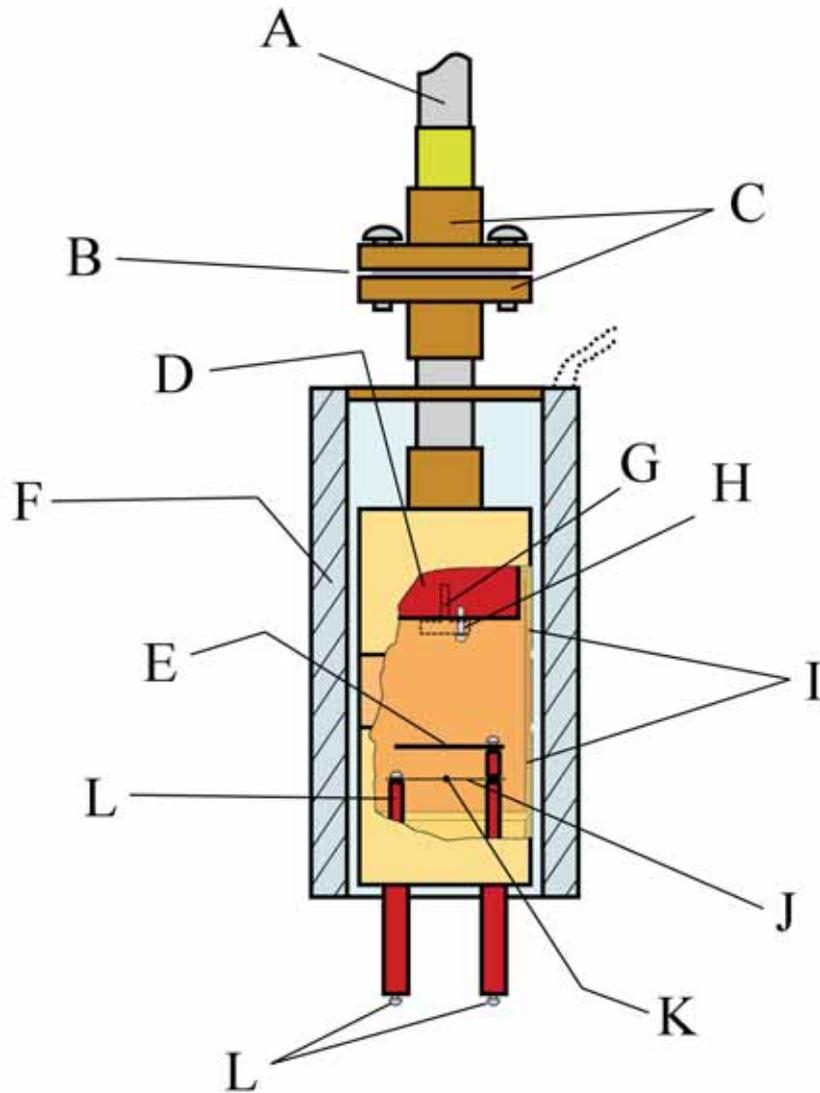


Figura 2.2: Detalle constructivo de la cámara de decoración. **A:** *Caña*. **B:** *Sello de In* a modo de junta tórica. **C:** *Acoples de bronce* para conectar la cámara de decoración al sistema de vacío (en particular a la caña). **D:** *Soporte* donde se fija el portamuestras. **E:** *Pantalla* para evitar el calentamiento de la muestra por radiación. **F:** *Bobina* generadora de campo magnético en la dirección del eje de simetría de la cámara. **G:** *Portamuestras* para montar la muestra. **H:** *Tornillo de fijación* para mejorar el anclaje térmico del portamuestras al baño de He a través del soporte. **I:** *Sellos cónicos* de vacío que permiten independientemente acceder al filamento o a la muestra. **J:** *Filamento* para evaporación del material ferromagnético. **K:** *Fe* a evaporar. **L:** Contactos eléctricos para el circuito de corriente que alimenta al filamento.

propio filamento hallamos una pequeña cantidad de Fe. La forma de “V” que el filamento presenta (dado el perfil radial de emisión termoiónica de un conductor lineal) le confiere la particularidad de tener un punto caliente en el propio vértice del filamento. Es por esta razón que el material a evaporar se ubica precisamente en el vértice del mismo.

Gracias a que la construcción de los filamentos es parte del proceso de decoración (ver apéndice B), el material ferromagnético empleado para la decoración puede ser cambiado en función de las necesidades del experimento.

Durante una decoración, para la evaporación del Fe se hace circular una corriente eléctrica a través del filamento. Esta corriente produce el calentamiento del filamento que funciona como elemento calefactor del Fe. El calentamiento del hilo de W evapora el Fe que en él se encuentra antes de deteriorarse dada la diferencia en temperaturas de transición al estado gaseoso para el Fe ($\sim 3000 K$) y al estado líquido para el W ($\sim 3600 K$). El proceso implica que al hacer circular una corriente eléctrica por el filamento de W se evapore el Fe, generando así un gas de partículas de Fe^(iv).

Dentro de la cámara de decoración, el filamento está sujeto por dos terminales que lo conectan eléctricamente con el exterior de la cámara (figura 2.2). Estos terminales eléctricos penetran dentro de la cámara a través de dos perforaciones realizadas en la pared de uno de sus extremos. Dichas perforaciones están selladas con un aislante eléctrico especial (Stycast[®]) que, además de sellar la cámara y aislar eléctricamente los terminales, cumple con tener el mismo coeficiente de expansión térmica que el material con que están hechas las paredes de la cámara (en nuestro caso bronce). De esta manera el mismo material es aislante eléctrico y sello de vacío de las perforaciones en las paredes de la cámara, cumpliendo esta función en el rango de temperaturas que va de temperatura ambiente hasta los $4,2 K$ (rango de temperaturas de trabajo del sistema de decoración).

Sobre el filamento, a poca distancia de él ($5 mm$) y copiando su forma, encontramos una pequeña lámina metálica o *pantalla* (figura 2.2). Esta pantalla se interpone en el camino visual entre la muestra y el filamento cumpliendo la simple función de evitar así el calentamiento por radiación de la muestra.

En el extremo opuesto de la cámara de decoración se encuentra el *soporte* donde se fija el *portamuestras* (figura 2.2). Este soporte consiste en un gran trozo macizo de cobre en contacto directo con la pared del extremo de la cámara de decoración. Tiene una perforación central con el diámetro correspondiente al de portamuestras típicamente utilizados en Microscopía Electrónica de Barrido^(v) (diámetro $\phi = 3,5 mm$). A la hora de realizar un experimento de decoración la muestra a decorar se monta en este tipo de portamuestras, el cuál va colocado en este soporte, encastrado en la perforación ubicada en su centro, dándole así a la muestra un buen anclaje térmico. Para mejorar aún más este anclaje térmico se asegura el contacto físico entre soporte y portamuestras fijando el uno al otro mediante un *tornillo de fijación* (figura 2.2). Para ello existe en el soporte, alrededor de su perforación central, otras tres perforaciones excéntricas, cada una

^(iv) Durante una decoración, y a pesar de la diferencia en temperaturas para las transiciones al estado gaseoso del Fe y al estado líquido del W, se considera que el Fe evaporado está parcialmente contaminado con partículas de W, lo que produce en realidad un gas de partículas impuras de Fe.[94]

^(v) Por ejemplo *Aluminium Luster Mounts* de SPI supplies (table $\phi = 12,7 mm$; pin $\phi = 3,2 mm$; pin length = $8,0 mm$).[108]

de ellas con rosca interna. Es necesario entonces realizarle manualmente a cada portamuestras de los que se utilizan para decoración, una pequeña perforación de unos $2,5\text{ mm}$ de diámetro y a 7 mm de su eje de simetría^(vi). De esta manera, esta inercia térmica que el bloque de cobre posee, y al que el portamuestras se ancla, permite mantener en frío la muestra a pesar de estar evaporando Fe dentro de la misma cámara a no más de $2,5\text{ cm}$ del material a decorar.

En este mismo extremo de la cámara de decoración, y detrás del bloque de cobre donde asir los portamuestras, se halla la conexión con el sistema de vacío. Esta consiste en un *acople de bronce* (figura 2.2) soldado a la cámara de decoración que llega a ella a través de una perforación en el extremo de la misma, extremo opuesto al que corresponde al filamento (figura 2.2).

A través de este acople en el extremo de la cámara se conecta la caña; un caño cilíndrico que conecta la cámara de decoración con el sistema de vacío (figuras 2.1 y 2.2). Este caño tiene en su extremo más próximo a la cámara un acople de bronce idéntico al que posee la cámara de decoración. Ambos acoples se mantienen unidos a través de 4 tornillos que se encargan además de mantener el sistema en una sola pieza.

Para evitar pérdidas de vacío en esta unión se coloca un *sello de In* (figura 2.2) entre ambos acoples a modo de junta tórica, formando un anillo de alambre de In que se coloca entre ambos acoples. El In es un material muy maleable, por lo que la presión que realizan los 4 tornillos que unen ambos acoples deforma el anillo de In. De esta manera, al deformar el In, se crea un sello que hermanita perfectamente con ambas piezas, rellenando cualquier canal o intersticio que pudiera implicar pérdidas de vacío en el equipo; un sello que se amolda perfectamente a ambos acoples.

La caña es un tubo metálico de $1,5\text{ m}$ de largo y de $12,7\text{ mm}$ de diámetro (media pulgada) con paredes de aproximadamente 1 mm de espesor (figura 2.1). La caña es la encargada de, al momento de realizar un experimento de decoración, comunicar la cámara de decoración (ya dentro del baño de He líquido) con el resto del sistema (fuera del baño de He líquido y a temperatura ambiente). Es importante para este tipo de equipos (equipos refrigerados por líquidos criogénicos) la minimización del transporte de calor desde el exterior al interior del sistema. Para ello lo más conveniente es contar con tubos metálicos de paredes delgadas ($\sim 0,5\text{ mm}$ de espesor). En este caso no se emplea material de este tipo, lo que implica un gasto levemente mayor de He líquido, pero dado el tipo de experimento y su corta duración este gasto no es crítico.

A lo largo de la caña, y con libre movimiento en toda su longitud, encontramos una *brida Leybold* con acople de conexión *tipo DN 50 ISO-KF*, sujeta a la caña por medio de un acople del tipo *quick coupling* de media pulgada (detalle figura 2.1). Esta brida se encarga de sellar el contenedor del líquido criogénico una vez la cámara de decoración está dentro del mismo, permitiendo a la vez el movimiento de entrada y salida al contenedor por parte de la caña gracias a su movilidad. A su vez, esta brida porta los cables conectores eléctricos que permiten alimentar desde fuera del recipiente contenedor del líquido criogénico tanto las bobinas que generan campo magnético como el filamento que se encarga de evaporar el Fe. Por lo que una vez sellado el recipiente contenedor del He líquido, la forma de conectar los circuitos eléctricos en la cámara de decoración desde el exterior es a través de las *fichas de conexión* situadas en esta brida (detalle figura 2.1). La función principal de esta brida es sellar el contenedor de líquido

^(vi)Esta preparación previa de los portamuestras también forma parte del proceso de decoración.

criogénico permitiendo el movimiento de la caña para poder sumergir o retirar del líquido la cámara de decoración; todo esto sin romper el sello del volumen del contenedor.

Para la conexión eléctrica de los circuitos de alimentación a las bobinas de campo magnético y al filamento, la brida cuenta con 6 conectores tipo banana hembra de 3 mm (fichas de conexión) que la atraviesan manteniéndose eléctricamente aislados. En estos conectores, desde el lado interior de la brida, nace un ramal de *cables conectores* (detalle figura 2.1) que lleva la alimentación eléctrica a los circuitos correspondientes en la cámara de decoración (bobinas y filamento). Dado que la brida puede deslizarse a lo largo de la caña es necesario darle a este ramal de cables la capacidad de desplegarse y retraerse en función de la posición de la brida en la caña. Para esto los cables que se conectan a la brida desde el interior están enrollados alrededor de la caña formando una espiral, la cual mantiene su forma gracias a un *alambre resorte* de acero que le permite conservar su forma espiralada (detalle figura 2.1). De esta manera los cables pueden amoldarse a la distancia entre brida y cámara según lo requiera el experimento en ese momento sin perder su forma compacta.

Dicho alambre resorte está conectado, en un extremo, a un pequeño soporte en forma de ojo de aguja unido a la parte interior de la brida; y en el otro, a un soporte justo por encima de la cámara de decoración y junto a una *bornera* a la cual se conectan todos los cables que provienen de la brida (detalles figura 2.1).

La bornera, que se ubica justo encima de la cámara de decoración, se encarga de asir los extremos opuestos de la espiral de cables, y de darle conexión a cada uno con su respectivo circuito eléctrico, ya sea este el de una bobina o el del filamento. Las conexiones en la bornera se realizan mediante soldadura con estaño-plomo. Este tipo de soldadura es lo que se denomina *soldadura blanda* por ser una unión con un material de aporte de bajo punto de fusión, y es un tipo de soldadura propensa a romperse fácilmente ante ciclajes térmicos. En criogenia este tipo de soldadura se emplea para la unión de materiales con igual coeficiente de expansión térmica (en este caso cobre con cobre), minimizando así el riesgo de rotura de la unión. Para el caso particular del montaje de este sistema de decoración se ha procurado unir mediante soldaduras blandas sólo materiales de igual naturaleza (cobre con cobre, bronce con bronce, etc.).

Al otro extremo de la caña encontramos una bifurcación en forma de “T”. En uno de los brazos de la bifurcación encontramos una *válvula* que permite cerrar la conexión de la cámara de decoración con el sistema de vacío (figura 2.1). Esta válvula nos permite mantener estancas de manera temporal pero suficientemente eficiente para los experimentos de decoración las condiciones de vacío del equipo. La válvula empleada es una válvula del tipo *de aguja* que permite controlar muy bien los flujos de gas que circulan a través de ella, pero sin trabajar de manera perfecta como válvula de paso para el cierre efectivo de la conexión. La presencia de una válvula de aguja para el control de flujos de gas en el equipo de decoración es crucial para un muy buen control de la presión al momento de realizar una decoración magnética.

En el otro brazo de esta bifurcación encontramos instalado un *medidor de presiones* (figura 2.1). Este medidor es el que acusa el valor de presión de referencia para los experimentos de decoración. Esta sonda es un medidor de tipo *Varian 801 (Thermocouple gauge control)*. La ventaja de la configuración válvula-medidor-cámara en esta bifurcación en “T” es que el medidor de presión se encuentra siempre en el volumen que contiene a la cámara de decoración, esté la

válvula de aguja cerrada o no. Otra ventaja de esta configuración es la facilidad de conexión y acceso al medidor de presión, el cual se encuentra fuera del líquido criogénico por estar en ese extremo de la caña. Como desventaja, esta configuración permite leer la presión en la cámara de decoración pero sólo en condiciones estables del sistema. La gran cantidad de impedancias presentes entre la cámara y el medidor (codos, disminuciones de diámetro de conductos, gran longitud de la caña, etc.) hacen que la presión leída durante un experimento de decoración no sea la presión real dentro de la cámara en ese instante. Sin embargo esto no es un problema, puesto que ante experimentos realizados de idéntico modo la presión leída puede ser tomada como una buena referencia del mismo, sin importar si es la presión real o no de la cámara^(vii).

También es posible, si así fuese requerido, obtener del medidor de presión una señal digitalizada, la cual resultaría útil de querer realizar un registro informático de la presión durante un experimento de decoración. Este sistema fue probado, pero los resultados obtenidos fueron descartados por no aportar nada innovador al tipo de experimentos realizados en esta tesis.

Al otro lado de la válvula de aguja existe otro acople tipo *quick coupling*, de 3/4 de pulgada de diámetro (figura 2.1). Mediante este acople se conecta el sistema de vacío al equipo de decoración, dejando la válvula de aguja entre el sistema de vacío y la cámara de decoración, con el medidor de presión dentro del volumen que contiene a la cámara.

Además, cabe destacar que en el extremo de la caña, sobre la bifurcación en “T” y dentro del volumen en el que la válvula de aguja encierra a la cámara de decoración, encontramos un *conector tipo Winchester M7S macho* (figura 2.1).[109] Este conector permite realizar conexiones eléctricas desde el exterior hacia el interior del equipo sin romper el vacío del mismo. Estos contactos fueron diseñados para la instalación de circuitos de baja potencia auxiliares al experimento de decoración en sí, como por ejemplo la alimentación de corriente para mediciones de transporte eléctrico o la medición de temperatura *in situ* en la muestra, sin embargo estos contactos no fueron utilizados para la obtención de los resultados mostrados en esta tesis. Dichos contactos eléctricos son independientes de la brida montada a lo largo de la caña y se diferencian de estos últimos pues penetran al interior de la cámara a través de la misma perforación por la cual se controla la presión en ella (por el interior de la caña).

En el caso de la unión de los extremos de la caña (tubo cilíndrico de acero) con los acoples de bronce que la unen tanto a la cámara como a la bifurcación en “T” en el extremo opuesto, se empleó soldadura del tipo blanda, con el agregado de una pieza extra a la caña. Para este caso se construyó una pieza cilíndrica de bronce que hermanaba con los extremos de la caña de manera exterior y con los acoples de bronce de manera interior. La unión de la caña (de acero) con estas piezas de bronce se realizó soldando con material de aporte de alto punto de fusión (Ag) dada la diferente naturaleza de ambos materiales y su necesidad de trabajar bajo condiciones de gran ciclaje térmico. Sin embargo, la unión de la caña (por medio de estas piezas extras de bronce) con los acoples de bronce se realizó empleando soldadura blanda, uniendo bronce con bronce. La ventaja de esto es tener acceso a un sistema fácilmente desmontable (rompiendo la unión hecha por las soldaduras blandas), lo que permite además un ágil recambio de piezas del mismo.

El diseño para el equipo de decoración que aquí se muestra permite, contando con un recip-

^(vii)Se aprecia aquí la necesidad de un protocolo de decoración estricto para la realización de experimentos de decoración magnética.

iente contenedor de líquidos criogénicos, sumergir la cámara de decoración en un extremo de la caña manteniendo el extremo opuesto lo suficientemente alejado como para conservarlo a temperatura ambiente fuera del contenedor del líquido. Esto implica la necesaria presencia de un cierre para el volumen del recipiente contenedor del líquido criogénico (brida Leybold a lo largo de la caña) que permita la conexión eléctrica a las bobinas de campo magnético desde el exterior del recipiente (conectores en la brida) así como el libre movimiento de la caña para poder sumergir o retirar del líquido la cámara sin necesidad de romper la estanqueidad del recipiente contenedor del líquido (cierre *quick coupling* en la brida sujetando la caña). Por otro lado es necesario llegar desde el exterior (fuera del recipiente contenedor del líquido criogénico) al interior de la cámara con conexiones eléctricas para controlar la evaporación del material ferromagnético así como cualquier sistema eléctrico auxiliar, sin romper el vacío ni la estanqueidad del recipiente que contiene el líquido. Para esto se cuenta con conexiones exclusivas para el filamento en la misma cámara a las que se llega a través de la brida Leybold, así como conexiones en el extremo opuesto de la caña (ficha Winchester en el extremo de la caña en “T”) que permiten llegar a la cámara sin alterar las condiciones estancas del recipiente contenedor del líquido. Finalmente es la misma caña la que permite conectar la cámara al sistema de vacío manteniendo estanco el volumen contenedor del líquido criogénico así como controlando las condiciones de presión en el volumen de la cámara.

En resumen, el diseño aquí explicado permite sumergir en un líquido criogénico un sistema que trabaja en condiciones de campo magnético y presión controladas, que evapora un material ferromagnético en las proximidades de una muestra que se mantiene a bajas temperaturas, y que permite controlar todo el sistema desde el exterior del volumen contenedor del líquido.

2.2. Consideraciones técnicas

La naturaleza de los materiales superconductores requiere un amplio conocimiento de la técnica de decoración (en principio una técnica simple) para poder aprovecharla y controlarla, mejorando así los resultados obtenidos.

Un experimento típico de decoración implica la evaporación de material ferromagnético en el interior de una cámara a baja temperatura, con campo magnético aplicado, atmósfera de gas inerte y a baja presión.

Durante el experimento es necesario mantener el control de la presión, el campo magnético y la temperatura, tarea que se torna compleja al estar evaporando Fe dentro de la cámara de decoración en las proximidades de la muestra superconductora.

La técnica de decoración magnética, por trabajar con un sistema de índole básicamente artesanal, es una técnica que puede ofrecer resultados muy interesantes siempre que se controlen todos los pasos con sumo cuidado. Un conocimiento exhaustivo de las características del equipo así como del funcionamiento de cada pieza en cada momento del experimento permite optimizar los resultados obtenidos.

2.2.1. Física del sistema

Al momento de realizar un experimento de decoración se genera, dentro de la cámara, un gas de partículas de Fe que inunda todo el volumen de la misma. Por otro lado dentro de la cámara, que trabaja con atmósfera controlada de He gas, la presión está regulada por la propia presencia de este gas inerte. Las partículas de Fe así evaporadas interactúan colisionando con las partículas del gas de He, perdiendo energía y, al mismo tiempo, colisionando con otras partículas del mismo gas de Fe. De esta manera se forman cúmulos de Fe cuyo tamaño depende de la cantidad de colisiones que hayan tenido antes de recorrer la distancia entre el punto de evaporación y el material a decorar. En definitiva son estos cúmulos de Fe los que llegan a la muestra, interactúan con el campo magnético modulado en su superficie y se depositan en las posiciones de los vórtices.

Dado que la presión dentro de la cámara al momento de la evaporación es la que determina el camino libre medio de las partículas de Fe evaporadas, es el valor de esta presión quien fija el tamaño de los cúmulos de Fe que arriban a la superficie de la muestra para depositarse en ella. De esta manera, para una mayor presión mayor será el tamaño de los cúmulos pues habrá un mayor número de colisiones (menor valor del camino libre medio). Para las presiones típicas de decoración (~ 200 *mtorr*) el camino libre medio es del orden de los micrones, lo que implica un gran número de colisiones de las partículas de Fe antes de llegar a distancias de interacción con el gradiente de campo magnético en las proximidades de la superficie del material^(viii). [110]

Luego, considerando la influencia del tamaño de estos cúmulos de Fe en una decoración entenderemos la importancia del control de la presión durante un experimento. Podemos hacer para ello un simple análisis magnético de los mismos.

Cuando los cúmulos de Fe se encuentran a una distancia del orden de los micrones son atraídos a las posiciones de los vórtices depositándose en tiempos del orden del segundo. [110, 111] Esta atracción es producto de la fuerza magnética \mathbf{F}_m presente entre los cúmulos y el campo magnético local $\mathbf{h}(\mathbf{r})$ en la muestra, tal que

$$F_m = |(\mathbf{M} \cdot \nabla)\mathbf{h}(\mathbf{r})|, \quad (2.1)$$

donde la fuerza \mathbf{F}_m es una fuerza de atracción hacia la posición del vórtice, \mathbf{M} es la magnetización del cúmulo y \mathbf{r} es la distancia medida desde el centro del vórtice al cúmulo.

El valor máximo de $h(\mathbf{r})$ se encuentra en el centro del vórtice y es del orden de $2H_{c1}$ para un vórtice aislado (un poco menor para un vórtice en la red) [86, 112] mientras que el valor mínimo depende de la relación entre la distancia entre vórtices y el parámetro λ dado el comportamiento de $\mathbf{h}(\mathbf{r})$. [7, 67] Para vórtices separados una distancia mayor a 4λ el valor mínimo de $h(\mathbf{r})$ es ~ 0 y estará en el punto medio entre dos vórtices vecinos ($r \geq 2\lambda$).

A medida que B aumenta, la distancia entre vórtices disminuye; produciendo el solapamiento del perfil de campo magnético individual de vórtices vecinos. Esto produce el aumento del valor mínimo de \mathbf{h} , disminuyendo así el gradiente de campo magnético, en función de la dependencia con \mathbf{r} .

Para decorar las posiciones de los vórtices, es necesario que los cúmulos de material magnético

^(viii)Se estima un valor para el tamaño de los cúmulos que llegan a la superficie de la muestra en un rango de $\sim 50 - 100$ Å para las presiones típicas de experimentos de decoración. [91-94, 110]

sean atraídos a dichas posiciones, por lo que es importante que tengan una energía magnética \mathbb{E}_{mag}^c superior a su energía cinética. Esto lo expresamos como

$$\mathbb{E}_{mag}^c \sim M \cdot \Delta H \geq k_B T, \quad (2.2)$$

donde ΔH es la variación máxima del campo magnético local dada por la diferencia entre los valores máximo y el mínimo del campo magnético local debida a la modulación en la red. Al aumentar el campo magnético disminuye ΔH . Esto obliga a aumentar el valor de M para poder continuar definiendo vórtices en la decoración; donde M está dado por $M = m \cdot V^c$, con m el momento magnético por unidad de volumen del material evaporado y V^c el volumen del cúmulo. Si consideramos que el material a evaporar para realizar la decoración es siempre el mismo, para que los cúmulos de material magnético formados durante la decoración sean atraídos a la posición de los vórtices su volumen tiene que ser superior a un valor mínimo dado por

$$V^c \geq V_{lim}^c = \frac{k_B T}{m \cdot \Delta H} \quad (2.3)$$

Dado que este valor límite para el volumen de los cúmulos V_{lim}^c aumenta con el valor del campo magnético (debido a la disminución de ΔH), se deduce que la técnica de decoración Bitter está limitada en campo. Dicho valor límite corresponde al valor de campo magnético para el cual el tamaño mínimo del cúmulo de material ferromagnético formado debe ser del orden de la distancia entre vórtices, siendo imposible distinguir vórtices de manera individual.

De igual manera es importante escoger un material que maximice la sensibilidad del equipo experimental, es decir un material con un momento magnético m elevado. En particular hemos escogido Fe por tener un momento magnético alto ($\mu_{Fe} = 2,2 \mu_B/atom$) en comparación con otros materiales que también pueden emplearse en decoración como Co o Ni ($\mu_{Co} = 1,72 \mu_B/atom$ y $\mu_{Ni} = 0,61 \mu_B/atom$ respectivamente). La selección de un gas inerte para el control de la presión en el interior de la cámara de decoración (en nuestro caso He gas) ayuda también a evitar la oxidación de estos cúmulos, efecto que podría llegar a disminuir su magnetización en valores de hasta un 25 %.[93]

En función de la temperatura del experimento, el campo magnético aplicado y la naturaleza del material a decorar (valor de λ característico del mismo), cada experimento de decoración tendrá su valor ideal de tamaño de cúmulo para un resultado óptimo. Como ya se explicó existe un tamaño mínimo de cúmulo de material ferromagnético a depositar durante la decoración (V_{lim}^c). De la misma manera se mencionó que existe un tamaño máximo que limita la definición de la decoración y que se corresponde con la distancia entre vórtices. Puesto que el tamaño de cúmulo al momento de decorar lo controla el valor de la presión dentro de la cámara, este valor de presión se convierte en un dato crítico para la obtención de resultados óptimos. Se deduce de manera directa que de igual modo existe un valor óptimo de presión dentro de la cámara de decoración para obtener buenos resultados, dependiendo este valor tanto de las propiedades del material como de las condiciones a las que se realice la decoración (principalmente valor de campo magnético aplicado). Experimentalmente en el transcurso de esta tesis se ha comprobado que no es posible obtener definición de vórtices para experimentos de decoración realizados a

presiones alejadas tan solo un 5% del valor óptimo^(ix).

Así como el control de la presión es crucial en experimentos de decoración, el control de la temperatura del material a decorar es sumamente importante para la obtención de buenos resultados.

Debido al diseño del sistema experimental, el filamento, que es el encargado de la evaporación del material ferromagnético, se encuentra a una distancia de $\sim 2,5$ cm del material. Para el caso de nuestros experimentos, durante una decoración la muestra se encuentra termalizada a $\sim 4,2$ K (temperatura del baño de He líquido). La diferencia que se da en temperaturas para tan corta distancia entre el Fe evaporándose y la muestra en frío (de aproximadamente unos 3000 K en 2,5 cm) genera un gradiente térmico importante que puede llegar a calentar al material a decorar.

Para evitar su calentamiento se cuenta, primero, con un muy fuerte anclaje térmico del ejemplar a decorar al baño de He líquido mediante el tornillo de sujeción del portamuestras al soporte de Cu en contacto directo con el baño de líquido criogénico. Luego, el calentamiento por irradiación es evitado interponiendo, en el camino óptico entre la muestra y el filamento, una pantalla. La convección es necesaria para los experimentos de decoración puesto que el gas de partículas ferromagnéticas es generado solamente en un punto de la cámara de decoración. Por esto se minimiza la cantidad de material ferromagnético a evaporar, reduciendo al máximo también el volumen de material que sufre calentamiento dentro de la cámara (filamento). De esta manera, optimizando las características del equipo (considerando también la conducción y la radiación de calor) se minimizan los riesgos de calentamiento de la muestra favoreciendo a su vez el contacto térmico con una fuente fría, como lo es el baño de He líquido en el que la cámara está sumergida.

2.3. Conclusiones

Hasta aquí se han descripto paso a paso las consideraciones al respecto del montaje y funcionamiento del sistema de decoración magnética. Esto, para algunas piezas del equipo, implica un alto detalle en lo que a características constructivas se refiere. El grado de detalle en que es posible conocer el sistema montado se ha ganado con la experiencia tanto en su operación como en el propio proceso de montaje.

Algunos detalles extras sobre el empleo del sistema de decoración pueden encontrarse en los apéndices A y B. Los mismos, a pesar de no hacer a la parte constructiva del sistema, sí pueden ser útiles para entender mejor el funcionamiento del mismo.

De igual manera, y a pesar de conocer muy bien cada pieza del sistema de decoración, es importante apuntar que no todas las piezas que lo componen se fabricaron en nuestros laboratorios. Algunas fueron fabricadas en los talleres del Laboratorio de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche^(x) (Argentina). En particular la cámara de decoración como ha sido descripta (bobinas, acople para el sistema de vacío, conectores para el circuito de corriente del filamento, paredes y sellos cónicos correspondientes sin ningún tipo de conexión eléctrica,

^(ix) Para experimentos de decoración realizados en films de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ de 250 nm de espesor, a 4,2 K y con un campo aplicado del orden de los 16 Oe.

^(x) Centro Atómico Bariloche - Comisión Nacional de Energía Atómica, Av. Bustillo Km. 9,5 (8400) S. C. de Bariloche, Argentina.

portamuestras, pantalla, o filamento alguno), más las bobinas que aplican campo al material (sin ningún tipo de conexión), más el extremo de la caña con forma de bifurcación en “T” (válvula de aguja, acople y conector Winchester sin medidor de presión incluido); más la brida Leybold (incluyendo conectores) son piezas con las que se contaba al momento de comenzar con la empresa del montaje del sistema de decoración. Sin embargo, la fabricación del resto de las piezas, el montaje del sistema por completo, el diseño de experimentos para la comprobación del funcionamiento (pérdidas de vacío, ciclaje térmico, conexiones eléctricas, sellos, soldaduras, etc.) y la resolución de problemas que surgieron durante todo el proceso han brindado la oportunidad de aprender a fondo la física del experimento.

Es muy importante remarcar en este punto que la calidad de los resultados obtenidos en experimentos de decoración, tanto los que se muestran en este trabajo de tesis como aquellos carentes de relación con el mismo, se debe en gran parte al profundo conocimiento que se posee del funcionamiento del sistema. En este sentido es muy importante ser algo más que un simple operario del sistema de decoración, y permitirse integrar en un sólo experimento conceptos de física adquiridos a lo largo de todo el período de aprendizaje, incluido el montaje del sistema de decoración y los propios experimentos realizados con él.

Capítulo 3

Visualización de la red de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libre de defectos artificiales

La red de vórtices, en ausencia de defectos, se ordena con simetría triangular alcanzando así su estado de mínima energía.[49, 113, 114] Este hecho, predicho primeramente de manera teórica, fue demostrado experimentalmente utilizando la técnica de decoración magnética.[7, 73] Dicha simetría triangular es respetada por la red de vórtices salvo cuando en el material se presentan defectos capaces de reducir la energía del sistema al facilitar la localización de vórtices en ellos. Se dice así que un defecto es capaz de *anclar* a los vórtices. Para que la localización de un vórtice en un defecto sea energéticamente favorable, el parámetro superconductor se debe ver deprimido en esta posición. Los defectos capaces de anclar vórtices presentan típicamente dimensiones del orden de la longitud de coherencia ξ del material. Ante su presencia la red se deforma para posicionar vórtices en ellos perdiendo su simetría triangular pero minimizando de igual modo su energía total.

En este capítulo se muestran resultados de decoración magnética en películas y monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales donde se observa la simetría de la red de vórtices. Estos resultados permiten evaluar las condiciones a las que la red de vórtices se ve sometida en cada uno de los materiales estudiados. Los resultados se asocian finalmente a la fuerte competencia entre dos tipos de interacciones diferentes, interacción vórtice-vórtice e interacción vórtice-defecto. La competencia entre estos dos tipos de interacción se refleja en el orden presente en la red de vórtices. Se observa más desorden cuanto mayor es la interacción vórtice-defecto respecto de la interacción vórtice-vórtice.

Para la red de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ se observa diferente orden según las condiciones en las que se lo estudie (monocristales libres de planos de macla, monocristales maclados o películas). Esta diferencia en el orden indica tanto una diferencia en la naturaleza de los defectos presentes en el material como en su interacción con la red. Según la naturaleza de los defectos, su influencia en la nanoestructuración⁽¹⁾ de la red de vórtices es distinta, encontrando una ordenada nanoestructuración para sistemas con defectos correlacionados como son los monocristales maclados.

⁽¹⁾La estructuración de la red de vórtices a escala nanométrica da lugar al concepto de *nano-estructuración*.

3.1. Defectos en la simetría de la red de vórtices

La presencia de defectos estructurales en los materiales superconductores genera centros de anclaje de vórtices. El origen estructural de este tipo de defectos puede ser muy diverso (presencia de precipitados, fronteras de grano, desorientación de la estructura cristalina, inclusiones en la red, planos de macla, desorientaciones, intercrecimientos, vacantes de oxígeno, etc.[22]), siendo la deficiencia de oxígeno uno de los más típicos en superconductores óxidos como el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. [53]

En sistemas libres de defectos donde solo existe interacción entre vórtices la red pondera la simetría triangular por ser esta su configuración de mínima energía. [7, 49]

En materiales con presencia de defectos, a medida que la temperatura disminuye, disminuye también la interacción entre vórtices (el valor de λ decrece) y la interacción entre vórtices y defectos se vuelve cada vez más importante. La red se va ordenando no solo buscando una simetría triangular (interacciones vórtice-vórtice), sino también deformando esta misma simetría para posicionar vórtices en los defectos presentes en el material (interacciones vórtice-defecto).

Si se trata de tan solo un defecto puntual y aislado, la red de vórtices aprovecha la presencia de este defecto para minimizar su energía anclando un vórtice en esa posición. Dado que para que un defecto funcione como centro de anclaje y nucleación de vórtices en este se debe deprimir la propiedad superconductor, se espera que un vórtice en esta posición (la posición de un defecto) tenga menos movilidad que un vórtice fuera de la misma. Por lo que en torno a esa posición la red de vórtices se ordenará con la simetría característica (triangular) respetando la posición del vórtice ya anclado en el defecto, como esquematiza la figura 3.1(a).

Si ahora consideramos una muestra con dos defectos puntuales suficientemente alejados el uno del otro, podemos suponer que la red de vórtices responderá individualmente en la manera ya explicada para el entorno de cada uno de estos dos defectos (figura 3.1(b)). Se genera así en la muestra una red de vórtices con múltiples zonas para las cuales se conserva la simetría triangular de manera independiente en cada una de ellas. Al expandirse estas zonas y encontrarse unas con otras se generan sectores donde la simetría de ambas no necesariamente coincide. Por lo general se espera que donde dos o más de estas zonas ordenadas convergen la red de vórtices pierda su simetría triangular característica, generando defectos en la simetría de la red (figura 3.1(c)), *i. e.* vórtices con un número de primeros vecinos diferente a 6 (coordinación diferente de 6). En este contexto, a las zonas donde la simetría triangular de la red de vórtices se conserva se las denomina *granos* (de la red de vórtices); mientras que a las regiones que señalan la separación entre dos granos, dibujadas por los defectos en la simetría de la red, se las denomina *fronteras de grano* (de la red de vórtices).

Esto significa que, así como para muestras libres de defectos la orientación de la red de vórtices cambiará cada vez que la misma se vuelva a nuclear, [107, 113] en muestras con baja densidad de defectos la formación de granos y fronteras de grano puede variar de igual manera.

Sin embargo este comportamiento de granos y fronteras de grano presentes en la red de vórtices se observa para materiales con baja densidad de defectos intrínsecos. Un ejemplo de este tipo de materiales es el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. En materiales como el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, donde la densidad de defectos intrínsecos al material es mayor, la interacción vórtice-defecto es lo suficientemente grande como para generar un desorden completo en la simetría de la red. Este comportamiento se observará para campos bajos encontrando para campos altos un comportamiento distinto,

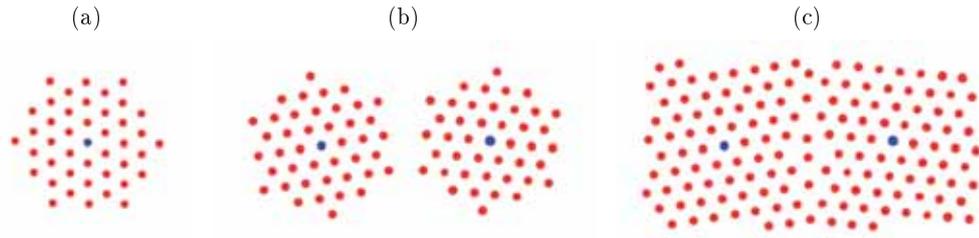


Figura 3.1: Diagrama esquematizando la formación de fronteras de grano en la red de vórtices. La presencia de defectos en las muestras pondera el anclaje de vórtices localmente. Debido a la interacción vórtice-vórtice, en torno a los primeros vórtices nucleados se conserva la simetría triangular (figura (a)). Esto puede ocurrir de manera independiente para diferentes defectos aislados en una misma muestra (figura (b)). Al extenderse cada una de estas zonas ordenadas de la red, en los límites en donde las mismas se encuentran se pierde la simetría triangular de ambas de manera simultánea (figura (c)). Se dibujan así las *fronteras de grano* de cada uno de los *granos* de la red de vórtices.

donde el aumento en la densidad de vórtices hace que estos se encuentren a menor distancia incrementando la fuerza de interacción vórtice-vórtice. Bajo estas condiciones la red se presenta preferentemente ordenada con presencia de granos y fronteras de grano. Esta transición orden-desorden para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ está reportada en 10 G.[99]

La figura 3.2 muestra un ejemplo donde, mediante experimentos de decoración magnética, se observa la red de vórtices en $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ dopado con Pb. La decoración está realizada visualizando la red de vórtices para un experimento de enfriado con campo magnético aplicado de 82,5 Oe. En ella observamos las posiciones de los vórtices en la red (figura 3.2(a)) apreciando una clara simetría triangular pero con diferentes orientaciones según la zona que se observe. La figura 3.2(b) indica los defectos en la simetría de la red (zonas claras) las cuales delimitan fronteras de grano para tres orientaciones diferentes (indicadas en rojo sobre las zonas oscuras).

En algunos casos la presencia de fronteras de grano en la red puede minimizarse (o bien eliminarse por completo) de manera dinámica.[115] Esto ha sido ya realizado en particular en experimentos con monocristales de NbSe_2 (sistemas con baja densidad de defectos intrínsecos).[107, 116, 117]

3.2. Análisis de resultados en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Los monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ empleados en este trabajo de tesis fueron crecidos por el método de zona de flujo.[101] Los mismos presentan forma irregular con dimensiones aproximadas de $300 \mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$ de área, con un espesor de $\sim 30 \mu\text{m}$. Fueron crecidos por la Dra. Gladys Nieva en los laboratorios de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche (Argentina) y presentan una superficie libre de defectos tipo precipitados apreciables por microscopía SEM, lo que les confiere muy buenas cualidades para la observación de patrones de decoración magnética. Estos monocristales tienen una temperatura de transición por encima de los 90 K con un ancho de la transición menor a 1 K. Observamos en ellos zonas con planos de macla y zonas libres de los mismos, pudiendo realizar análisis de la respuesta de la red en ambas condiciones dadas las grandes superficies que en cada caso se encuentran.

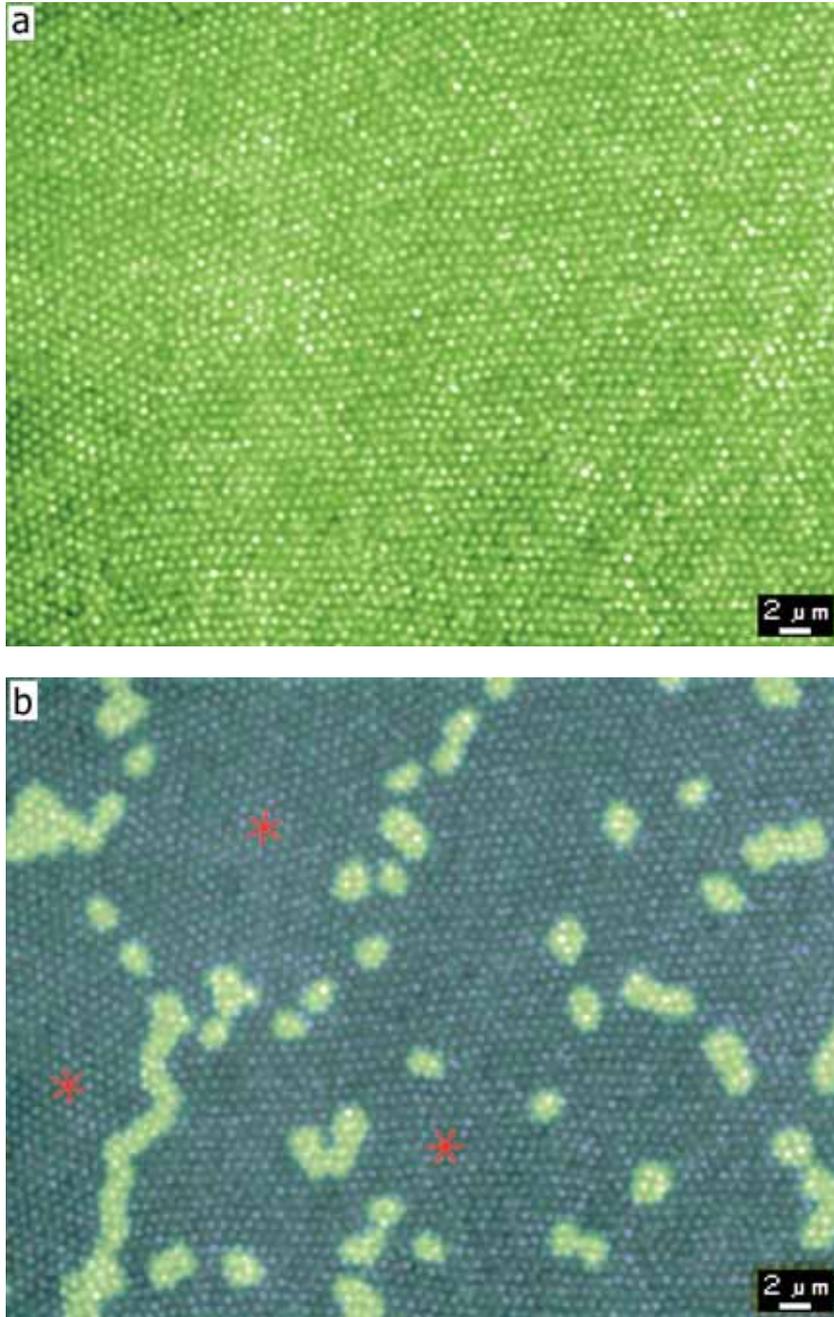


Figura 3.2: (a) Imagen obtenida por decoración magnética de la red de vórtices en un material superconductor. Los puntos brillantes corresponden a posiciones de vórtices decoradas. Se observa claramente la simetría triangular de la red. Se trabaja sobre $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ dopado con Pb aplicando un campo magnético de 82,5 Oe. (b) Misma imagen donde se indican las posiciones que presentan defectos en la simetría triangular (áreas en color más claro). Estas señalan fronteras de grano en la red de vórtices, detectando granos con 3 orientaciones diferentes (indicadas en rojo).

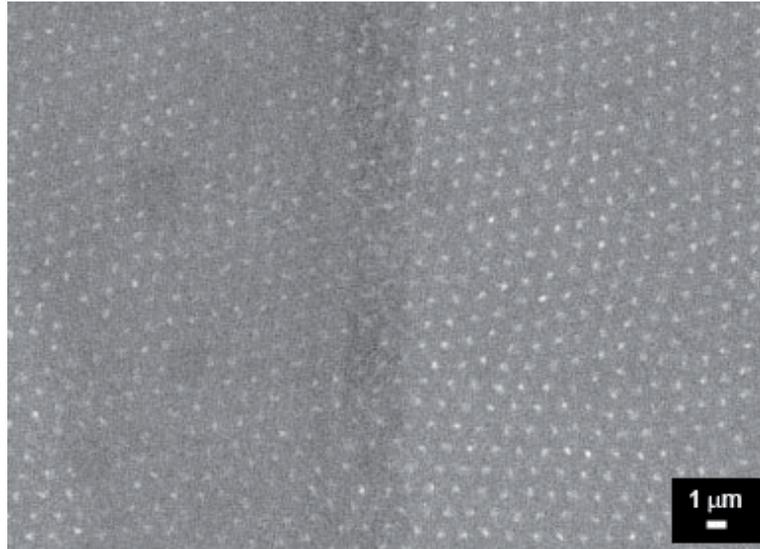


Figura 3.3: Resultado típico obtenido por decoración magnética que muestra el comportamiento de la red de vórtices en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libre de planos de macla. La decoración se realizó aplicando un campo magnético de 33 Oe . En la imagen se observa la simetría triangular que adquiere la red de vórtices donde, en general, cada vórtice presenta otros seis vórtices primeros vecinos formando un hexágono en torno a él.

La figura 3.3 muestra el resultado típico de un experimento de decoración realizado en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. En la imagen se observa una zona del material libre de planos de macla. La decoración corresponde a un experimento realizado enfriando la muestra con un campo magnético aplicado de 33 Oe . La imagen permite ver las posiciones de los vórtices en la red y el orden que esta presenta. Se observa como comportamiento general que la red presenta una correlación 6 para la mayoría de los vórtices. Tampoco se observan anomalías en la densidad de vórtices, mostrando la red un parámetro homogéneo (de $\sim 1,2 \mu\text{m}$).

Como ya fue comentado en el capítulo 1 tanto este como el resto de experimentos de decoración observados en este trabajo de tesis corresponden a experimentos de enfriado con campo magnético aplicado, visualizando la red a temperatura de He líquido ($4,2 \text{ K}$).

Para el análisis correspondiente a nuestros resultados de decoración trabajamos siempre a partir de las posiciones de los vórtices. Para ello es necesario realizar primero una lectura de dichas posiciones. Esto se hace mediante lo que denominamos *digitalización* de las mismas.

La digitalización de posiciones se lleva a cabo a partir de una imagen de la red decorada obtenida por microscopía de barrido de electrones, como la que se observa en la figura 3.3. Para ello se utiliza un algoritmo de convolución gaussiana en dos dimensiones en torno a los puntos más intensos de una imagen en escala de grises. Este algoritmo determina los máximos locales de intensidad que son luego asociados a las coordenadas de los vórtices.[94, 118] Este programa fue desarrollado por Dominik Wester, Florian Kirchhoff y Cristian Bolle[118] y cedido por la Dra. Yanina Fasano.[94] El resultado de este análisis es una lista de pares de coordenadas ($x; y$) que corresponde a las posiciones consideradas como posiciones de vórtice. Una vez obtenido este listado de potenciales posiciones de vórtices se procede a su corrección de manera manual contrastando con la imagen original de decoración. Se obtiene así el listado final de las posiciones

de vórtices del sistema estudiado.

El error en posición de los vórtices cometido en este paso es típicamente de $0,05 \mathbf{a}^{(ii)}$, donde \mathbf{a} es el parámetro de red de la estructura de vórtices.[94] Este valor se obtiene a partir de la estadística en la dispersión de las coordenadas de vórtices individuales digitalizadas variando el contraste y brillo de la foto original. El error se debe principalmente a la forma irregular de los montículos de Fe en las imágenes, los cuales tienen un tamaño característico del orden de $0,2 \mathbf{a}$. Además debe considerarse el error proveniente de posibles deformaciones en los ejes de la imagen procesada. Este error puede ser reducido mediante una correcta calibración de la escala de la imagen al momento de su adquisición, volviéndolo despreciable frente al error producto de las determinaciones de las posiciones. Para redes desordenadas y sin simetría alguna, también es importante considerar el error proveniente del fallo en la digitalización, donde alguna posición puede no ser leída. Este error se estima inferior al 1% y es minimizado en gran parte en la corrección manual posterior a la digitalización automática de las posiciones.

Una vez digitalizadas las posiciones de los vórtices de una imagen, se trabaja a partir de los pares de coordenadas $(x; y)$ obtenidos, sin necesidad de volver a recurrir a la imagen original.

Uno de los primeros análisis a realizar es la denominada *triangulación de Delaunay* de las posiciones de los vórtices. Esta dibuja segmentos que unen las posiciones de los vórtices que son primeros vecinos en la red.

En particular, y dentro de todo el espectro de posibles algoritmos de triangulación que pueden aplicarse, se emplea la triangulación de Delaunay para determinar primeros vecinos en la red pues esta tiene la propiedad de construir triángulos minimizando la suma de la longitud de sus lados. Esta propiedad, aplicada al caso concreto de trabajar con puntos que representan las posiciones de los vórtices, se corresponde con dibujar segmentos minimizando la distancia entre vórtices, es decir primeros vecinos.

El algoritmo de triangulación de Delaunay considera triángulos válidos para dicha triangulación a aquellos cuyos vértices están circunscriptos en un círculo que no contiene ningún otro elemento del conjunto de puntos en su interior (ningún otro vórtice).

La figura 3.4 muestra en rojo el resultado de la triangulación de Delaunay para un conjunto de puntos aleatorios (puntos negros en la imagen). Para este set de puntos se muestra cómo trabaja el algoritmo de triangulación de Delaunay con tres puntos en particular. Un círculo dibujado en negro, que circunscribe a dichos puntos, muestra el criterio para seleccionarlos como primeros vecinos. Se observa que el círculo no encierra a ningún otro punto del conjunto. Se resalta en negro, sobre las líneas rojas correspondientes al diagrama de Delaunay, el triángulo que estos tres puntos forman.

Complementariamente a la triangulación de Delaunay existe un diagrama denominado diagrama de *Voronoi*. Se dice que a cada vórtice de un conjunto de posiciones triangulado por Delaunay se le puede asociar un área del diagrama de Voronoi. Este diagrama se construye dibujando los segmentos que unen los centros de dos círculos de la triangulación de Delaunay correspondientes a triángulos con un lado en común. La misma figura 3.4 muestra en azul el diagrama de Voronoi correspondiente al conjunto de puntos empleado como ejemplo. Se resaltan

⁽ⁱⁱ⁾ Este error se calcula para imágenes con una densidad de vórtices típica de $\sim 0,0046 \text{ vrtices}/px^2$ (~ 1000 vórtices para imágenes de $540 px \times 405 px$).

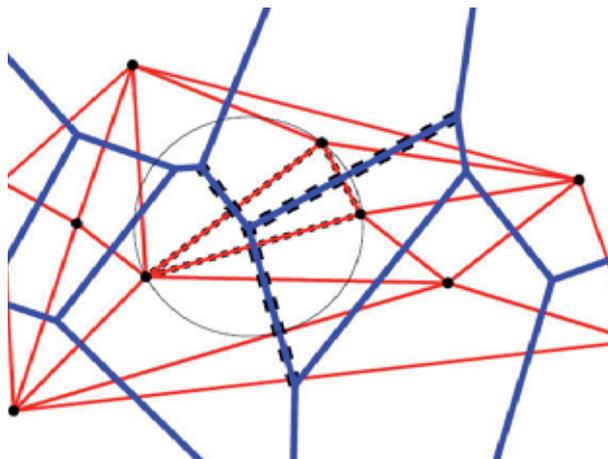


Figura 3.4: Triangulación de Delaunay (en rojo) y diagrama de Voronoi asociado (en azul) para un set arbitrario de puntos (puntos negros). En particular se marca uno de los triángulos que corresponde a la triangulación de Delaunay (trazos en negro sobre líneas rojas) y la circunferencia que contiene a los tres puntos correspondientes. Los segmentos del diagrama de Voronoi resaltados (trazos en negro sobre líneas azules) corresponden a aquellos que utilizan el centro de la circunferencia dibujada y los de los triángulos vecinos.

en negro los tres segmentos azules del diagrama de Voronoi que corresponden al círculo dibujado.

Así como la triangulación de Delaunay nos indica los primeros vecinos para cada vórtice en la red, el diagrama de Voronoi le asocia de manera unívoca un área a cada vórtice en la red. Empleamos el diagrama de Voronoi para indicar propiedades individuales asociadas a cada una de las posiciones de vórtices en la red.

La figura 3.5 muestra la triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices en la imagen de la figura 3.3. En la triangulación se marcan en rojo las zonas de la red de vórtices donde la red presenta coordinación 6 y en gris las zonas donde se pierde dicha coordinación.

La obtención de la triangulación de Delaunay de la posición de los vórtices en la red nos ayuda a identificar anomalías en relación a su simetría. Vemos que para el caso particular de la imagen en la figura 3.5 se presentan pocos defectos en la simetría de la red, pudiendo observar un muy leve cambio en la orientación de la propia simetría para vórtices en diferentes posiciones (diferentes granos de la red).

La simetría presente en la red de vórtices, y que se observa por resultados de decoración magnética, puede hacerse visible de una manera más clara realizando la transformada de Fourier de las posiciones de los vórtices. La figura 3.6 muestra, en espacio recíproco, la transformada de Fourier de las posiciones de los vórtices en la red que ejemplifica la figura 3.3⁽ⁱⁱⁱ⁾. Se puede apreciar claramente la presencia de seis máximos formando un hexágono. Estos máximos están circunscriptos en una elipse cuya deformación angular de los máximos está relacionada con la pérdida de la orientación de la red. Para sistemas de vórtices libres de fronteras de grano (un único grano en una única orientación) los máximos en la transformada de Fourier se presentan como máximos puntuales. La deformación angular que se observa en este caso indica la presencia de diversos granos (y por consiguiente presencia de fronteras de grano también) que no poseen una

⁽ⁱⁱⁱ⁾ Recordemos que las imágenes de la red mostradas para cada sistema son representativas, trabajando para el análisis con áreas mucho mayores (análisis de áreas al menos 10 veces mayores que lo mostrado en estas imágenes).

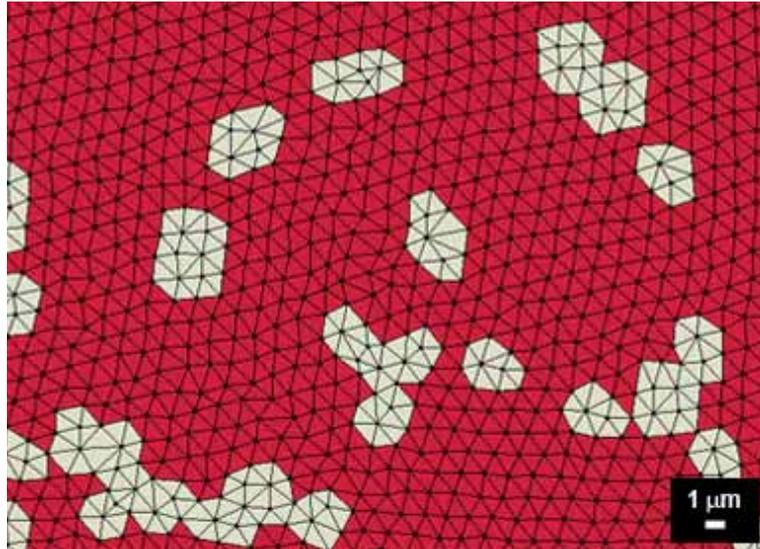


Figura 3.5: Triangulación de Delaunay correspondiente a las posiciones de los vórtices de la imagen observada en la figura 3.3. Los triángulos marcados en gris corresponden a vórtices con una coordinación distinta de 6, marcando defectos en la simetría triangular de la red.

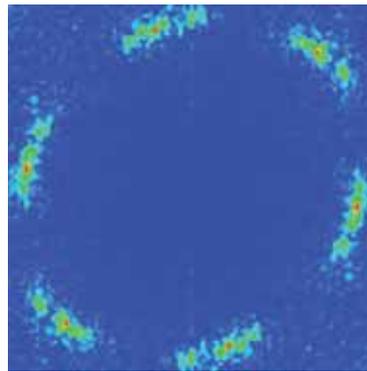


Figura 3.6: Transformada de Fourier de las posiciones de los vórtices en la red de la imagen que muestra la figura 3.3. La presencia de 6 picos angularmente distorsionados, indican una orientación preferencial pero no única para los granos en la red de vórtices. Los 6 máximos dibujan un anillo de manera parcial, indicando por un lado policristalinidad en el sistema con una baja desorientación entre granos ($< 30^\circ$), y por otro un tamaño de grano muy grande en comparación con las dimensiones del área analizada.

misma orientación de la red. Para cada uno de los granos de la red, la transformada de Fourier de la red presenta un set de 6 máximos, cada uno con una orientación diferente. Al superponerlos se observa como resultado final una desorientación angular de la red. El resultado de transformada de Fourier para un sistema de vórtices con granos en todas direcciones corresponde a un anillo (superposición de sextetos de máximos en todas direcciones). La falta de un anillo completo en el resultado que muestra la imagen 3.6 implica la presencia de granos en la red muy grandes comparados con los tamaños de imágenes analizados. En este caso, para los granos que se alcanzan a analizar, se observa entre ellos una diferencia de orientación menor a 30° .

Otro análisis posible a realizar a los resultados obtenidos en una decoración magnética es a través de la Función de Distribución de Pares $g(r)$. Esta función, aplicada a un conjunto

cualquiera de puntos, muestra la distribución de vecinos de un punto en particular en función de la distancia radial a la que estos se encuentran de la posición del punto tomado como referencia.

Para el cálculo de g de una dada configuración espacial de puntos se elige un sistema de coordenadas de manera que uno de los puntos se encuentre en el origen. Luego, se cuenta el número de puntos (en nuestro caso posiciones de vórtices) en un diferencial de volumen dV a una distancia r_0 del punto en cuestión. Finalmente se realiza el mismo procedimiento ubicando en el origen de coordenadas el resto de los puntos. El valor de la función $g(r)$ para $r = r_0$ se obtiene de ponderar el resultado obtenido por la cantidad media de puntos correspondientes al volumen del diferencial dV en cuestión, mejorando el resultado estadísticamente repitiendo el mismo procedimiento para cada uno de los puntos del sistema.

En un sistema donde no existe correlación espacial alguna entre puntos, como por ejemplo en un gas ideal, la función $g(r) \rightarrow 1$ pues se vuelve independiente de r . Por otro lado, para un sistema ordenado $g(r)$ dará máximos relativos para las distancias características impuestas por la simetría correspondiente, las que corresponden al parámetro de red de la celda y sus múltiplos, grandes diagonales de la celda unidad, etc.

Si ahora analizamos la propagación del orden presente en monocristales a 33 Oe mediante la función de distribución de pares obtenemos el resultado que muestra la figura 3.7. La misma muestra el resultado promedio para $g(r)$ en la posición de aproximadamente 100 vórtices, graficada en función de la distancia. En la imagen vemos que la función presenta tres máximos muy claros para distancias menores a $4 \mu\text{m}$, presentando luego una serie de máximos secundarios o menores ($\sim 0,2 \text{ u.a.}$ de altura) pero distribuidos de manera periódica hasta distancias de $\sim 12 \mu\text{m}$. Para distancias superiores la función oscila en torno al valor 1 u.a. , indicando así desorden en el sistema. El decaimiento en el valor de la función para distancias mayores a $15 \mu\text{m}$ es debido a efectos de tamaño finito de la imagen analizada.

Esto indica que la correlación entre vórtices se extiende hasta distancias del orden de $12 \mu\text{m}$; que equivale a ~ 10 parámetros de red.

A partir de este análisis realizado a la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ bajo un campo de 33 Oe , podemos concluir que el material estudiado presenta una red de vórtices ordenada, orden que puede ser identificado mediante análisis de transformada de Fourier y función de distribución de pares de la mano de la visualización de la triangulación de Delaunay. Dicha red de vórtices presenta fronteras de granos, mostrando baja cantidad de defectos y con una baja desorientación entre granos.

En conclusión, para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ bajo las condiciones anteriores observamos redes de vórtices con simetría triangular, cuyo orden posicional se propaga hasta distancias de ~ 10 parámetros de red. Por otro lado estas mismas redes presentan fronteras de grano con un orden orientacional para el cual no hemos observado una gran dispersión ($< 30^\circ$).

3.2.1. Monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ no maclados a otros campos magnéticos

Continuando con el estudio de monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla, se trabajó para campos aplicados de $16,5 \text{ Oe}$ y 66 Oe . Notamos ante todo que para todos los casos estudiados ($16,5 \text{ Oe}$; 33 Oe y 66 Oe) nos encontramos aplicando campos magnéticos por debajo del valor de H_{c1} del material en bruto.[119–121] Este hecho es debido al factor demagnetizante

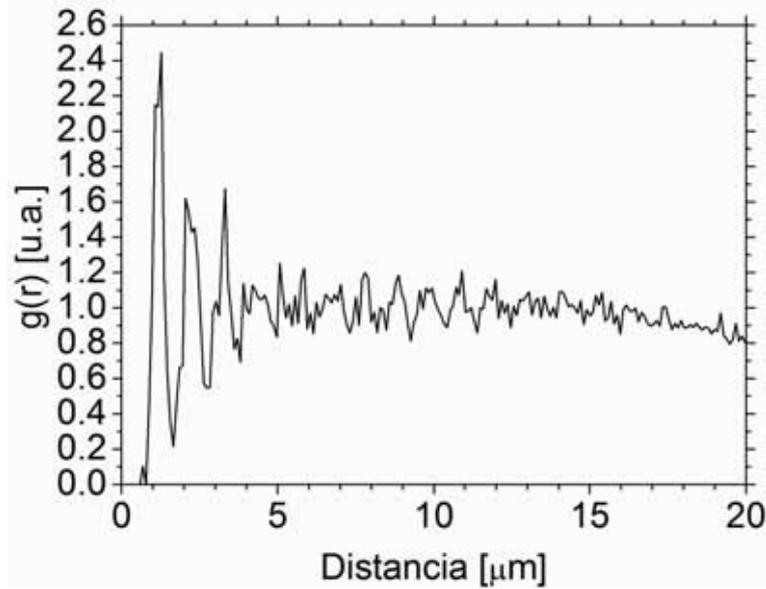


Figura 3.7: Función de distribución de pares, $g(r)$, para la red de vórtices que ejemplifica la figura 3.3. Los máximos que se aprecian a diferentes valores de r indican que el orden está presente en la red y se propaga hasta distancias de $\sim 12 \mu\text{m}$. Para distancias superiores el comportamiento de la función indica una no correlación del sistema (desorden) representando un valor constante en torno a 1 u.a. . El decaimiento del valor de la función que comienza a verse para distancias mayores a $17 \mu\text{m}$ se debe a efectos de tamaño finito de las imágenes analizadas.

N de las muestras empleadas para el análisis que, en función de la geometría del material, hace que el campo magnético efectivo en él sea mayor al campo aplicado (como es nuestro caso). Para el cálculo del valor de N en nuestras muestras, consideramos a las mismas con dimensiones aproximadas de $300 \mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$ de área, con un espesor de $30 \mu\text{m}$ [101], o bien cilindros con un diámetro $\phi \approx 400 \mu\text{m}$ e idéntico espesor ($30 \mu\text{m}$). En función a estos datos estimados, para las muestras monocristalinas utilizadas en esta tesis, el factor demagnetizante se estima en valores de $0,83 < N < 0,87$. [122, 123]

En general los resultados corresponden a experimentos de campos aplicados de hasta 66 Oe , pero encontrando siempre valores de inducción magnética en el material inferiores a 50 G ; midiendo incluso valores menores a 2 G para campos aplicados de $16,5 \text{ Oe}$.

Para entender este comportamiento de $B(H)$ estudiamos la curva teórica correspondiente.

Considerando la aproximación de $\lambda \gg \xi$ o bien $\kappa \gg 1$ ($|\psi|^2$ constante y del orden de 1), bajo la cual las ecuaciones de London gobiernan el campo y las corrientes, podemos calcular la energía de interacción entre dos vórtices. Es correcto considerar esta aproximación pues estamos trabajando con campos aplicados H_a muy bajos respecto del campo crítico H_{c2} (H_a muy cerca de H_{c1} , con distancias entre vórtices mucho mayores que λ e interacción entre vórtices en régimen $|\psi|^2$ constante y del orden de 1).

Bajo estas condiciones y a partir del cálculo del perfil individual de campo magnético local para un vórtice $h(r)^{(iv)}$, es posible calcular la energía de interacción magnética entre dos vórtices.

Luego, asumiendo que cada vórtice tiene 6 primeros vecinos a distancia $a = \sqrt{2/\sqrt{3}} \cdot \sqrt{\Phi_0/B}$

^(iv)Un desarrollo más detallado al respecto de dicho cálculo se da más adelante en el capítulo 5.

se llega a una dependencia de B con la inversa del cuadrado del logaritmo de $(H - H_{c1})^{-1}$. La expresión obtenida para este desarrollo es[7]

$$B = \frac{2\Phi_0}{\sqrt{3}\lambda^2} \left\{ \ln \left[\frac{3\Phi_0}{4\pi\lambda^2(H - H_{c1})} \right] \right\}^{-2} \quad (3.1)$$

para el cual no se está considerando el factor demagnetizante N .

En este desarrollo se desprecia la interacción a vecinos de órdenes mayores a 1 (sólo primeros vecinos), considerando como una buena aproximación la dependencia de la interacción magnética respecto a la distancia r entre vórtices como $\sqrt{\lambda/r} \cdot \exp(r/\lambda)$.

En la figura 3.8 se observan los datos experimentales para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla con el ajuste realizado para una función del tipo $\mathcal{A} \ln^{-2}[\mathcal{B}/(H - H_{c1})]$, donde \mathcal{A} y \mathcal{B} son constantes. Así, la dependencia de $B(H)$ se observa similar a lo que se espera teóricamente, donde el comportamiento es lineal y decreciente a medida que descendemos en H , hasta valores cercanos a H_{c1} para los cuales decae a cero con asíntota vertical. Los resultados obtenidos del ajuste realizado a los valores teóricos arrojan un valor para el campo $H_{c1} \approx 16 \text{ Oe}$, lo que implicaría un valor para el factor demagnetizante de $N \approx 0,9$ ($H_{c1} = H_{c1}^{N=0} \cdot (1 - N)$). [43] Dicho valor de H_{c1} fue corroborado experimentalmente al no observar red de vórtices en experimentos de decoración llevados a cabo a 10 Oe de campo aplicado. Al respecto del valor de N estimado a partir del ajuste de la curva a los datos experimentales, el valor obtenido se aproxima muy bien a lo estimado en función de la geometría de las muestras empleadas. El encontrarse un poco por encima simplemente indicaría una leve sub-estimación de las dimensiones aproximadas de área de las muestras.

Una vez entendido este efecto relacionado con el factor demagnetizante (comportamiento $B(H)$) nos centramos en los resultados de decoración en cuanto a orden de la red de vórtices se refiere. Como dijimos se trabajó con campos magnéticos aplicados de $16,5 \text{ Oe}$; 33 Oe y 66 Oe . Estos valores de campo magnético corresponden a valores de inducción magnética de aproximadamente 2 G ; 16 G y 47 G .

Los resultados de decoraciones en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de maclas mostrados al principio de esta sección permiten observar el comportamiento típico de la red de vórtices a 33 Oe . Por otro lado las figuras 3.9 y 3.10 permiten observar el comportamiento típico para la red de vórtices para $16,5 \text{ Oe}$ y 66 Oe respectivamente. En ambas imágenes se enseña el resultado de la visualización de la red por medio de experimentos de decoración, acompañado de la triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices observados en la imagen correspondiente (indicando en rojo las posiciones con coordinación 6). En estas imágenes se observa un sistema que presenta desorden para el caso de $16,5 \text{ Oe}$ (figura 3.9), y que se ordena para campos de 66 Oe (figura 3.10).

Los resultados de visualización directa de la red en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla indican que a medida que incrementamos el valor de campo magnético aplicado, la red comienza a ser cada vez más ordenada. En particular se observa que para campos bajos ($16,5 \text{ Oe}$, figura 3.9(a)) el sistema es desordenado y no responde prácticamente a ningún tipo de simetría (figura 3.9(b)). Por otro lado para los campos aplicados de mayor valor se observa que el sistema presenta una clara simetría triangular (figuras 3.5 para 33 Oe , y 3.10(b) para 66 Oe),

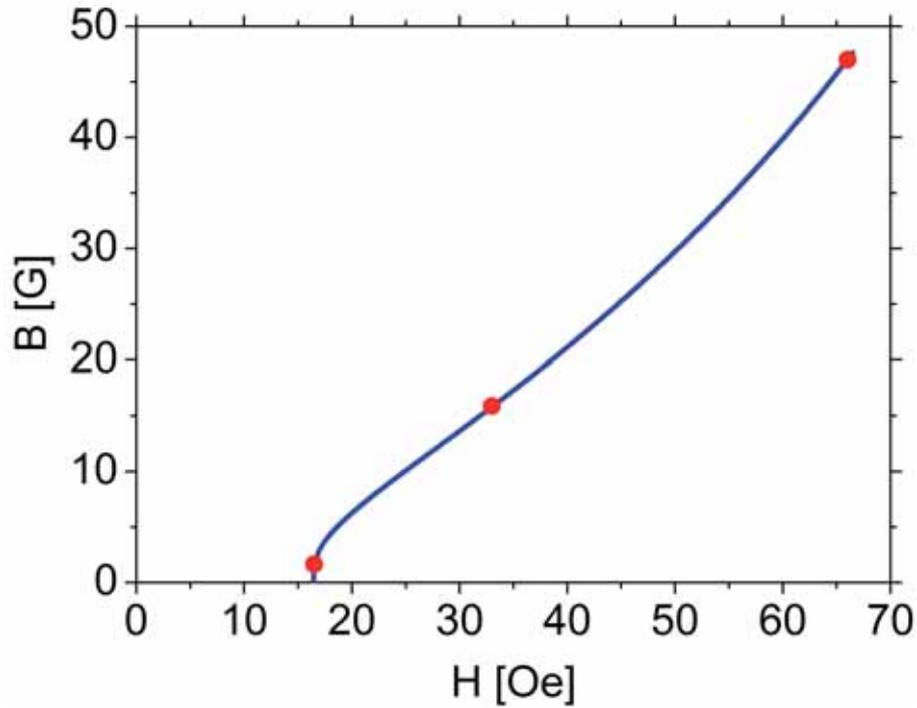


Figura 3.8: Datos experimentales de la curva de $B(H)$ para monocristales libres de planos de macla (puntos en rojo); y ajuste correspondiente para la ecuación teórica que describe dicho comportamiento (línea azul). La curva ajustada tiene la dependencia de la inversa del cuadrado del logaritmo de $(H - H_{c1})^{-1}$. Se observa que la curva decae a cero para valores de campo aplicado muy próximos a 16 Oe . En experimentos de visualización de la red de vórtices por decoración a 10 Oe no se observa red de vórtices alguna, indicando la presencia de estado Meissner.

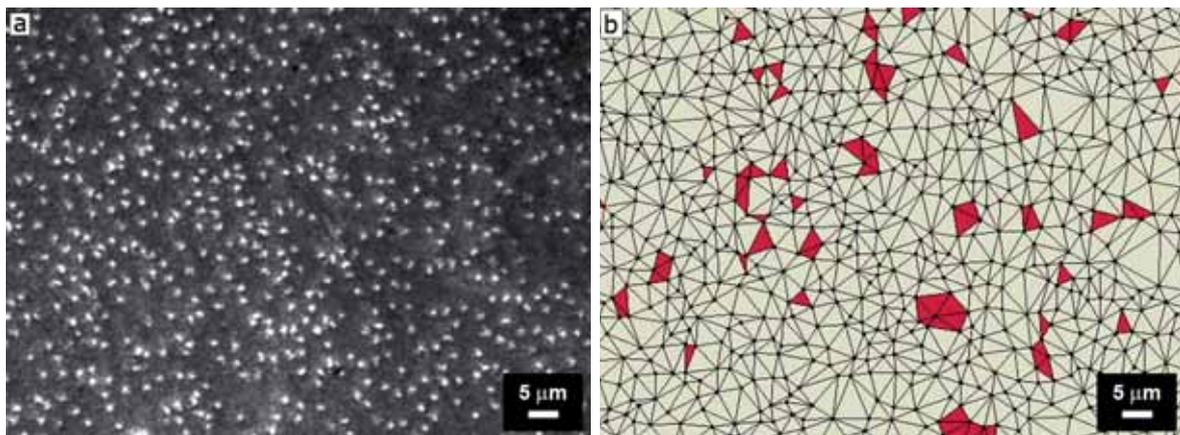


Figura 3.9: Comportamiento típico de la red de vórtices en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libre de planos de macla a $16,5 \text{ Oe}$. Se muestra una imagen representativa de la red (figura (a)) con la respectiva triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices observadas (figura (b)). Se observa un desorden generalizado para las posiciones de vórtices, modificándose incluso la densidad de vórtices de manera local (zonas libres de vórtices). Para la imagen de la triangulación se enseñan en rojo las posiciones con coordinación 6. No existen zonas donde se aprecie el orden triangular típico de la red de Abrikosov.

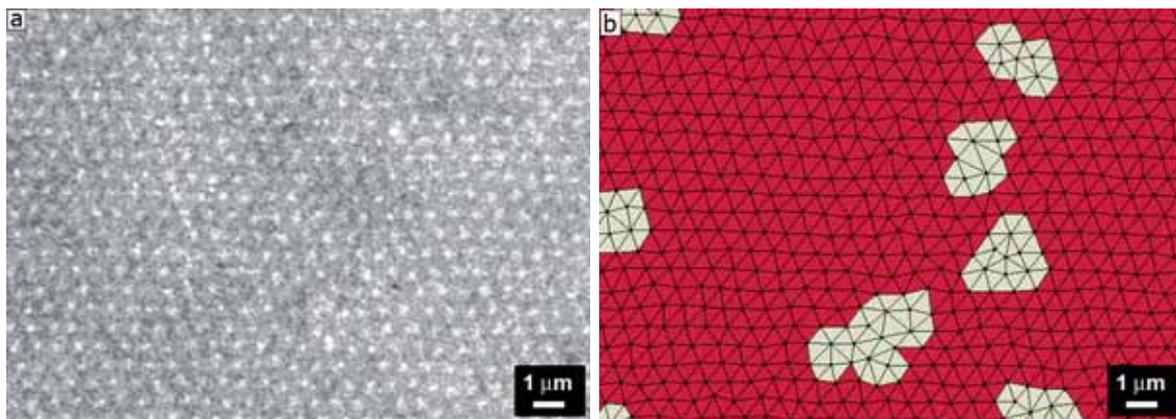


Figura 3.10: (a) Posiciones de los vórtices en la red para un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libre de planos de macla a 66 Oe , y (b) triangulación de Delaunay de las posiciones mostradas, donde se indican en rojo aquellas con coordinación 6. En la imagen se ejemplifica claramente la presencia de orden en la red, observándose algunas posiciones de vórtices donde se pierde la simetría triangular, pero sin estas delimitar fronteras de granos en la red de vórtices (no existe cambio en la orientación de la red).

donde la coordinación se observa más homogénea, encontrando menos defectos en la simetría de la red para el valor más alto en campo.

Los resultados obtenidos de la transformada de Fourier de las posiciones de los vórtices para los sistemas monocristalinos de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla indican que para el caso de menor campo aplicado ($16,5 \text{ Oe}$) no se observan máximos en la transformada de Fourier (figura 3.11(a)), remarcando esto el desorden presente en la red. Comparativamente, el caso de 33 Oe (figura 3.6) se observa con mayor orden, sin alcanzar el grado de orden que muestran los resultados de transformada de Fourier para 66 Oe . El análisis para 66 Oe (figura 3.11(b)) indica un orden muy bueno, donde la presencia de máximos localizados (sin dispersión angular) se corresponde con un tamaño de granos en la red de vórtices mayor al observado para el caso a 33 Oe . Esto indicaría una interacción entre vórtices mayor para este caso que la observada para los casos a menores campos aplicados, superando de manera más efectiva la interacción entre vórtices y defectos, permitiendo a la red conservar su simetría.

Complementariamente a estos datos, en la figura 3.12 se muestran resultados correspondientes a la función de distribución de pares para estos dos sistemas, donde se vuelve a observar el comportamiento típico de un sistema desordenado para la red a $16,5 \text{ Oe}$ (figura 3.12(a)) y de un sistema ordenado para la red a 66 Oe (figura 3.12(b)). Los mismos confirman los resultados previos de decoración y transformada de Fourier de las posiciones de vórtices en la red. El resultado para el sistema a $16,5 \text{ Oe}$ (figura 3.12(a)) muestra una respuesta donde no aparecen máximos definidos que se impongan al ruido en la señal que la misma función muestra. Este comportamiento es típico de un sistema desordenado. A pesar del desorden presente en este sistema (ausencia de máximos para $g(r)$) se observa que para cierta distancia mínima no existe presencia de vecinos. Esto implica una distancia mínima entre vórtices que indica la fuerza de la interacción repulsiva entre ellos. Este hecho nos muestra una interacción entre vórtices que, para distancias pequeñas, es más fuerte que el desorden presente. Para este caso el parámetro de red de una red de igual densidad, con simetría triangular y perfectamente ordenada es de

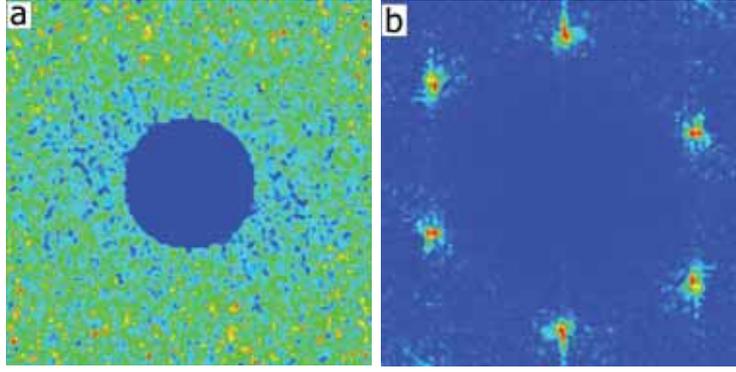


Figura 3.11: Transformadas de Fourier de las posiciones de vórtices en la red para sistemas monocristalinos de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla a $16,5 \text{ Oe}$ ((a)) y a 66 Oe ((b)). Se observa la presencia de 6 máximos en frecuencia para el resultado a mayor campo, mientras que para el resultado a menor campo no existe máximo alguno. Esto indica un desorden en la red para campos bajos ($16,5 \text{ Oe}$), y un orden sin policristalinidad en la red para campos altos (66 Oe).

$\sim 5 \mu\text{m}$. Para la red en monocristales libres de maclas a 66 Oe (figura 3.12(b)), al igual que en el caso de 33 Oe (figura 3.7), volvemos a ver tres máximos muy bien definidos seguidos por un conjunto de máximos menores hasta que la función alcanza un valor donde no es posible distinguir máximos del ruido en la respuesta de la misma. Para este caso el parámetro de red es de $\sim 0,7 \mu\text{m}$. La diferencia entre el comportamientos para los dos casos a mayor campo aplicado (33 Oe y 66 Oe) reside en la definición de los tres primeros máximos, donde para el sistema a 66 Oe (más ordenado) los máximos están mejor definidos (más altura con un valle más marcado entre el primero y el segundo máximo).

En líneas generales, para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de maclas se observa una marcada diferencia entre los resultados a $16,5 \text{ Oe}$ ($1,64 \text{ G}$); 33 Oe ($15,9 \text{ G}$) y 66 Oe (47 G). Los resultados son diferentes en cuanto a orden presente en las diferentes redes de vórtices. Por un lado a medida que aumenta el campo magnético aplicado el orden crece. Por otro lado, el aumento del campo magnético aplicado implica un aumento en la energía de interacción entre vórtices (debido a la disminución de la distancia media entre estos). Los resultados apuntan a una competencia entre las interacciones vórtice-vórtice y vórtice-defecto, donde a medida que la primera se hace más fuerte desaparecen los efectos de la última (desorden en la red). Estos resultados también podrán alterarse en función de la aparición de energías de interacción vórtice-defecto más importantes, por lo que esperamos ver un cambio en el orden de la red para sistemas con defectos con interacciones más fuertes.

3.3. Monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con presencia de planos de macla

La técnica de decoración nos permite observar la influencia de planos de macla sobre la red de vórtices, los cuales alteran los resultados observados en la sección anterior.

Como ya se explicó brevemente en el capítulo 1, un plano de macla es la interfase entre dos zonas del material con diferente orientación de los ejes cristalográficos **a** y **b**. Dada la variación

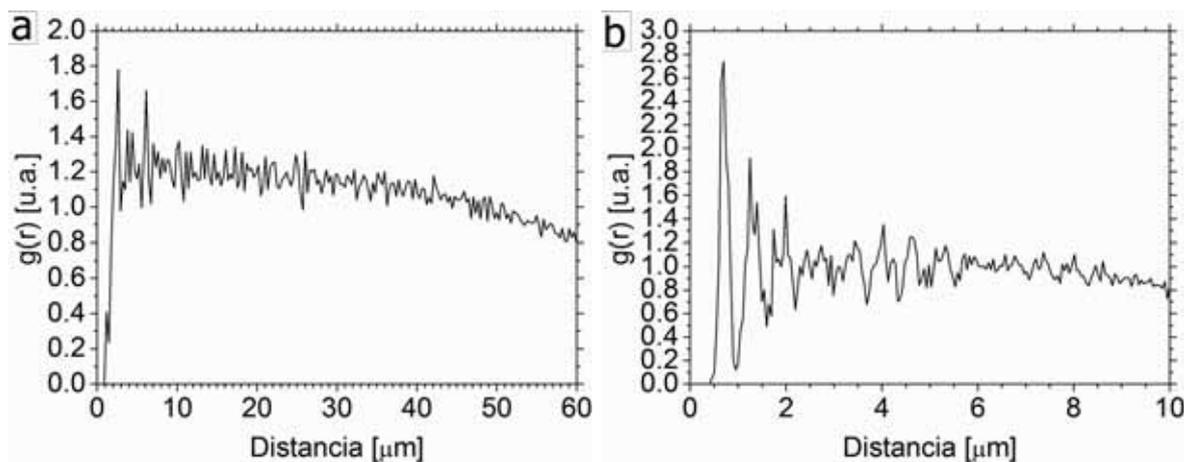


Figura 3.12: Resultados de la función de distribución de pares para las posiciones de vórtices en la red observadas en las figuras 3.9 y 3.10 para (a) y (b) respectivamente. Se aprecian comportamientos típicos de sistemas desordenados y ordenados correspondientes a bajos y altos campos respectivamente (16,5 Oe y 66 Oe).

en el parámetro de la celda unidad en cada una de las direcciones de estos dos ejes^(v) a este tipo de defectos se los detecta fácilmente de manera óptica.

En la figura 3.13 se observa un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ vista con un microscopio óptico iluminando la superficie con luz polarizada. Las interfases entre zonas iluminadas y zonas oscuras (diferente interferencia constructiva) corresponden a los mencionados planos de macla. El ángulo de $\sim 90^\circ$ del vértice inferior de la muestra se corresponde con la orientación cristalográfica de los ejes **a** y **b**, a 45° de los planos de macla. Se observa en color claro zonas libres de planos de macla de gran área ($> 100 \mu\text{m} \sim 400\lambda$) así como zonas de dimensiones similares con una fuerte presencia de planos de macla. La presencia de ambas zonas en una misma muestra permite un buen análisis del material, trabajando a iguales condiciones de decoración para la visualización de la red, pero estudiando dos sistemas totalmente diferentes.

La figura 3.14 muestra dos imágenes tomadas con diferentes técnicas, de la misma zona de un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. La imagen de la figura 3.14(b) corresponde a una imagen obtenida por microscopía electrónica de barrido de la superficie de la muestra posterior a un experimento de decoración realizado a 42 Oe . En la imagen se observa que las posiciones de los vórtices (puntos blancos) muestran una pérdida de la simetría triangular, con una rotación de $\sim 90^\circ$ en la orientación de la red siguiendo la dirección de los planos de macla, como puede comprobarse de la figura 3.14(a).

El resultado que se observa en la figura 3.14, donde la red de vórtices ve modificada su simetría por la presencia de planos de macla, es un resultado experimental reproducible. En particular vemos que el orden y la simetría están impuestos por los planos de macla, identificando así una estructuración de la red de vórtices. Hablamos de una *nanoestructuración natural* de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ inducida por planos de macla, defectos correlacionados presentes en el propio material.

^(v)La variación en el parámetro de red para una muestra de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ oxigenada ($\delta = 0$) es de **a** = 3,817 Å y **b** = 3,883 Å, a 10 K.[124]

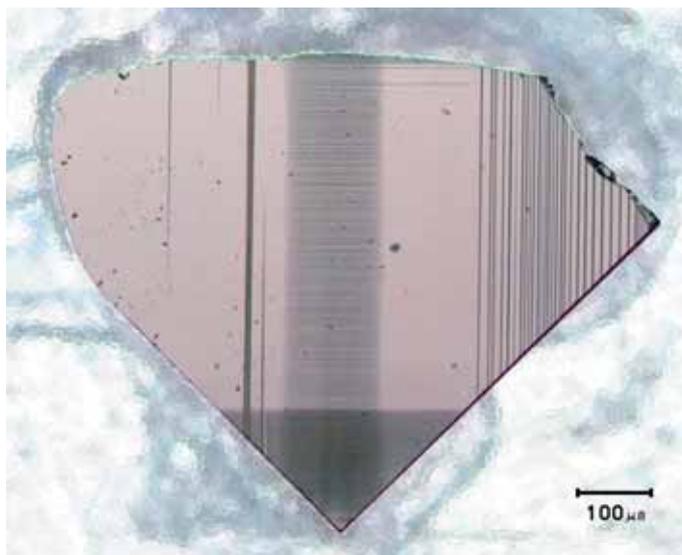


Figura 3.13: Imagen óptica de un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ iluminado con luz polarizada. Las zonas más brillantes corresponden a zonas con su eje cristalográfico **a** orientado en una misma dirección, mientras que las zonas más oscuras tienen en esa dirección su eje cristalográfico **b** (presentan una rotación de 90° respecto al eje **c** de sus ejes cristalográficos **a** y **b** precisamente). Las líneas que separan ambas zonas (zonas brillantes y oscuras) corresponden a planos de macla en la muestra.

Trabajando ahora con monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclados observando la red de vórtices para diferentes campos aplicados ($16,5 \text{ Oe}$, 33 Oe y 66 Oe) y comparamos lo obtenido con resultados anteriores de muestras no macladas.

La figura 3.15(a) muestra el resultado típico de una decoración en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclado, para un campo aplicado de $16,5 \text{ Oe}$. En ella la red muestra un gran desorden como se observó para muestras libres de planos de macla. Sin embargo se puede apreciar correlación lineal en la posición de los vórtices para la dirección vertical de la imagen. En este caso esta dirección corresponde a la de los planos de macla presentes en el material.

La imagen 3.15(b) muestra la triangulación de Delaunay de la red de vórtices observada en la imagen 3.15(a). Al igual que para el caso de monocristales libres de planos de macla en ella no se observa coordinación 6 en la red. Sin embargo, en comparación a sistemas libres de planos de macla, en estas imágenes sí se observa una menor anomalía en la densidad local de vórtices con una distribución más uniforme de los vórtices en la red.

En la figura 3.16 vemos un análisis similar para campos aplicados de 33 Oe . Es clara la correlación lineal en el sistema en dirección horizontal para la imagen (figura 3.16(a)), dirección que, en este caso, presentan los planos de macla. Por otro lado, contrastando con sistemas no maclados también a 33 Oe , observamos una ruptura de la simetría triangular mucho mayor para este caso (figura 3.16(b)). No se observa aquí una presencia tan marcada de la simetría triangular, apareciendo una gran cantidad de imperfecciones (defectos) en la simetría de la red. El sistema ha sacrificado la simetría triangular a cambio de ganar en estructuración lineal de la red en la dirección impuesta por los planos de macla.

En comparación con sistemas libres de planos de macla, los monocristales maclados a 66 Oe (figura 3.17) muestran una clara pérdida de la simetría triangular de la red, con una fuerte

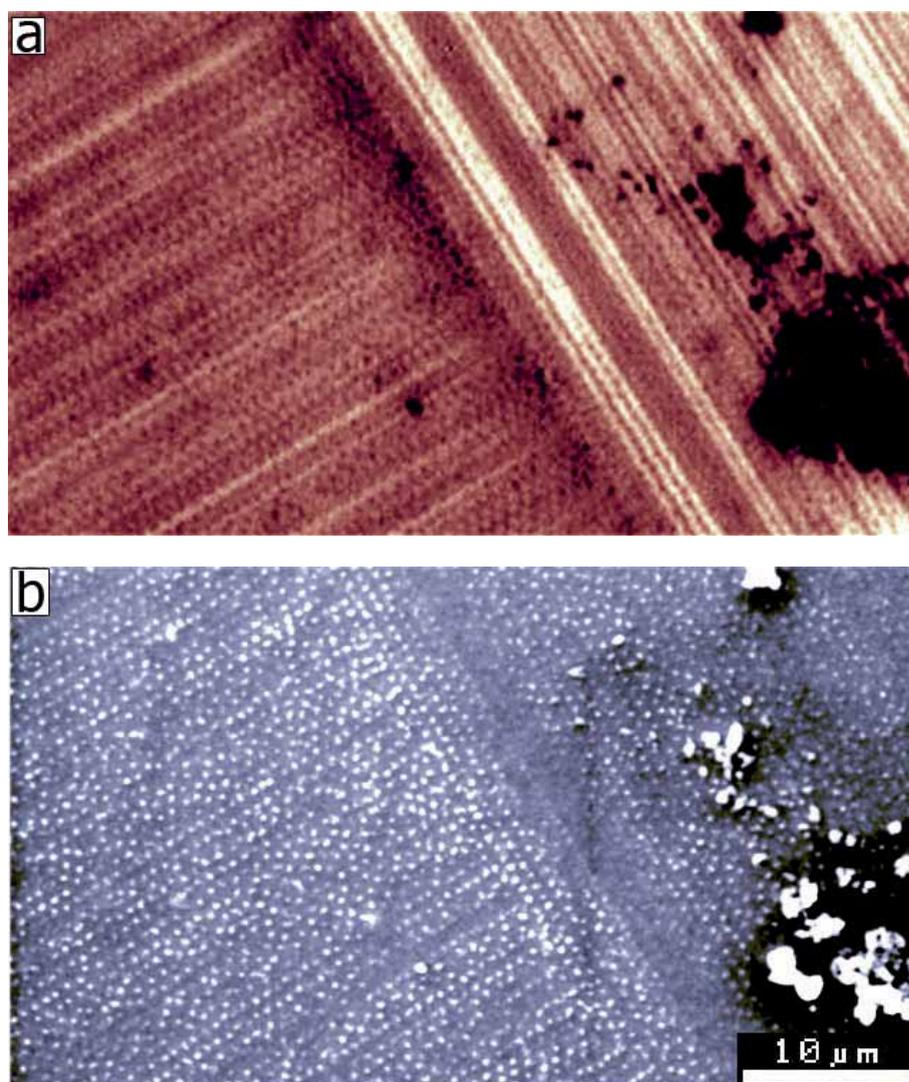


Figura 3.14: Imágenes tomadas a un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclado. Ambas imágenes corresponden al mismo sector de la muestra (precipitados en la superficie de la muestra para la esquina inferior derecha de ambas imágenes confirman la posición). La figura (a) muestra una imagen tomada por microscopía óptica con luz polarizada que permite observar la presencia de planos de macla en la muestra (líneas brillantes paralelas entre sí). La figura (b) muestra una imagen obtenida por microscopía electrónica de barrido de las posiciones de los vórtices en la superficie de la muestra al momento de realizar en ella un experimento de decoración enfriando la muestra con un campo aplicado de 42 Oe . Se observa la red de vórtices con su simetría triangular alterada, siguiendo una rotación de 90° impuesta por la presencia de planos de macla (de una a otra de las dos mitades, derecha e izquierda, de la imagen). Se evidencia una nanoestructuración natural con correlación lineal en la red de vórtices debido a la presencia de planos de macla.

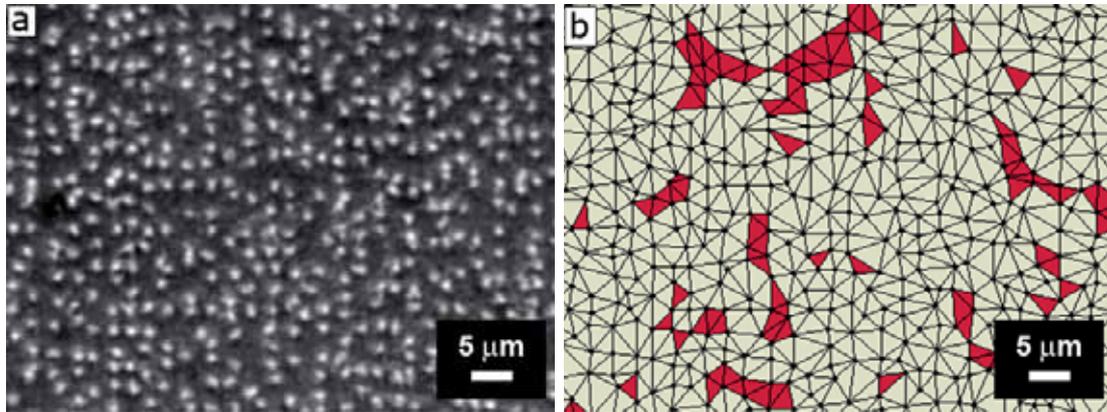


Figura 3.15: Comportamiento típico de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclados a $16,5 Oe$. (a) La red no presenta orden, lo que se confirma por resultados de triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices (b). Se observa una sutil correlación en la dirección de los planos de macla (dirección vertical en la imagen) para las posiciones de los vórtices.

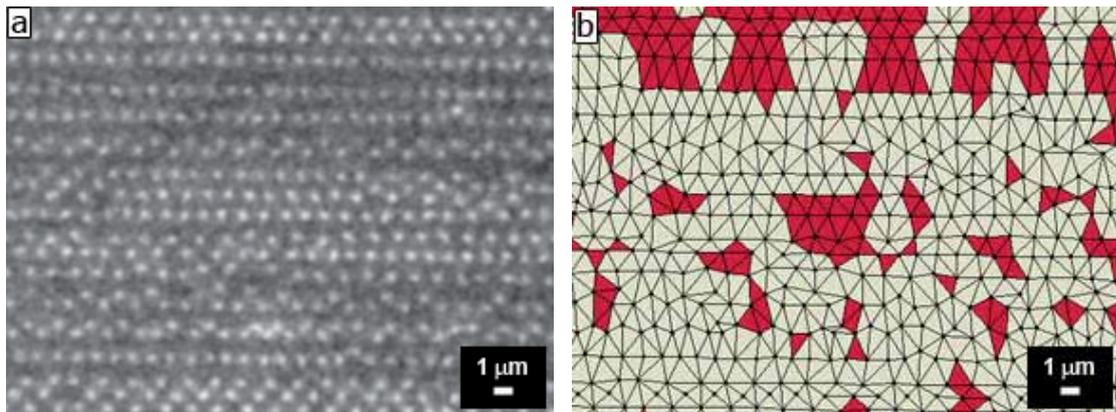


Figura 3.16: Comportamiento típico de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclados a $33 Oe$. La fuerte correlación lineal (a) dada la presencia de planos de macla rompe la simetría triangular de la red, lo que se observa también por triangulación de Delaunay (b).

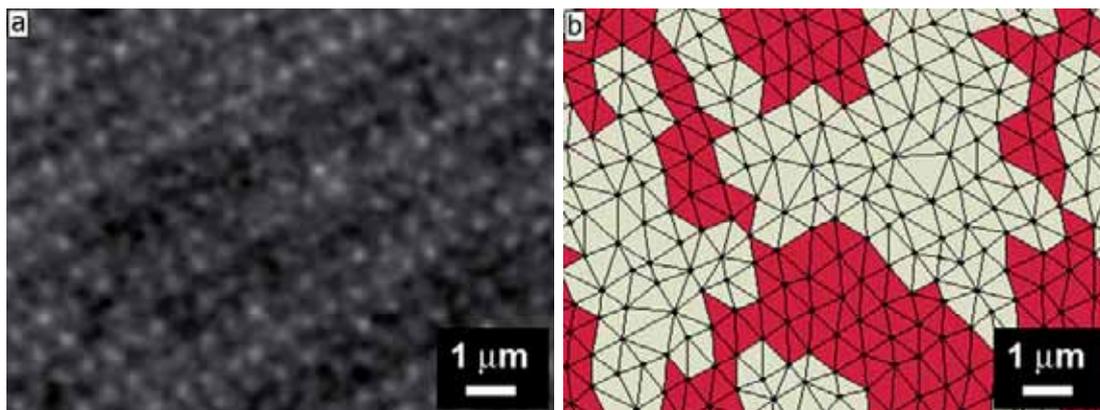


Figura 3.17: Comportamiento típico de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclados a 66 Oe . Se observa una fuerte correlación en la posición de los vórtices (a) donde la triangulación de Delaunay (b) indica que a pesar de romperse la simetría triangular esta se hace presente de manera más fuerte en la red.

correlación en la dirección de los planos de macla, en este caso en dirección diagonal ($\sim -30^\circ$ respecto de la horizontal de la imagen). Tanto en la imagen obtenida de la red de vórtices (figura 3.17(a)) como en la triangulación de Delaunay de las posiciones de los puntos en ella (figura 3.17(b)) se observa claramente la correlación de la red, pero con una menor cantidad de posiciones con coordinación 6 (triángulos en rojo para la imagen de la triangulación) respecto de un sistema no maclado.

Estos resultados se pueden completar analizando la transformada de Fourier de las posiciones de los vórtices. Para el caso de $16,5 \text{ Oe}$ (figura 3.18(a)), donde en sistemas libres de planos de macla encontrábamos desorden ahora encontramos máximos que se asocian a una correlación lineal en dirección vertical, que es lo que observamos en la imagen de la red de vórtices. Esto indica que la presencia de los planos de macla altera la red introduciendo orden en la misma para estos valores de campo aplicado.

Para el sistema maclado a 33 Oe (figura 3.18(b)) observamos un comportamiento similar en la transformada de Fourier que para el mismo sistema a $16,5 \text{ Oe}$. Para este caso, los máximos correspondientes a los planos de macla (en dirección vertical en el espacio recíproco) tienen una dispersión radial muy grande y mucho más marcada que para el caso a menos campo aplicado. Sin embargo es importante destacar que comienza a verse de manera muy sutil un comportamiento del tipo anillo en el resultado de la transformada de Fourier (con mucha dispersión radial en el mismo). Este comportamiento podría inducirnos a pensar que trabajamos con un sistema con dispersión angular al mismo tiempo.

El resultado para campos de 66 Oe aplicados a estos mismos sistemas (figura 3.18(c)) muestra una respuesta más marcada en contraste con lo observado a 33 Oe . Se aprecia un anillo (parcial) con gran dispersión radial, lo que indica una definición de la distancia entre vórtices más relevante (menor dispersión en el parámetro de red), pero con la ruptura en la simetría triangular que impone la presencia de planos de macla.

En general podemos ver una evolución de estos sistemas maclados a medida que se les aplica un campo magnético cada vez mayor. Para la transformada de Fourier podemos ver que lo que

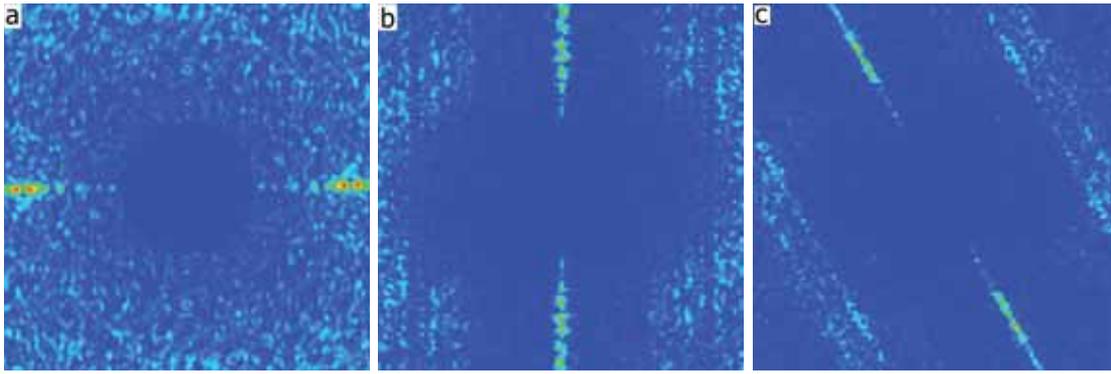


Figura 3.18: Comparación entre resultados de transformada de Fourier para las posiciones de los vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclado a (a) 16,5 Oe , (b) 33 Oe y (c) 66 Oe . Se observan signos de una clara estructuración de los sistemas debido a la presencia de planos de macla.

era simplemente ruido en frecuencia para campos bajos (16,5 Oe) se transforma poco a poco en un anillo al aumentar el campo, indicando una homogeneización de la distancia entre vórtices. Sin embargo no se puede hablar de una menor dispersión radial de los máximos asociados a la presencia de planos de macla, lo que indicaría que la distancia entre defectos (entre planos de macla) impone la distancia entre vórtices sin importar las densidades de vórtices para las que se trabaje. En este sentido la presencia de esta dispersión radial indica una fuerza de anclaje de vórtices capaz de modificar las distancias a las que los vórtices se colocan independientemente del valor de B (asociado directamente al parámetro de red y por consiguiente a la fuerza de la interacción vórtice-vórtice).

Podemos contrastar los resultados ya observados en estos sistemas (monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclado) aplicando ahora la función de distribución de pares (figura 3.19).

Para campos de 16,5 Oe observamos que la función de distribución de pares no presenta ningún máximo que indique orden en el sistema (figura 3.19(a)). Vemos que nuevamente aparece un volumen de exclusión que indica una fuerte interacción repulsiva entre vórtices para distancias pequeñas. Algo que es inesperado es el comportamiento lineal y decreciente, cuando se esperaría un comportamiento lineal y constante en su lugar (indicando desorden en el sistema). Se desconoce el por qué de este comportamiento, pero se cree que podría ser algún tipo de anomalía en la respuesta de la función al momento de pesar el resultado por la densidad de vórtices.

Para la respuesta del sistema a 33 Oe se observan dos máximos a distancias menores a 3 μm , indicando que a estos valores de campo aparece una homogeneidad en el parámetro de red del sistema (figura 3.19(b)) posiblemente por la distancia entre defectos y no por una homogeneidad a lo largo de ellos. Para distancias mayores la función toma un comportamiento lineal y constante, indicando desorden en el sistema. Para este valor de campo aplicado se observan indicios de estructuración ordenada, con un alcance de dicho orden muy corto en distancia.

Para campos aplicados de 66 Oe (figura 3.19(c)) vemos que vuelve a aparecer un primer máximo muy bien definido, observando un set de tres máximos más a distancias un poco mayores ($< 2,5 \mu m$). Esto indica nuevamente que existe una mayor interacción entre vórtices a estos campos que a campos más bajos. Por otro lado la presencia de picos hasta ordenes un poco mayor

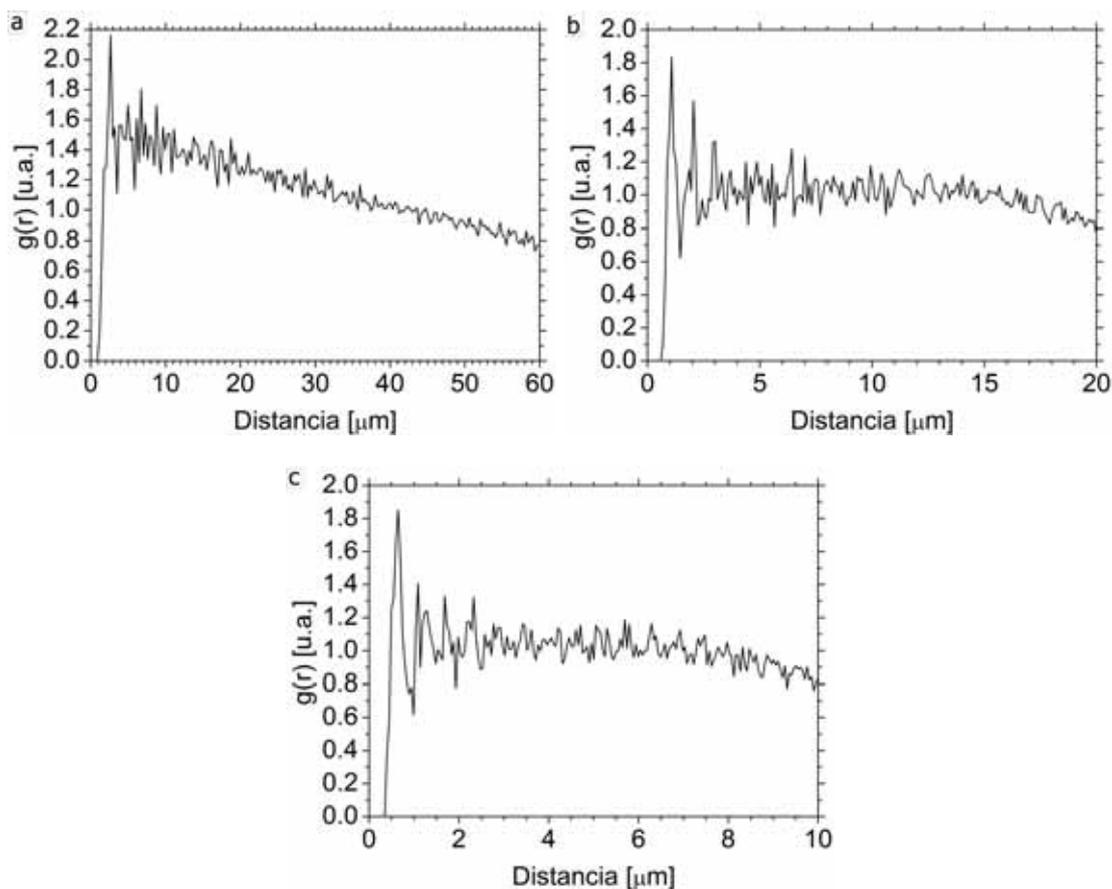


Figura 3.19: Resultados de función de distribución de pares para sistemas monocristalinos maclados de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a (a) 16,5 Oe, (b) 33 Oe y (c) 66 Oe. El desorden observado en todos los casos, el cual induce la ruptura de la simetría triangular, es producto de la presencia de planos de macla en el sistema.

que a 33 Oe indica que a pesar encontrar un orden similar, el alcance de este orden en distancia es superior. Esto concuerda con lo visto en resultados de triangulación de Delaunay, donde la presencia de granos con simetría triangular en la red se observa más claramente para campos mayores, indicando esto una interacción entre vórtices de mayor importancia. El comportamiento de la función para distancias mayores a 2,5 μm se corresponde con el de un sistema desordenado, a pesar de poder encontrar periodicidad en el mismo que podría asociarse a orden en el sistema. Dicha posible periodicidad puede estar relacionada con la periodicidad de los planos de macla en el material, siendo muy difícil realizar esta asociación dados los resultados observados por transformada de Fourier, donde para la dirección particular de los planos de macla existe una gran dispersión radial indicando una falta de homogeneidad en la distancia entre defectos.

Se observa que para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con presencia de planos de macla existe una muy fuerte interacción vórtice-defecto que rompe con la simetría triangular de la red de vórtices para aquellos casos donde existía ($H > 33$ Oe). Sin embargo, y así como se observó para muestras libres de planos de macla, la interacción vórtice-defecto pierde importancia ante la interacción vórtice-vórtice a medida que el campo magnético aplicado aumenta. Comparando resultados de estos sistemas (monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ maclados) con sistemas libres de planos de macla, se observa un mayor desorden en la simetría triangular de la red para campos

altos. Esto apunta a la fuerte interacción presente de la red con los planos de macla, lo que induce un orden totalmente distinto al orden triangular que se observa en muestras libres de planos de macla.

Por otro lado, y a pesar de encontrar desorden en la red para sistemas sin maclar a bajos campos ($16,5 \text{ Oe}$), la presencia de defectos induce orden en la red (muy claro en resultados de transformada de Fourier) lo que evidencia una estructuración con correlación lineal de la misma. Esta estructuración es la que se continua observando para campos mayores (resultados de función de distribución de pares) induciendo una correlación lineal en una única dirección que corresponde precisamente a la presencia de planos de macla (resultados de transformada de Fourier).

Por otra parte, dada la ausencia de simetría triangular en monocristales maclados queda clara la superioridad de estos defectos respecto de los defectos intrínsecos (únicos defectos presentes en monocristales no maclados).

3.4. Películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Las películas crecidas por el método de *epitaxialidad en fase líquida* (*LPE*, del inglés *liquid phase epitaxy*) presentan una baja densidad de defectos frente a películas crecidas por cualquier otro método, pero una alta densidad de defectos intrínsecos en comparación con monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Estos defectos no necesariamente son correlacionados.[22] Para inducciones magnéticas del orden de las decenas de Gauss, donde la red de vórtices presenta un parámetro de red a del orden del micrómetro, la densidad de defectos es mucho mayor que la densidad de vórtices. De este modo la interacción vórtice-defecto atrae a los vórtices a las posiciones de los defectos minimizando la energía del sistema en función de la naturaleza de los defectos presentes en la muestra. De esta manera la competencia entre ambas interacciones define si el sistema será ordenado (con simetría triangular) o no. De esta manera es posible estimar la competencia entre ambas interacciones a partir del orden presente en la red de vórtices. Bajo estas condiciones, donde la interacción vórtice-defecto es mucho más importante que la interacción vórtice-vórtice, se espera que la red carezca de simetría alguna (desorden en las posiciones de los vórtices al igual que en monocristales no maclados a $16,5 \text{ Oe}$).

En particular, para el trabajo que se muestra en esta memoria, se emplean películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crecidas por el método de LPE, de $\sim 5 \mu\text{m}$ de espesor, crecidas sobre sustratos de $10 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$ de MgO con una capa de BZO/STO depositada por ablación láser para evitar la contaminación del material superconductor.[125–127] El crecimiento se realizó en los laboratorios del *Devise Material Group, Cambridge University* (U. K.), por el Dr. Ahmed Kuršumović. Las muestras presentan una buena planaridad con algunos precipitados en su superficie, los cuales son detectables fácilmente mediante observación por microscopía SEM. Esto les confiere buenas condiciones para la visualización de la red de vórtices por medio de decoración magnética.

La figura 3.20 muestra el comportamiento típico de la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a $16,5 \text{ Oe}$. Se observa en la figura correspondiente a la decoración magnética (figura 3.20(a)) el desorden presente en la red. Un comportamiento similar fue observado en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ no maclados para estos valores de campo magnético aplicado. Sin embargo no se

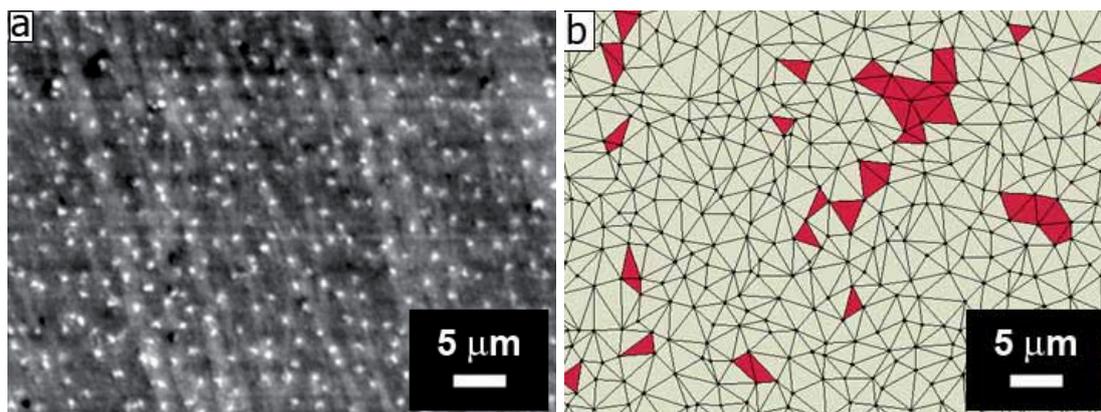


Figura 3.20: (a) Comportamiento típico de la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a $16,5 \text{ Oe}$ observadas por decoración magnética y (b) triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices en la red. La red presenta desorden como se observara en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ al mismo valor de campo aplicado, pero se aprecia aquí una mayor homogeneidad en la densidad de vórtices.

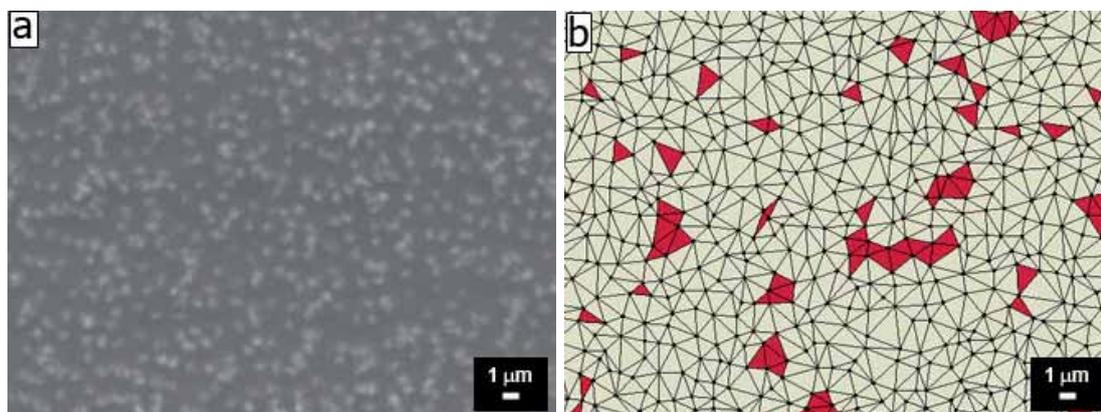


Figura 3.21: (a) Comportamiento típico de la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a 33 Oe observadas por decoración magnética y (b) triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices en la red. Para estos campos prevalece el desorden que ya fue visto a 33 Oe .

observan aquí anomalías locales en la densidad de vórtices. La triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices (figura 3.20(b)) confirma la presencia de una red completamente desordenada donde no está presente la simetría triangular típica de la red de Abrikosov.

Para el caso similar pero aplicando un campo de 33 Oe (figura 3.21) observamos que el desorden en la red sigue presente. Esto es contrario a lo que se observara en monocristales libres de planos de macla a igual campo magnético aplicado. Este hecho se corrobora al realizar la triangulación de Delaunay, donde se observa claramente la ausencia de granos, con una gran mayoría de vórtices con coordinación diferente a 6.

Una respuesta similar se observa en estas películas a 66 Oe (figura 3.22) donde, tanto en la imagen obtenida de la red como en la triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices, no existe orden aparente en el sistema.

Es importante notar que para estos tres casos ($16,5 \text{ Oe}$, 33 Oe y 66 Oe en películas de

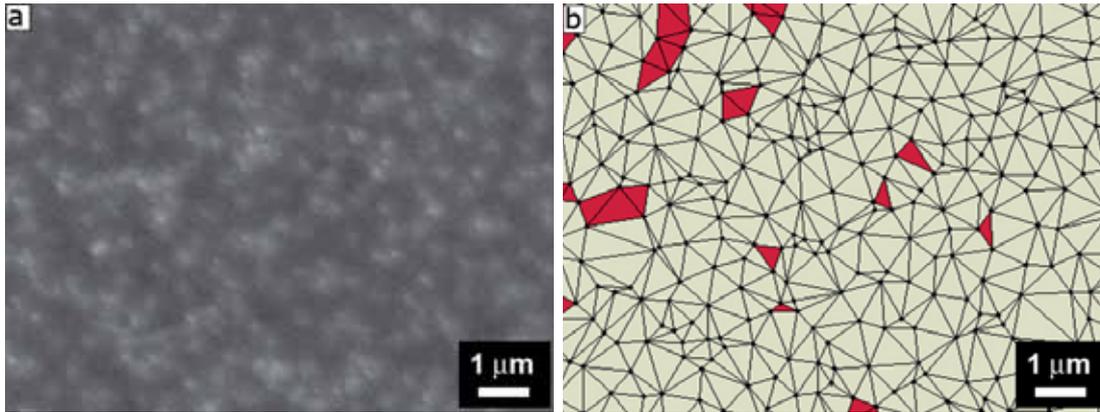


Figura 3.22: (a) Comportamiento típico de la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a 66 Oe observadas por decoración magnética y (b) triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices en la red. Como en el caso a 33 Oe , el desorden de la red indica una fuerte interacción vórtice-defecto, mayor que para monocristales libres de planos de macla, donde la red se veía ordenada y con simetría triangular para estos mismos campos aplicados.

$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) los resultados de triangulación de Delaunay (figuras 3.20(b), 3.21(b) y 3.22(b) respectivamente) se asemejan, mostrando incluso una cantidad similar de posiciones de vórtices con coordinación 6 (triángulos en rojo) en cada sistema.

De igual manera que los datos de triangulación de Delaunay, los resultados de transformada de Fourier para redes de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ no muestran diferencias para los diferentes campos magnéticos aplicados (figuras 3.23(a) para $16,5 \text{ Oe}$, 3.23(b) para 33 Oe y 3.23(c) para 66 Oe). Los resultados obtenidos para los tres sistemas muestran desorden en los mismos (como ya se observara en las imágenes de decoración), pero sin destacar características especiales para cada uno. Lo mismo ocurre para los resultados obtenidos de aplicar la función de distribución de pares a las posiciones de los vórtices en la red para cada uno de los campos aplicados (figuras 3.24(a), 3.24(b) y 3.24(c) para $16,5 \text{ Oe}$, 33 Oe y 66 Oe respectivamente). En los resultados no se observa diferencia en el comportamiento para ninguno de los sistemas en particular. Aparece aquí el típico comportamiento ya visto en sistemas desordenados (monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ no maclados a $16,5 \text{ Oe}$) donde existe un volumen de exclusión (distancia mínima entre vórtices), distancias a partir de las cuales la función automáticamente toma un comportamiento lineal y constante $\sim 1 \text{ u.a.}$

En líneas generales para los campos trabajados (66 Oe o menores) las películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ muestran una red de vórtices carente de orden. Esta ubicación aleatoria de las posiciones de vórtices en la red indica una fuerte interacción vórtice-defecto para los defectos intrínsecos a estas películas.

3.5. Conclusiones

A partir del análisis de imágenes de la red de vórtices obtenidas por decoración magnética, en este capítulo estudiamos la fuerte competencia existente entre dos tipos de interacciones, interacción vórtice-vórtice e interacción vórtice-defecto. Para monocristales no maclados vimos que la

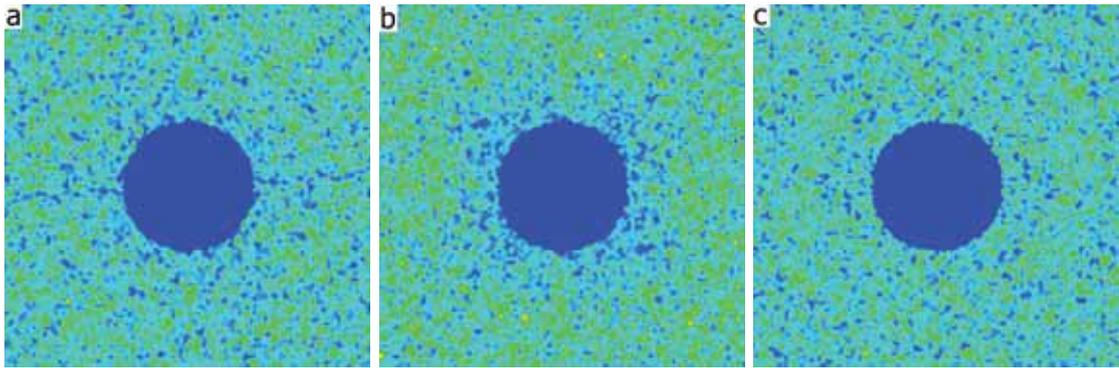


Figura 3.23: Transformada de Fourier de las posiciones de vórtices en la red para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a (a) $16,5 \text{ Oe}$, (b) 33 Oe y (c) 66 Oe . Los resultados indican desorden sin ningún tipo de correlación en las posiciones de vórtices, incluso a altos campos.

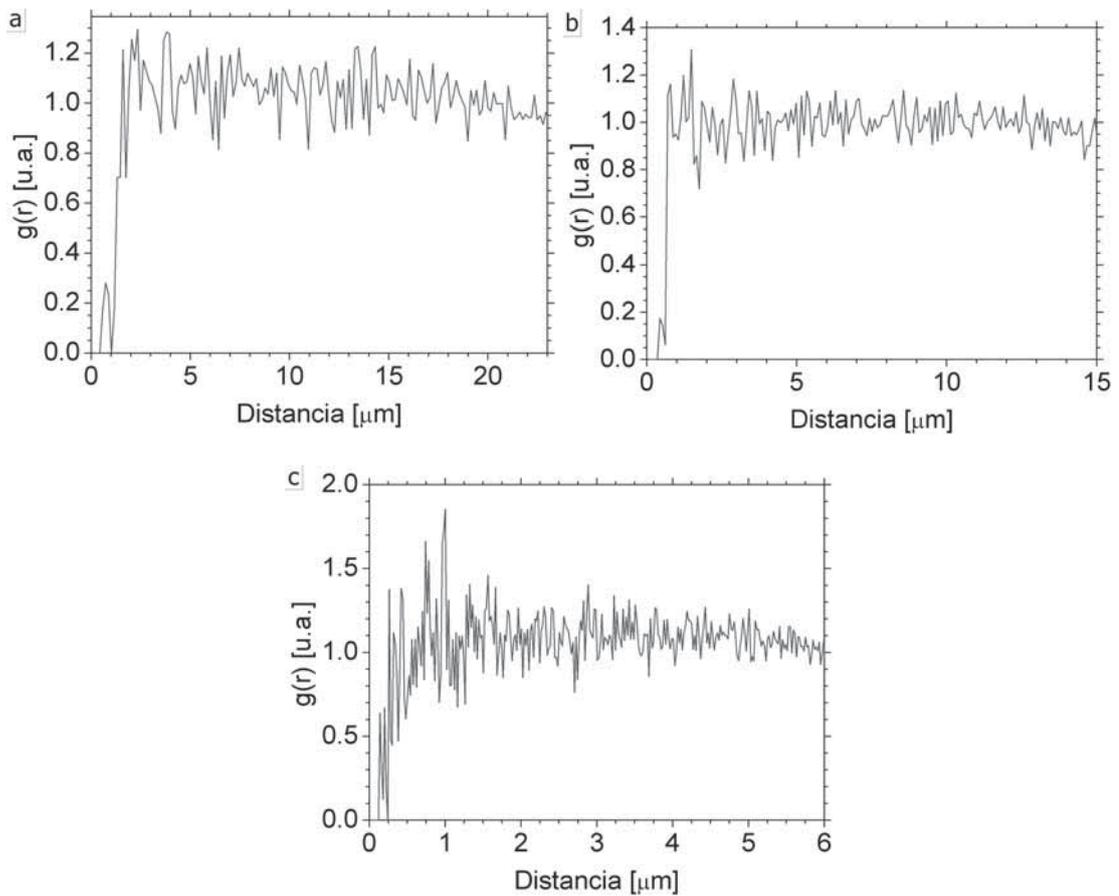


Figura 3.24: Función de distribución de pares de las posiciones de vórtices en la red para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a (a) $16,5 \text{ Oe}$, (b) 33 Oe y (c) 66 Oe . Al igual que en transformada de Fourier, los resultados indican desorden en la red observable para todos los valores de campo trabajados.

simetría triangular está presente en la red para campos de 33 Oe y 66 Oe , desapareciendo para campos de 16,5 Oe . Esto nos indica que dada la menor interacción vórtice-vórtice a campos más bajos, la interacción vórtice-defecto predomina haciendo que la red pierda la simetría triangular. Debido a que los defectos intrínsecos en monocristales no maclados son de naturaleza débiles, esta interacción vórtice-defecto es superada por la interacción vórtice-vórtice al incrementar el campo a valores de 33 Oe o más. Esto es fundamentado por los resultados observados en monocristales maclados. Para estos la simetría triangular se ve alterada incluso para campos de 66 Oe . Esto indica que la interacción que la red tiene con los planos de macla es de mucho mayor magnitud que aquella con los defectos intrínsecos en monocristales no maclados. Esta interacción mayor no puede superarse con un incremento del campo similar para monocristales no maclados, encontrando correlación lineal en la red de vórtices debido a la presencia de planos de macla para todos los campos analizados.

De igual manera observamos que la interacción vórtice-defecto presente en películas es mucho mayor que la propia en monocristales no maclados. En el caso de películas los defectos intrínsecos presentan una fuerte interacción con la red, que la lleva a no presentar simetría triangular para ninguno de los campos estudiados.

De esta manera decimos que es evidente la estructuración de la red por parte de los defectos presentes en el material. Esta estructuración es posible y puede ser correlacionada en función de la naturaleza de los defectos presentes en él.

Por otra parte observamos que a pesar de poder comparar los efectos en la red de los diferentes defectos presentes en el material, con las herramientas aquí empleadas (triangulación de Delaunay, transformada de Fourier y función de distribución de pares) no es posible realizar una comparación cuantitativa de los resultados. Las limitaciones principales observadas señalan una buena comparación de resultados por triangulación de Delaunay sólo para sistemas cuasi ordenados con simetría triangular, siendo poco útiles los resultados obtenidos para sistemas ordenados con otras simetrías. Por otro lado los resultados de la función de distribución de pares son útiles para sistemas con una simetría radial sin identificar aquellos que en presencia de desorden presentan una mejor estructuración. La transformada de Fourier nos habla de estructuración en los sistemas pero la falta de un resultado cuantitativo solo permite distinguir entre sistemas muy bien estructurados y sistemas escasamente estructurados. Todos estos análisis, demuestran de manera cualitativa la presencia de estructuración en la red de vórtices.

Capítulo 4

Estructuración artificial de la red de vórtices en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Como vimos en el capítulo anterior (capítulo 3), la presencia de defectos en el material altera el orden triangular típico de la red de vórtices. Para defectos correlacionados esta alteración presenta una simetría particular asociada directamente a la naturaleza de los defectos involucrados, así como se observó para el caso de planos de macla en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

La generación de defectos artificiales en materiales superconductores tiene por objetivo principal el estudio de la interacción vórtice-defecto. Conociendo las características de los diferentes defectos, dada su generación artificial, se adquiere un conocimiento más profundo sobre el anclaje de vórtices en el material. El anclaje efectivo de vórtices por parte de los defectos artificiales implica la observación de una alteración del orden en la red de vórtices asociada a la presencia de los defectos. En este sentido, para una mejor detección de la relación entre desorden en la red y presencia de defectos, una de las soluciones efectivas es la fabricación de defectos estructurados de manera ordenada. La observación de un orden en la estructuración de las posiciones de los vórtices asociado a la presencia de los defectos artificiales del sistema indica un anclaje de vórtices efectivo.

De esta manera es importante conocer previamente el orden que por naturaleza se da en la red de vórtices del material, estudiando los diferentes tipos de defectos presentes y la estructuración que cada uno induce en la red. Este estudio se realizó en el capítulo anterior (capítulo 3) y es un paso previo de suma importancia para poder realizar una clara comprensión de los resultados que se observan en el presente capítulo. Por otro lado, el conocimiento previo de la estructuración que se da por naturaleza en los materiales con los que se trabaja permite diseñar redes de defectos estructuradas capaces de inducir un orden diferente a cualquier otro ya presente en la red. Así es mucho más fácil diferenciar la contribución al sistema de los defectos artificiales por visualización directa de la red, permitiendo una rápida detección del efecto de la presencia de los defectos artificiales.

En este capítulo se muestran resultados de estructuración asociados a la presencia de defectos artificiales superficiales en monocristales libres de planos de macla, monocristales maclados y películas superconductoras de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Materiales de las mismas características de los estudiados en el capítulo 3. La generación de dichos defectos se realizó empleando dos técni-

cas diferentes de nanofabricación; la irradiación con haz de iones focalizado y la indentación a escala nanométrica. Se observa la compatibilidad de las técnicas de generación de defectos con las propiedades superconductoras y se comparan resultados con aquellos obtenidos previamente para sistemas libres de defectos artificiales (capítulo 3).

Por otro lado los resultados apuntan a una estructuración superficial de la red de vórtices, mostrando un orden que no se mantiene en toda la longitud del vórtice (en la totalidad del espesor del material).

4.1. Generación de defectos artificiales en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Para que un defecto funcione como centro de anclaje de vórtices debe proveer a éste de una posición energéticamente privilegiada para su formación, lo que implica una mayor facilidad para la ruptura de la superconductividad de manera local. Al acercarnos a la posición del vórtice, observamos que el parámetro superconductor $|\psi|^2$ cae a cero en distancias típicas de ξ ; se dice entonces que el vórtice tiene un núcleo de forma cilíndrica con radio $\sim \xi$ y longitud l el espesor del material, donde se pierden las propiedades superconductoras (núcleo en estado normal). [7] Sin considerar la alteración de las condiciones a las que el material esté sometido ($\xi(T, H)$) o de cualquier inhomogeneidad en el mismo, decimos que la energía de formación de un vórtice \mathbb{E}_0^v depende directamente de la longitud l del propio vórtice [7, 67] y viene expresada por⁽¹⁾

$$\mathbb{E}_0^v \approx \frac{\Phi_0^2 l}{8\pi^2 \lambda^2} \cdot \ln \left(\frac{1, 123 \cdot \kappa}{\sqrt{2}} \right), \quad (4.1)$$

donde κ es el parámetro de Ginzburg-Landau, λ la longitud de penetración del campo magnético en el material superconductor y Φ_0 el cuanto de flujo. Vemos que al disminuir localmente el espesor del material, se generan posiciones específicas donde la formación de un vórtice implica un menor coste de energía. De esta manera empleamos técnicas para la generación de defectos artificiales para el anclaje de vórtices que disminuyen localmente el espesor del material superconductor.

Se puede realizar la disminución local del espesor del material empleando diferentes metodologías. El devastado mecánico del material o su bombardeo con partículas son ejemplos particulares. En la realización de defectos artificiales para el trabajo que se muestra en esta tesis, se emplearon dos técnicas diferentes con estas características de ataque. Por un lado, se empleó la técnica de *indentación* a escala nanométrica (devastado mecánico de la superficie). Por otro lado, se empleó la técnica de irradiación con *haz de iones focalizado* (ataque mediante bombardeo de partículas).

Cabe aclarar que la operación de los sistemas de fabricación de defectos artificiales se realizó en colaboración con el personal a cargo de los correspondientes sistemas. Las redes de defectos realizadas por indentación fueron fabricadas en el sistema de nanoindentación de MATGAS 2000 AIE (España) en colaboración con el Dr. J. Oriol Ossó. Parte de las redes de defectos generadas por irradiación con haz de iones focalizado se realizaron en las instalaciones del CNM-CSIC (España) por la Dra. Ana María Palau. El resto de experimentos de irradiación con haz de iones

⁽¹⁾ Al respecto del cálculo de la energía de formación o autoenergía \mathbb{E}_0 de un vórtice, ver el capítulo 5.

focalizado se realizaron en el Devices Material Group, Universidad de Cambridge (Reino Unido), bajo la responsabilidad del Prof. Mark Blamire durante una estancia breve.

Ambas técnicas mencionadas aquí logran realizar localmente el efecto topográfico deseado de disminución del espesor del material. Sin embargo esta puede no llegar a ser una imagen completa del nuevo sistema dado que las deformaciones de la red cristalina en el entorno de los defectos que puede aumentar la fuerza de anclaje de vórtices.

4.1.1. Irradiación con haz de iones focalizado

La técnica de haz de iones focalizado emplea un haz de iones que bombardea la superficie del material. El haz puede focalizarse sobre un punto de la superficie a atacar, haciendo incidir los iones localmente. La energía de estos iones es suficiente como para arrancar partículas del material que se está irradiando. En particular para los resultados mostrados en esta tesis se empleó un haz de iones de Ga.

Esta técnica consiste en acelerar una nube de iones en dirección al material a irradiar. La variación del potencial de aceleración controla la densidad de corriente del haz de iones (número de iones por unidad de tiempo), siendo este valor un buen indicativo de la *dosis* con la que se realiza el ataque. Regulando tanto la corriente del haz como el tiempo de ataque durante el cual se incide en cada punto, se definen valores para estandarizar cada uno de los experimentos de generación de defectos.

Una explicación más completa sobre el funcionamiento de la técnica de haz de iones focalizado puede ser encontrada en, por ejemplo, la referencia [128].

De la breve explicación que aquí se ofrece sobre el funcionamiento de esta técnica, se deducen algunos efectos secundarios que debemos tener en cuenta al generar defectos en nuestros materiales superconductores. La figura 4.1 los esquematiza brevemente. Por un lado estamos realizando el devastado del material, que es el objetivo principal. Por otro lado, al incidir con iones en el material, se produce la implantación de los mismos, formando defectos en la estructura cristalina tales como intersticiales o sustitución de átomos. Este efecto puede degradar la estructura cristalina del material y por consiguiente sus propiedades naturales, amorfizando el entorno de la zona irradiada. Se consigue con ello un defecto de dimensiones efectivas mayores (contando la profundidad topográfica más el alcance del campo de amorfización en torno a cada defecto generado). Estos efectos pueden ser minimizados optimizando los parámetros de ataque en función del material a irradiar.

Por otro lado, el material retrodispersado (iones y átomos) se deposita en la superficie no irradiada del material incrementando la rugosidad de la misma. Esto no altera necesariamente las propiedades del material, pero puede perjudicar la definición de las posiciones de los vórtices al realizar la visualización por decoración magnética.

4.1.2. Indentación a escala nanométrica

La técnica de indentación consiste básicamente en una punta que, al realizar una fuerza sobre la superficie del material lo deforma plásticamente generando marcas puntuales del tipo *pozos* como esquematiza la figura 4.2. Si además, una vez deformado el material y con la punta aun apoyada en él, ésta se mueve en una dirección determinada dentro del plano de la superficie del

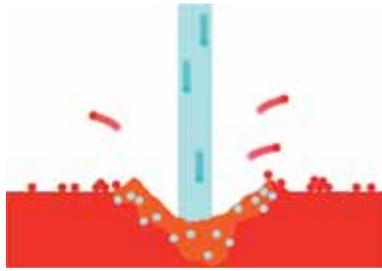


Figura 4.1: Esquema de los efectos secundarios esperados en un material irradiado con haz de iones focalizado. Las dimensiones topográficas del defecto se ven ampliadas por el amorzido del material. Por otro lado el material retrodispersado se deposita en su propia superficie, alterando las condiciones de limpieza y rugosidad de la misma.



Figura 4.2: Esquema de la generación de defectos por el método de indentación y sus correspondientes efectos secundarios esperados. La punta del sistema se acerca al material hasta tocarlo deformándolo plásticamente, ejerciendo en el proceso una fuerza previamente determinada. Luego, al retirar la punta, en la superficie del material quedan marcas que forman los defectos precisamente. El proceso se repite para todas las posiciones deseadas generando un arreglo de defectos puntuales. Una vez apoyada sobre el material, si en lugar de retirar la punta se la mueve en el plano de la superficie atacada se generan defectos lineales del tipo *canales*. La deformación plástica que produce la técnica, ya sea para la generación de defectos puntuales o lineales, induce defectos cristalinos en la estructura del material que generan un campo de tensiones en torno a cada uno de los defectos.

mismo, se generan defectos lineales tipo *canales*. Tanto los pozos como los canales generados por esta técnica forman defectos donde el espesor del material se ve disminuido localmente.

El parámetro principal que rige la caracterización de estos defectos es la fuerza con la que se presiona la punta sobre el material. A mayor fuerza de aplicación de la punta sobre la superficie mayor profundidad tendrá el pozo (o canal) generado.

Normalmente también se genera en torno a cada uno de estos defectos un campo de tensiones que amplía el alcance del defecto más allá de las dimensiones topográficas.[129] Algunos estudios han estimado propagaciones de este campo de tensiones en el orden de un orden de magnitud superior que las dimensiones de profundidad topográfica del propio defecto.[129] Sin embargo esto dependerá de las propiedades mecánicas del material. En este campo de tensiones esperamos encontrar defectos cristalinos del tipo de borde, de hélice, inclusiones de planos o similares.[130, 131]

Información más detallada sobre esta técnica se puede encontrar, por ejemplo, en la referencia [132]

Por lo tanto esta técnica genera defectos que pueden no solo implicar una disminución local del espesor sino también la formación de un campo de tensiones en las proximidades de los defectos que podría aumentar su eficacia en el anclaje de vórtices.

4.2. Arreglos periódicos de defectos artificiales en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Empleando la técnica de decoración magnética estudiamos la interacción de la red de vórtices con defectos artificialmente generados. El estudio se realiza observando modificaciones en la estructura de la red de vórtices, comparando entre sistemas alterados por la generación de defectos artificiales en él y sistemas libres de defectos. Trabajando de esta manera, escogemos como sistemas de referencia los monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, que presentan una red desordenada a bajo campo y ordenada a campos altos (ver capítulo 3). En ellos encontramos además planos de macla (defectos intrínsecos capaces de estructurar la red de vórtices). Contamos así con dos sistemas con los cuáles contrastar resultados: monocristales libres de planos de macla y monocristales con presencia de ellos (capítulo 3).

4.2.1. Defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado

Para observar la respuesta del material ante un ataque por irradiación con haz de iones focalizado se realizaron pruebas a diferentes valores de tiempo de irradiación (diferentes *dosis* de ataque). Empleando la técnica de microscopía de fuerza atómica se realizó un análisis topográfico a los resultados obtenidos que nos permitió observar la profundidad de diferentes defectos puntuales en función de la dosis empleada.

La figura 4.3 muestra la profundidad alcanzada por los defectos en función del tiempo de irradiación empleado para su generación. Para estos resultados se emplearon valores de corriente de haz de 11 μA . Se muestra el perfil típico de un defecto puntual generado, leído de imágenes de microscopía de fuerza atómica, con el valor de tiempo de irradiación correspondiente indicado en segundos.

Analizando los resultados obtenidos observamos que en la imagen correspondiente al ataque para la dosis más pequeña no se consigue realizar ningún tipo de depresión en el material (no se genera ningún pozo). Por el contrario, se produce un aumento del volumen que indica tanto la amorfización del material como la implantación de iones en su estructura cristalina. Este efecto se ve también en el segundo valor de dosis de irradiación empleado, salvo que para este caso ya comienza a verse la formación de un pozo, propiamente dicho. En este caso el pozo se presenta en forma de cráter, con una profundidad relativa inferior a la altura de sus paredes. Esta forma de cráter acompaña a las irradiaciones independientemente de la dosis empleada, sin embargo vemos que la altura de las paredes de este cráter es independiente de dicho valor de dosis de generación de defectos. Su altura es de aproximadamente unos 10 nm .

A partir del tercer valor de dosis que se observa en la figura (correspondiente a un tiempo de ataque de 0,48 s) empezamos a ver una disminución topográfica real en el valor de espesor del material. La profundidad topográfica del defecto generado a partir de este valor de tiempo de irradiación comienza a ser mayor que la altura de las paredes del cráter formado. La disminución en el espesor del material es efectiva. Además para dosis a partir de este valor se observa que el ancho del defecto generado no depende del valor de la dosis que se utilice.

En resumen observamos la generación de defectos que presentan forma de cráter, con paredes que se elevan por encima de la altura de la superficie del material. La altura de estas paredes

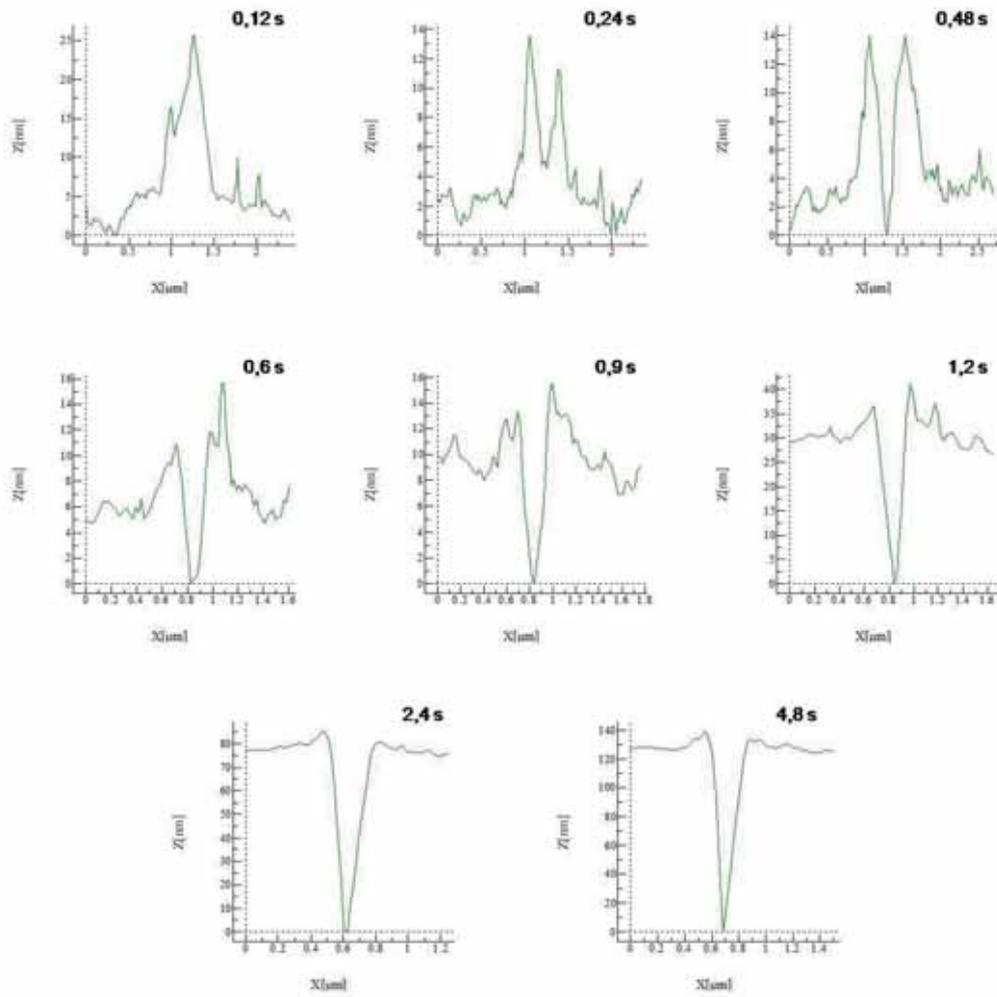


Figura 4.3: Perfiles de defectos puntuales generados por irradiación con haz de iones focalizado a una corriente de 11 pA y durante el tiempo indicado para cada imagen. Se observa la formación de paredes elevándose por encima de la altura de la superficie del material. Tanto la altura de estas paredes como el valor del ancho de defecto ($\sim 10 \text{ nm}$ y $\sim 350 \text{ nm}$ respectivamente) son independientes de la dosis de irradiación para el rango de dosis empleado. Por el contrario la profundidad del defecto depende directamente de la dosis empleada para generarlo. Para valores muy bajos de dosis se aprecia que no existe defecto topográfico efectivo (0,12 s) o sólo se forman las paredes del cráter alrededor de la zona irradiada (0,24 s).

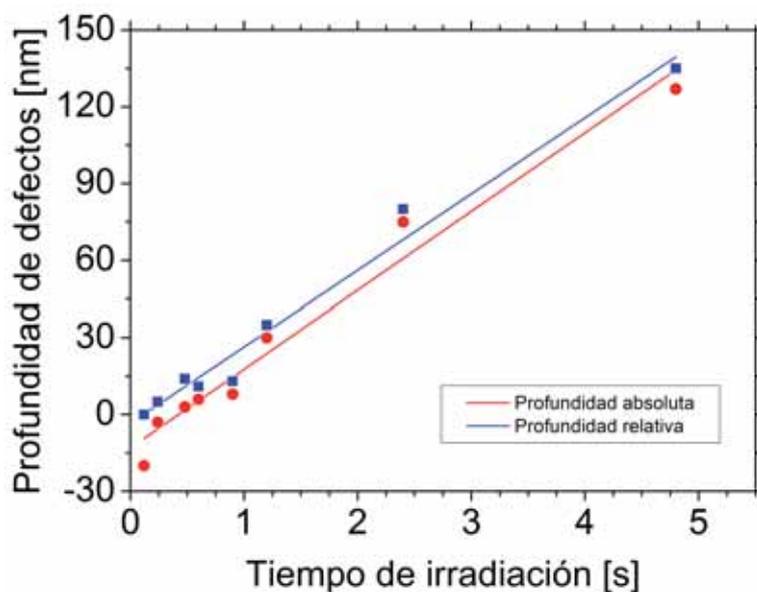


Figura 4.4: Profundidad de defectos en función del tiempo de irradiación para defectos puntuales generados por haz de iones focalizado. El análisis corresponde a una corriente de haz de 11 pA . Los puntos en rojo corresponden a profundidad del defecto respecto de la línea de la superficie del material (profundidad absoluta). Los puntos en azul corresponden a la profundidad de los defectos respecto a la altura de las paredes del cráter que se forma en su entorno (profundidad relativa). Se observa una dependencia lineal con el tiempo de irradiación.

($\sim 10 \text{ nm}$) así como el ancho topográfico del defecto generado ($\sim 350 \text{ nm}$) son independientes del valor de dosis empleado.

Como es de esperarse, a mayores valores de dosis de ataque mayor será la profundidad del defecto obtenido. La figura 4.4 muestra el valor de profundidad del defecto generado respecto de la dosis empleada para su generación. Las profundidades se miden respecto de la superficie del material (profundidad absoluta) y también respecto de la máxima altura de la pared del cráter (profundidad relativa) graficándolas en rojo y azul respectivamente. Se observa el resultado de un ajuste lineal a los datos. A pesar del error introducido por los datos correspondientes a los valores de dosis más bajos no se observa *efecto punta*⁽¹¹⁾.

Para el estudio de la interacción vórtice-defecto en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, comenzamos realizando redes periódicas de defectos puntuales utilizando la técnica de haz de iones focalizado. Generamos redes de defectos puntuales a diferentes dosis y con diferente parámetro de red. El resultado de lo realizado se ve ejemplificado en la figura 4.5. De estos resultados se observó que el material retrodisperso que se deposita en la superficie del material no afecta los posibles resultados que puedan obtenerse por decoración magnética.

Sin embargo, y a pesar de no observar deterioro de la superficie debido a deposición por retrodispersión del material, debemos considerar que este tipo de defectos altera la planaridad del material. Al trabajar con estas redes de defectos nos encontramos con una nueva problemática, que es la dificultad de observar posiciones de vórtices en la propia ubicación del defecto empleando la técnica de decoración magnética.

⁽¹¹⁾El efecto punta implica no estar leyendo la profundidad real del pozo (en este caso un defecto), por trabajar con pozos mucho más estrechos que la punta con la que se miden.

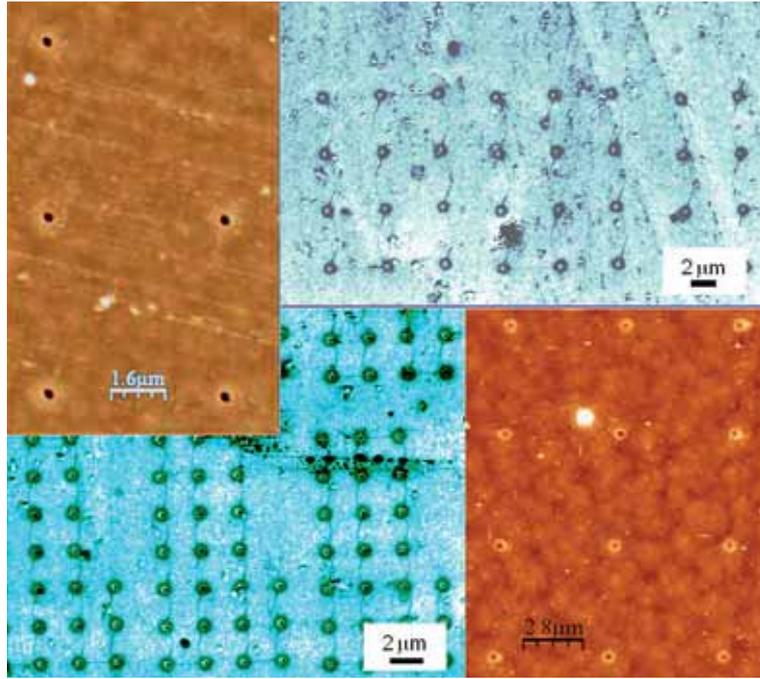


Figura 4.5: Ejemplos de diferentes redes periódicas de defectos puntuales generadas por haz de iones focalizado. Las imágenes se obtuvieron por diferentes técnicas de microscopía (microscopía electrónica de barrido y microscopía de fuerza atómica). Cada red en la imagen corresponde a diferentes parámetros de fabricación, tanto en dosis como en distancia característica entre defectos del arreglo. Se destaca que las dimensiones en el plano de cada defecto son similares a las que presenta una posición de vórtice observada por decoración.

Como se comentó en capítulos anteriores (capítulo 2) la técnica de decoración deposita cúmulos de partículas en la superficie del material a observar para luego detectarlos mediante microscopía de barrido por haz de electrones (en nuestro caso). Trabajar con defectos de geometría similar a la de los cúmulos depositados por decoración dificulta la tarea al momento de intentar discernir entre posiciones de vórtices y defectos artificiales. Para este caso en particular donde los defectos con los que se trabajó son pozos de diámetro similar a las dimensiones típicas de los cúmulos de decoración ($\phi \sim 200 - 800 \text{ nm}$), no fue posible distinguir entre defectos decorados y defectos sin decorar.

Ante estos resultados la solución fue realizar defectos con una geometría diferente, descartando el uso de defectos puntuales. Se procedió así a realizar arreglos de defectos lineales. De esta manera, cualquier acumulación puntual de Fe en las líneas se observará como una inhomogeneidad en ellas, lo que permitirá la fácil detección de posiciones de vórtices decoradas.

Se trabajó entonces con dos tipos diferentes de geometrías lineales: líneas curvas aisladas y arreglos periódicos de líneas rectas paralelas entre sí. El objetivo principal de trabajar con estos arreglos fue, en primera medida, observar el efecto que producen en su interacción con la red de vórtices. Una vez comprobada la efectividad para el anclaje de vórtices por parte de los defectos fue de suma importancia poder observar la competencia entre estos defectos artificiales y cualquier defecto presente en el material. En particular, y dada la facilidad para asociar resultados de estructuración de la red a planos de macla, fue importante realizar una comparación con este tipo de defectos.

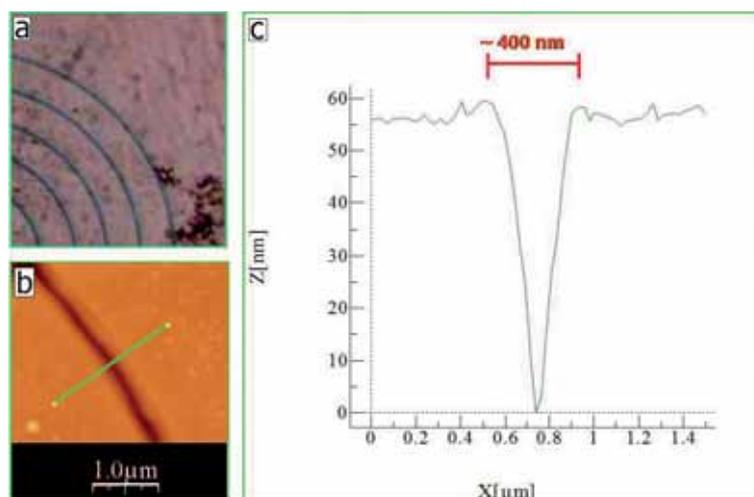


Figura 4.6: (a) Imagen óptica de un arreglo de defectos lineales (círculos concéntricos) generados por irradiación con haz de iones focalizado. (b) Imagen obtenida por microscopía de fuerza atómica del detalle de uno de los defectos. (c) Perfil característico de un defecto (línea continua en verde sobre la figura (b)). Sobre la gráfica puede leerse tanto el ancho del defecto ($\sim 400 \text{ nm}$) como su profundidad topográfica ($\sim 60 \text{ nm}$).

Las líneas aisladas curvas permitieron observar resultados asociándolos directamente a los defectos artificiales, defectos que (con esta configuración) introducen una geometría de estructuración diferente a cualquier otra presente en los materiales. Se rompió así con la estructuración lineal dada ya sea por la propia geometría triangular de orden de la red o por la presencia de planos de macla que introducen otro tipo de correlación pero también de carácter lineal.

Una vez observados los resultados de defectos aislados (líneas curvas), los arreglos de defectos lineales permitieron introducir una estructuración lineal similar a la observada para planos de macla. Esto hizo posible una comparación con los resultados de estructuración de la red observados para las muestras con planos de macla.

4.2.1.1. Defectos lineales aislados

Se generaron líneas curvas aisladas tomando como referencia los valores previamente obtenidos en la generación de defectos puntuales (figura 4.3). Se utilizó una corriente de 100 pA con un tiempo de irradiación de $60 \text{ s}/100 \text{ μm}$ de longitud de línea. En la figura 4.6(a) se observa la imagen óptica de un arreglo de defectos curvos (círculos concéntricos) generado por irradiación con haz de iones focalizado. La figura 4.6(b) muestra un detalle de los defectos del que se extrae un perfil representativo, el cual se muestra en la figura 4.6(c). Se aprecian las medidas aproximadas de ancho de un defecto ($\sim 400 \text{ nm}$) y de profundidad topográfica asociada ($\sim 60 \text{ nm}$).

Analizamos la respuesta de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla, ante la presencia de estos defectos artificiales. En la figura 4.7(a) se observa la red de vórtices en un monocristal con presencia de defectos realizados por haz de iones focalizado bajo las condiciones antes mencionadas. En la figura, la línea oscura en forma de arco que cruza

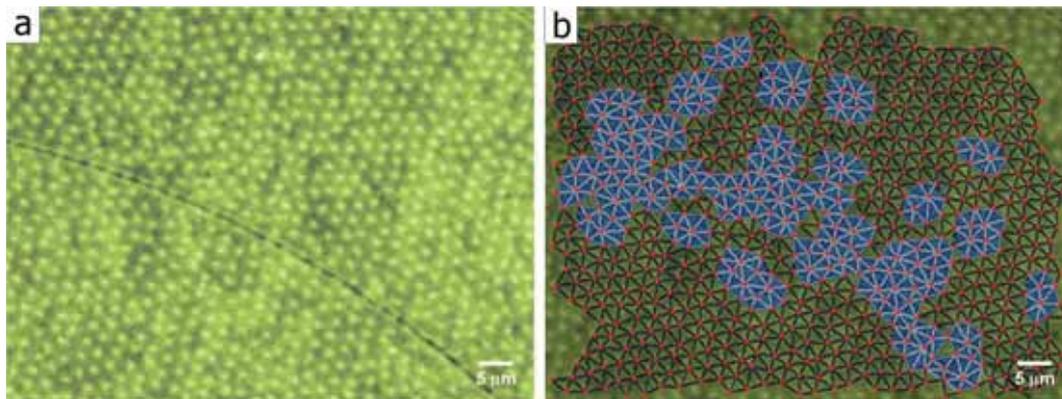


Figura 4.7: (a) Patrón obtenido por decoración magnética de la red de vórtices a 33 Oe en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, libre de planos de macla, con defectos artificiales en su superficie; y (b) triangulación de Delaunay asociada a las posiciones de vórtices observadas en (a). Se identifica en (a) las posiciones de vórtices en la red y una gran sección de un defecto artificial generado por irradiación con haz de iones focalizado (porción de arco en color más oscuro, cruzando la imagen en diagonal). En (b) se muestra la digitalización parcial de las posiciones de los vórtices de la imagen (puntos rojos) y su respectiva triangulación de Delaunay asociada (segmentos de diferentes colores uniendo posiciones de puntos). Se indica en la imagen con color azul los triángulos cuyas posiciones de vórtice no tienen coordinación 6. Se observa que en general estos triángulos, que representan defectos en la simetría de la red, se posicionan sobre el defecto artificial, dando evidencia de estructuración por parte de dicho defecto.

la imagen corresponde a la posición ocupada por un defecto. La imagen pertenece a la red de vórtices para un campo aplicado de 33 Oe .

El primer resultado a destacar de esta imagen es que hay presencia de vórtices en la posición del defecto. Este hecho es muy importante pues indica que la generación de dichos defectos es totalmente compatible con la presencia de superconductividad. No se pierden las propiedades superconductoras en las zonas irradiadas con haz de iones focalizado.

La figura 4.7(b) muestra en rojo las posiciones digitalizadas de los vórtices en la imagen 4.7(a). Uniendo dichos puntos se ha dibujado la triangulación de Delaunay de las posiciones de los vórtices en la red. Para la triangulación de Delaunay se han pintado en azul los triángulos que corresponden a vórtices que no tienen coordinación 6.

Observamos en la triangulación que existe una acumulación de anomalías en la simetría de la red de vórtices (triángulos en azul) en torno a la posición del defecto artificial. Esto nos indica que la presencia de este tipo de defectos en el material induce a la red a romper su simetría, alterando su estructuración original.

Vemos que así como los defectos intrínsecos alteran la simetría triangular de la red de vórtices en los monocristales (como se observó en el capítulo 3 para, por ejemplo, planos de macla), los defectos artificiales generados por haz de iones focalizado pueden de igual manera alterar la simetría de la red.

Analizamos ahora la competencia entre este tipo de defecto artificial aislado, generado por irradiación con haz de iones focalizado, y los planos de macla. Por ello tomamos el caso de un defecto artificial posicionado en una zona del material maclada. La figura 4.8(a) muestra la red

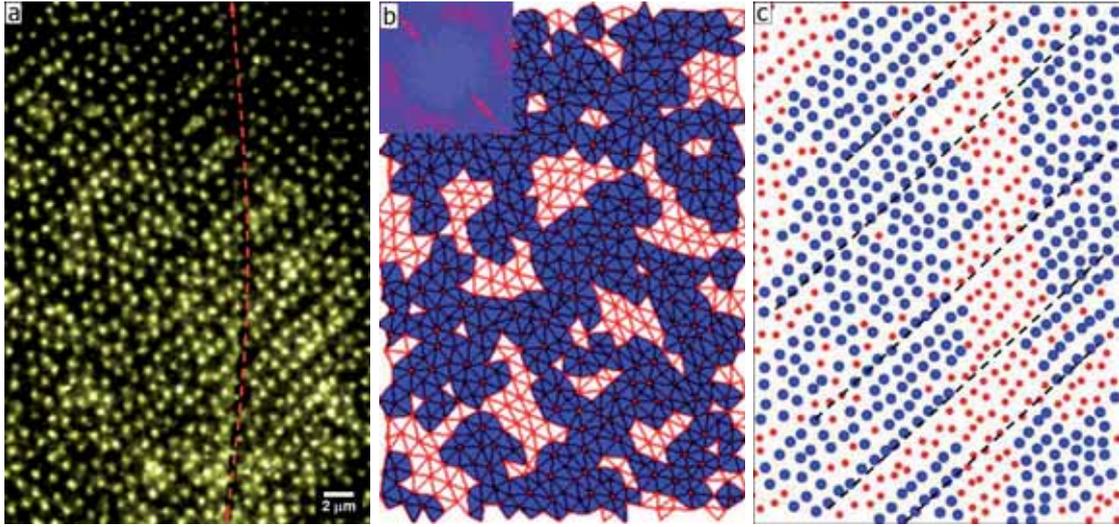


Figura 4.8: Competencia entre defecto individual aislado generado por irradiación con haz de iones focalizado, y planos de macla en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. En la figura se muestra el comportamiento típico de la red de vórtices para un campo aplicado de 33 Oe . (a) Red de vórtices observada por experimento de decoración magnética. La línea de puntos en rojo indica la posición del defecto artificial en el material. La correlación en las posiciones de los vórtices indica claramente la dirección de los planos de macla en el material. (b) Triangulación de Delaunay para las posiciones de vórtice observadas en (a). Los triángulos en azul indican posiciones de vórtices con coordinación diferente de 6. Es clara la ausencia de simetría triangular en la red. En el detalle se observa la transformada de Fourier donde dos máximos deformados radialmente indican una estructuración muy fuerte de la red por parte de los planos de macla. (c) Posiciones de los vórtices leídas en (a) (puntos azules y rojos). Para esta imagen los puntos en azul conservan la correlación lineal impuesta por los planos de macla (indicada en algunos sitios por líneas de puntos en color negro). Sin embargo esta correlación lineal se pierde en el entorno del defecto artificial (puntos en rojo). La competencia que el defecto artificial ofrece a los planos de macla en cuanto a estructuración de la red es evidente. La escala para las tres imágenes es la misma.

de vórtices en un monocristal maclado donde se ha generado un defecto artificial por irradiación. En la imagen se observan las posiciones de vórtices en la red para un campo aplicado de 33 Oe , las cuáles presentan una clara correlación lineal en dirección transversal ($\sim 47^\circ$ respecto de la vertical de la imagen). Dicha correlación está dada por la presencia de planos de macla. La porción de arco dibujada con línea de puntos en rojo para dicha imagen señala la posición del defecto artificial presente.

Se puede apreciar en la triangulación de Delaunay que muestra la figura 4.8(b) que no existe simetría triangular alguna en la red (en azul los vórtices que no presentan una coordinación 6). Vemos en el detalle de la imagen la transformada de Fourier de las posiciones de los vórtices en (a), la presencia de 2 máximos deformados radialmente corresponde a la fuerte correlación lineal impuesta por los planos de macla.

Consideremos ahora solamente las posiciones de los vórtices como muestra la figura 4.8(c), donde se han marcado con puntos (rojos y azules) las posiciones de los vórtices leídas en la figura 4.8(a). En este caso vemos en azul algunas posiciones donde es evidente la correlación lineal de los vórtices en la dirección impuesta por los planos de macla. Sin embargo, como muestran las líneas de punto en negro sobre algunas de estas posiciones, esta correlación lineal se pierde al atravesar la posición del defecto artificial en el material (puntos en rojo). Vemos que además se pierde la

periodicidad en la distancia entre vórtices para una misma línea, recuperándose nuevamente al otro lado de la posición del defecto artificial.

De estos resultados se observa que en general trabajando con un defecto artificial aislado generado por haz de iones focalizado es posible alterar la simetría normal de la red de vórtices e incluso su estructuración asociada a la presencia de planos de macla. Sin embargo para un defecto aislado no se observa un efecto de correlación lineal como en el caso concreto de los planos de macla.

En conclusión, los resultados obtenidos al trabajar con defectos artificiales aislados generados por irradiación con haz de iones focalizado son muy útiles para un estudio básico del comportamiento de interacción de la red de vórtices con defectos. Se observa en general que estos logran modificar la estructuración de la red compitiendo inclusive con planos de macla en monocristales. Sin embargo no se logró observar orden o correlación en la red impuesto por la presencia de estos defectos artificiales.

4.2.1.2. Arreglos periódicos de defectos lineales

Buscamos trabajar ahora con un sistema que nos permita comparar de manera directa los resultados previos en materiales libres de defectos artificiales con los resultados observados para sistemas con dichos defectos. Para esto generamos arreglos periódicos de defectos lineales fabricando redes de defectos con simetría similar a la que presentan los planos de macla en la superficie del material, *i. e.* arreglos periódicos de defectos lineales paralelos entre sí. Obtenemos así un sistema cuya respuesta es posible comparar de manera directa con la respuesta obtenida para monocristales con presencia de planos de macla.

Generamos arreglos periódicos de defectos lineales irradiando el material a iguales condiciones que antes, 100 pA con un tiempo de irradiación de 60 $s/100 \mu m$ de longitud de línea. Generamos patrones de defectos con distancia entre líneas de 2,5 μm y 5 μm . Se escogen estas distancias entre defectos considerando los valores de inducción magnética B ya medidos en sistemas monocristalinos libres de planos de macla a 16,5 Oe . Ambos valores de distancia entre defectos se encuentran por debajo y por encima del valor correspondiente al parámetro de red para el sistema equivalente ordenado con simetría triangular ($\sim 3 \mu m$).

Las figuras 4.9(a) y 4.10(a) muestran la estructura típica de la red de vórtices en presencia de los arreglos de defectos generados con distancias entre líneas de 2,5 μm y 5 μm respectivamente. Se observa para ambas figuras una gran cantidad de vórtices posicionados sobre los defectos, quedando pocos de ellos ubicados en posiciones que no correspondan a los mismos.

Las triangulaciones de Delaunay para las posiciones de vórtices en 4.9(a) y 4.10(a), se muestran en las figuras 4.9(b) y 4.10(b) respectivamente. En ellas los triángulos en rojo marcan posiciones de vórtices con coordinación 6; mientras que las posiciones de vórtices marcadas en azul corresponden a vórtices ubicados sobre los propios defectos artificiales. Se observa en las imágenes que no hay presencia de simetría triangular, tal como ocurre para sistemas con planos de macla, distinguiendo aquí de manera más clara el gran porcentaje de vórtices ubicados sobre los defectos artificiales.

Los resultados obtenidos de la transformada de Fourier para las posiciones de los vórtices en estas redes se muestran en 4.11(a) para distancias de 2,5 μm entre defectos, y 4.11(b) para

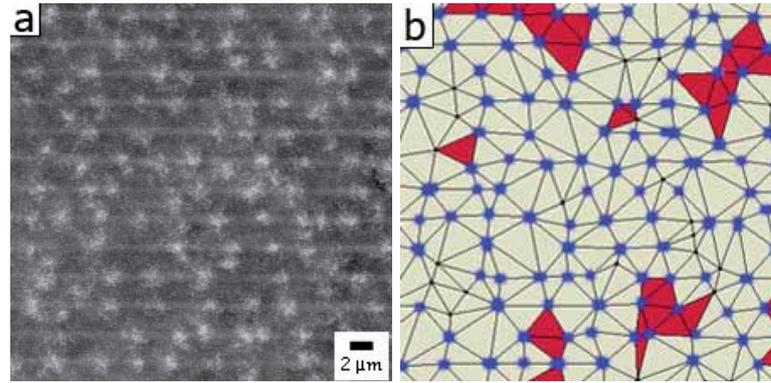


Figura 4.9: Arreglo de defectos artificiales generado por irradiación con haz de iones focalizado. Se utiliza una corriente de haz de 100 pA a $60 \text{ s}/100 \text{ } \mu\text{m}$ de longitud de línea. La distancia entre defectos del arreglo es de $2,5 \text{ } \mu\text{m}$. (a) Imagen representativa de la red de vórtices donde se observa la interacción con el arreglo de defectos. Las líneas horizontales corresponden a defectos artificiales. (b) Triangulación de Delaunay de las posiciones de vórtices leídas en (a). Los triángulos en rojo marcan posiciones de vórtice con coordinación 6. Las posiciones de vórtice marcadas en azul corresponden a vórtices posicionados sobre los defectos artificiales. En general se observa una red sin simetría triangular pero con un gran porcentaje del total de vórtices en las posiciones de los defectos artificiales.

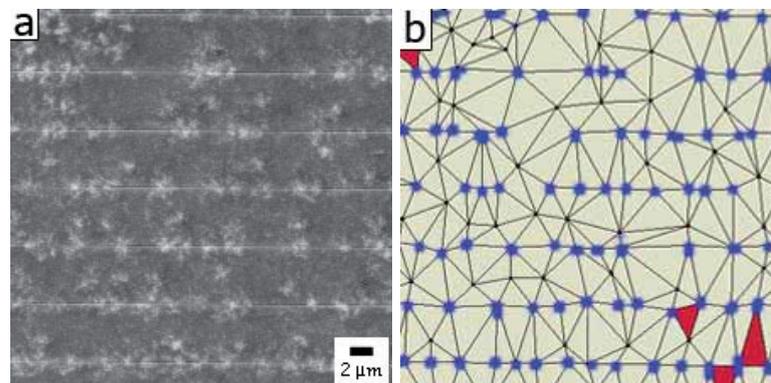


Figura 4.10: Arreglo de defectos artificiales generado por irradiación con haz de iones focalizado. Se utiliza una corriente de haz de 100 pA a $60 \text{ s}/100 \text{ } \mu\text{m}$ de longitud de línea. La distancia entre defectos del arreglo es de $5 \text{ } \mu\text{m}$. (a) Imagen representativa de la red de vórtices donde se observa la interacción con el arreglo de defectos. Las líneas horizontales corresponden a defectos artificiales. (b) Triangulación de Delaunay de las posiciones de vórtices leídas en (a). Los triángulos en rojo marcan posiciones de vórtice con coordinación 6. Las posiciones de vórtice marcadas en azul corresponden a vórtices posicionados sobre los defectos artificiales. En general se observa una red con menos presencia de simetría triangular que para el caso de arreglos de defectos con mayor densidad (a $2,5 \text{ } \mu\text{m}$, figura 4.9). Sin embargo se aprecia un gran porcentaje de vórtices en las posiciones de los defectos artificiales, con una fuerte correlación lineal de los mismos en esta dirección.

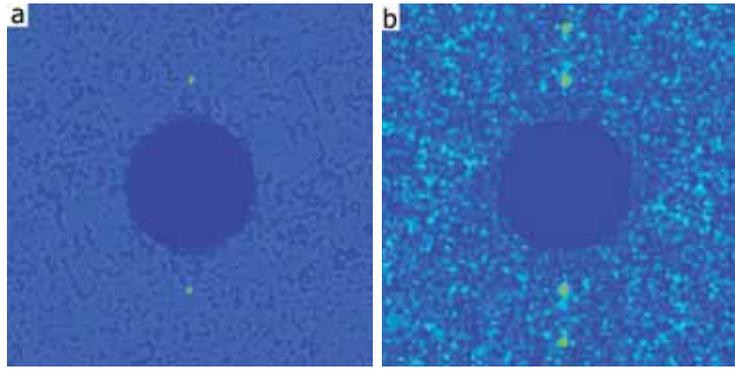


Figura 4.11: Imágenes de la transformada de Fourier correspondiente a las posiciones de los vórtices en la red para (a) un arreglo de defectos lineales con parámetro de $2,5 \mu\text{m}$ (figura 4.9) y (b) un arreglo de defectos lineales con parámetro de $5 \mu\text{m}$ (figura 4.10). La presencia de máximos localizados en una única dirección habla de la correlación lineal dada por la presencia de defectos. La poca dispersión radial (en comparación con sistemas maclados) habla de una importante periodicidad en la estructuración, correspondiente a los sistemas con defectos artificiales.

distancias de $5 \mu\text{m}$ entre defectos. En ambas figuras se observan máximos en frecuencia para puntos asociados a la dirección de los defectos (en vertical para las imágenes de transformada de Fourier), indicando una muy clara estructuración de la red de vórtices por parte de los mismos. La aparición de máximos en la transformada de Fourier respecto de sistemas libres de planos de macla y defectos artificiales para estas mismas condiciones indica la aparición de un orden en la dirección asociada a los máximos de Fourier. Por otro lado, en comparación con los resultados de transformada de Fourier obtenidos para sistemas con planos de macla, observamos principalmente que los máximos en frecuencia para defectos artificiales no presentan dispersión radial. Esto indica una mejor periodicidad de los arreglos de defectos artificiales frente a la periodicidad observada por la red para sistemas maclados. La estructuración se produce de manera efectiva a pesar de estar interactuando con un sistema de vórtices desordenado, tal como monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a bajo campo.[99]

Considerando los resultados obtenidos hasta aquí, básicamente resultados de transformada de Fourier, no es posible hablar aun de una mayor o menor efectividad en el anclaje de vórtices por parte de los defectos artificiales frente a los planos de macla. Los resultados muestran una menor dispersión en la periodicidad de la red frente a defectos artificiales, pero esto no indica un mejor anclaje de vórtices, simplemente indica una periodicidad más clara de los defectos artificiales frente a los planos de macla. Así pues, la red tendrá mejor periodicidad al interactuar con defectos artificiales por tener estos dicha periodicidad. Sin embargo los vórtices se anclan tanto en defectos artificiales como en planos de macla indistintamente, copiando su simetría y periodicidad, adquiriendo de esa manera el orden direccional dado por la correlación de los defectos.

Continuando con el análisis de redes de defectos artificiales en monocristales observamos los resultados de la función de distribución de pares para las posiciones de los vórtices en los sistemas que estamos analizando. Las figuras 4.12 y 4.13 muestran la función de distribución de pares para las posiciones de los vórtices en la red ante la presencia de estos arreglos de

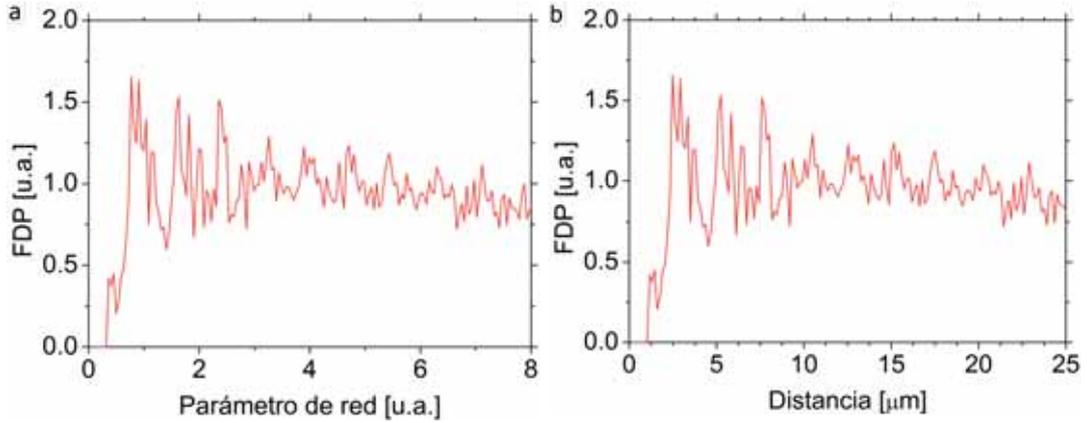


Figura 4.12: Resultado de la función de distribución de pares para las posiciones de los vórtices en la red interactuando con un arreglo de defectos de parámetro $2,5 \mu\text{m}$ (figura 4.9). Los resultados se muestran en función de la distancia en unidades de (a) parámetro de red (para un sistema equivalente perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices), y en unidades de (b) μm . La periodicidad que se observa en el sistema se relaciona directamente con el arreglo de defectos, dado que no coincide con distancias de parámetro de red de la red de vórtices. Se observan tres máximos bien definidos a distancias aproximadas de $2,5 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ y $7,5 \mu\text{m}$; encontrando indicios de periodicidad hasta distancias $> 20 \mu\text{m}$.

defectos con una distancia entre defectos de $2,5 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$ respectivamente (figuras 4.9 y 4.10). En ellas se muestra el resultado de la función de distribución de pares en función de la distancia en dos diferentes unidades, unidades de parámetro de red de la red de vórtices y μm . Las figuras 4.12(a) y 4.13(a) muestran el resultado de la función de distribución de pares en unidades de parámetro de red, considerando el parámetro de red equivalente para un sistema perfectamente ordenado, con simetría triangular y de igual densidad de vórtices que el observado experimentalmente en cada caso. Para ambos sistemas se observan picos que no se relacionan a las distancias correspondientes de parámetro de red de la red ordenada asociada. Sin embargo al graficar ambas funciones de distribución de pares en función de la distancia en unidades de μm (figuras 4.12(b) y 4.13(b)) es posible asociar los máximos de la función a la distancia entre defectos artificiales (múltiplos de $2,5 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$ respectivamente). Vemos que para el arreglo de defectos con parámetro de $2,5 \mu\text{m}$ encontramos 3 máximos muy claros a distancias de $2,5 \mu\text{m}$, $5 \mu\text{m}$ y $7,5 \mu\text{m}$; observándose de manera menos contundente la presencia de máximos con periodicidad de $2,5 \mu\text{m}$ hasta distancias mayores a $20 \mu\text{m}$. Para el caso de arreglos de defectos con parámetro de $5 \mu\text{m}$ se observan máximos para distancias de aproximadamente $5 \mu\text{m}$ y $10 \mu\text{m}$, siendo menos clara la presencia de otros máximos a distancias de $15 \mu\text{m}$ y $20 \mu\text{m}$.

Se detecta que para arreglos a distancias de $5 \mu\text{m}$ (figura 4.13(b)) aparecen efectos importantes a media distancia entre defectos. Para esta imagen vemos que la función de distribución de pares alcanza el valor 1 a distancias de $2,5 \mu\text{m}$, presentando además un máximo local muy claro a distancias de $7,5 \mu\text{m}$.

En particular, y para contrastar estos resultados, realizamos un análisis a las posiciones de los vórtices empleando la función de autocorrelación. Esta función indica el grado de correspondencia de la red consigo misma en función de la distancia en el plano respecto de la posición original. Como resultado obtenemos lo que se observa en la figura 4.14. Este análisis tendrá como resultado

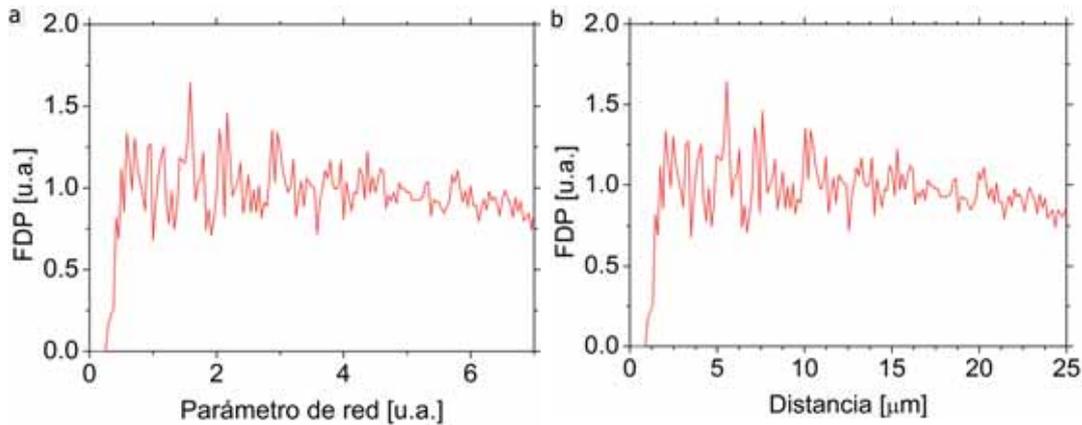


Figura 4.13: Resultado de la función de distribución de pares para las posiciones de los vórtices en la red interactuando con un arreglo de defectos de parámetro $5 \mu\text{m}$ (figura 4.10). Los resultados se muestran en función de la distancia en unidades de (a) parámetro de red (para un sistema equivalente perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices), y en unidades de (b) μm . La periodicidad que se observa en el sistema se relaciona directamente al arreglo de defectos observando que no coincide con distancias de parámetro de red de la red de vórtices. Se observan dos máximos bien definidos a distancias aproximadas de $5 \mu\text{m}$ y $10 \mu\text{m}$, siendo menos clara la presencia de otros máximos a distancias aproximadas de $15 \mu\text{m}$ y $20 \mu\text{m}$. Se observa también que la función alcanza el valor de la unidad a distancias aproximadas de $2,5 \mu\text{m}$ y que aparece un máximo local a distancias aproximadas de $7,5 \mu\text{m}$. Estos efectos a distancias intermedias sugieren una propagación del orden de la red dada por la presencia del arreglo de defectos a posiciones fuera de la de los propios defectos (distancias intermedias del arreglo).

un máximo absoluto en el centro del espacio (autocorrelación perfecta), indicando máximos en función de la simetría del sistema. Para los sistemas analizados observamos máximos relativos formando líneas equiespaciadas en dirección horizontal, cuya separación se corresponde con la distancia entre defectos ($2,5 \mu\text{m}$ y $5 \mu\text{m}$ para las figuras 4.14(a) y 4.14(b) respectivamente). Este resultado preliminar indica la estructuración de la red por parte de los defectos artificiales.

Realizando ahora un perfil en dirección transversal a la simetría de estructuración observada, vemos lo que muestra el detalle correspondiente de cada una de las figuras. Los perfiles han sido leídos de las posiciones que indican las líneas continuas en azul sobre las imágenes. Observamos que para el sistema con distancia entre defectos de $2,5 \mu\text{m}$ el perfil muestra máximos muy claros. En este perfil cada máximo corresponde a una línea brillante en la imagen. Para el caso del sistema con distancia entre defectos de $5 \mu\text{m}$ vemos un comportamiento similar, con máximos importantes asociados a cada una de las líneas brillantes en la imagen. Sin embargo para este sistema también se observan máximos menores cuya altura no alcanza la mitad de la de los máximos principales. Estos máximos secundarios se encuentran entre dos máximos principales y para todo par de máximos adyacentes. Se deduce de la observación de estos máximos de menor intensidad que los vórtices que no se posicionan en los sitios de los defectos artificiales tienden a hacerlo preferentemente a media distancia entre defectos, demostrando la propagación del orden antes mencionada.

De lo observado apreciamos que para campos bajos ($\sim 16,5 \text{ Oe}$) es posible realizar una estructuración con arreglos de defectos artificiales tal como sucede para planos de macla. Además se observó que para sistemas donde el parámetro del arreglo de defectos es mayor que el de la

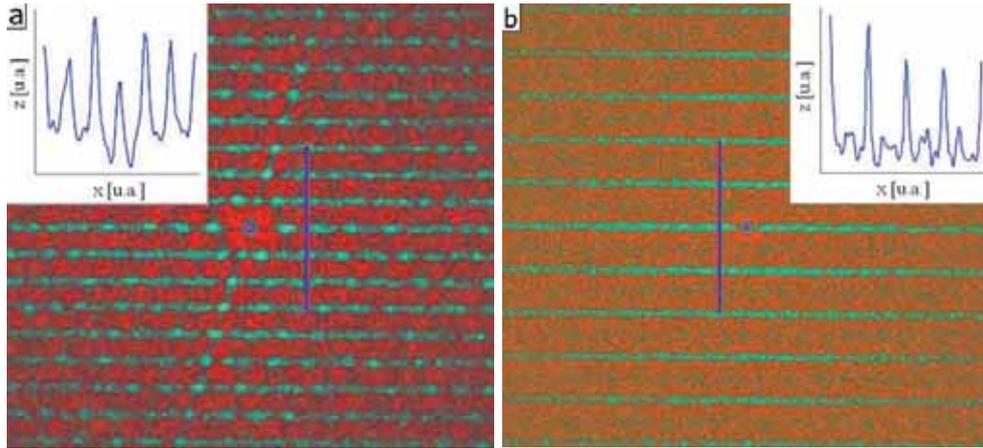


Figura 4.14: Autocorrelación de las posiciones de los vórtices en la red para un monocristal con arreglos de defectos artificiales generados por irradiación con haz de iones focalizado a diferentes parámetros de red. (a) Sistema con $2,5 \mu\text{m}$ de distancia entre defectos del arreglo (figura 4.9). (b) Sistema con $5 \mu\text{m}$ de distancia entre defectos del arreglo (figura 4.10). Las líneas claras sobre cada imagen indican máximos en autocorrelación, observándose para ambos sistemas una correlación muy clara en dirección horizontal. La distancia entre líneas para cada una de las imágenes de autocorrelación se corresponde con la distancia entre defectos de sus respectivos arreglos ($2,5 \mu\text{m}$ para (a) y $5 \mu\text{m}$ para (b)). Transversalmente a esta periodicidad se extraen perfiles de ambas imágenes (ver detalles en las mismas). Las líneas en azul sobre cada imagen indican la posición de la que se extrae su correspondiente perfil. Se observan máximos claros en el perfil correspondiente a la figura (a). Para la figura (b) los máximos son también muy contundentes, pero se observan máximos relativos a mitad de distancia entre máximos principales (distancias interdefectos). Esto indica una propagación del orden para los vórtices de la red ubicados entre defectos lineales. En particular para la imagen (a) se observa lo que parece ser una correlación en dirección diagonal, a aproximadamente -17° respecto de la vertical de la imagen. Esta posible correlación no es una periodicidad corroborable por transformada de Fourier (figura 4.11(a)).

red de vórtices (un poco menor al doble) se produce una propagación del orden en las zonas entre defectos, apareciendo una correlación lineal para defectos posicionados en estos espacios interdefectos.

Concluimos diciendo que para defectos artificiales generados por irradiación con haz de iones focalizado, la clara estructuración de la red de vórtices que se observa a simple vista en las imágenes de decoración magnética, se confirma mediante el análisis de los resultados con transformada de Fourier, función de distribución de pares y funciones de autocorrelación. Sin embargo, y dado que la red de vórtices para los campos aplicados ($16,5 \text{ Oe}$) prefiere estructurarse con un parámetro de $\sim 2,5 \mu\text{m}$, decimos que la estructuración debida a fuerzas de anclaje será más efectiva para arreglos de defectos con este parámetro donde todos los vórtices encuentren sitio en defectos artificiales y no en posiciones inter-defectos.

4.2.2. Defectos generados por indentación a escala nanométrica

Trabajamos de manera similar para defectos generados por indentación a escala nanométrica, considerando los resultados obtenidos para defectos generados por haz de iones focalizado, y realizando solo arreglos de defectos lineales periódicos.

Trabajando con arreglos de defectos artificiales generados por irradiación con haz de iones

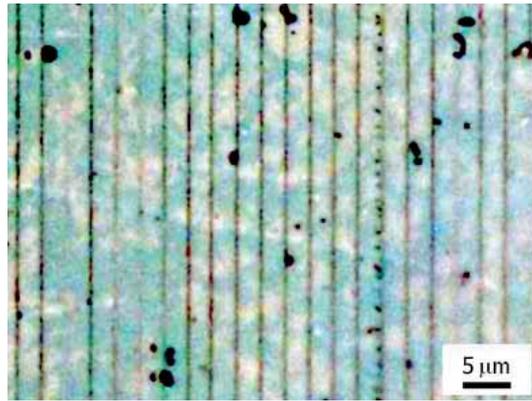


Figura 4.15: Imagen óptica de la superficie de un monocristal con un arreglo de defectos artificiales generado por indentación. La periodicidad del arreglo, de $2,5 \mu\text{m}$ de distancia entre líneas contiguas, se ve duplicada en algunas posiciones por la ausencia de algunos de los defectos del arreglo. Esta ausencia de defectos es debida a fallos durante la generación del arreglo.

focalizado observamos que la red de vórtices, para los campos empleados ($16,5 \text{ Oe}$), es más propensa a ordenarse sobre los defectos para un parámetro del arreglo de $\sim 2,5 \mu\text{m}$, posicionando vórtices en zonas inter-defectos para el caso de doble distancia. En base a esos resultados decidimos trabajar con arreglos de defectos cuyo parámetro de red sea precisamente $2,5 \mu\text{m}$. Más aun, una densidad mayor de defectos ($2,5 \mu\text{m}$ ante $5 \mu\text{m}$) permite una mejor comparación con los resultados obtenidos para materiales con planos de macla, sistemas en los cuales todos los vórtices se localizan en posiciones de defectos logrando obtener una muy fuerte estructuración de la red.

Los defectos se generan con una punta de diamante piramidal de 3 caras del tipo Berkovich empleando un nanoindentador en modo de carga controlada con una fuerza de $0,5 \text{ mN}$. Los defectos alcanzan una profundidad topográfica de aproximadamente 60 nm medida durante la propia realización. Esta profundidad se corresponde con las profundidades topográficas leídas en los defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado, lo que nos permite trabajar con defectos de diferente naturaleza pero dimensiones topográficas similares.

En la figura 4.15 se observa el aspecto que presenta típicamente un arreglo de defectos generado por indentación a escala nanométrica. La imagen corresponde a una imagen obtenida por microscopía óptica. En ella se aprecia que la periodicidad del arreglo se ve alterada aleatoriamente debido a la ausencia de líneas aisladas, duplicando localmente la distancia entre defectos. Estos fallos en la periodicidad del arreglo corresponden a fallos del sistema de indentación, donde el mismo omite líneas del arreglo al azar debido a errores durante el proceso de fabricación. Como efecto de esto se obtiene la duplicación local de la distancia entre defectos. Es decir que con este solo arreglo de defectos se puede observar lo que pasa para arreglos con un parámetro de $2,5 \mu\text{m}$, obteniendo resultados también para defectos con doble distancia entre ellos ($5 \mu\text{m}$).

La figura 4.16(a) muestra el comportamiento típico de la red de vórtices para un sistema con defectos artificiales generados por indentación como ya fue descrito. En ella se observa una clara estructuración de la red de vórtices, donde los vórtices se posicionan en los sitios de los defectos mostrando correlación lineal de manera evidente. Para este caso es mucho más fácil apreciar la correlación lineal directamente de las imágenes de la red de vórtices que en sistemas con defectos

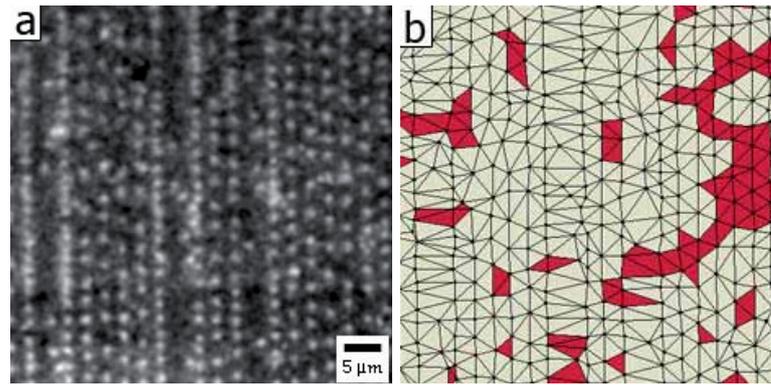


Figura 4.16: (a) Aspecto típico de la red de vórtices en un monocristal con presencia de defectos artificiales generados por indentación a escala nanométrica ($0,5 \text{ mN}$ con parámetro de $2,5 \mu\text{m}$). Se observa en la imagen una clara estructuración lineal de la red de vórtices en la dirección de los defectos (verticalmente). Se observa también la ausencia individual de algunos defectos, mostrando la red localmente una distancia del doble del parámetro del arreglo. (b) Triangulación de Delaunay para las posiciones de los vórtices leídas en (a). Los triángulos en rojo indican las posiciones de vórtices con coordinación 6 en la red. No se aprecia simetría triangular en el sistema.

irradiados por haz de iones focalizado (figuras 4.9 y 4.10).

En la figura se observa la red de vórtices con correlación en la dirección vertical de la imagen. Se ve claramente el efecto de la ausencia de algunos defectos en el arreglo, donde para ciertas posiciones la distancia entre líneas de vórtices se duplica. Se observa que en las líneas de vórtices adyacentes a las posiciones con ausencia de defectos la densidad de vórtices es mayor, pero siempre manteniendo una correlación lineal, respetando posicionarse sobre los sitios de los defectos. En particular para la imagen mostrada observamos tres posiciones de defectos con ausencia de ellos, una en el margen izquierdo de la imagen y dos más en el centro de la misma.

La figura 4.16(b) muestra la triangulación de Delaunay para las posiciones de los vórtices en la figura 4.16(a). En la misma, los triángulos coloreados en rojo indican las posiciones de vórtices con coordinación 6. En la imagen se aprecian algunas zonas donde la simetría triangular se mantiene (zona en rojo sobre la derecha de la imagen), pero en general la simetría triangular no está presente. Se observa un mayor orden en la red de vórtices para sistemas de defectos artificiales generados por indentación que por irradiación con haz de iones focalizado (figuras 4.9 y 4.10).

La figura 4.17 muestra la transformada de Fourier para las posiciones de los vórtices en la red ejemplificada en la figura 4.16. En ella se observan dos máximos en frecuencia bien definidos que corresponden a la periodicidad dada por la presencia de los defectos artificiales. Comparando estos resultados con los observados para defectos irradiados por haz de iones focalizado (figura 4.11) notamos una mayor claridad en la definición del máximo en frecuencia para estos defectos (menos ruido en los mínimos del espacio recíproco, un mayor contraste en la imagen). Esto se interpreta como un orden más claro en las posiciones de los vórtices, donde la definición en la periodicidad es más precisa.

Si observamos ahora lo que pasa al aplicar la función de distribución de pares a las posiciones de los vórtices en la red para este caso, obtenemos lo que muestra la figura 4.18. En la imagen

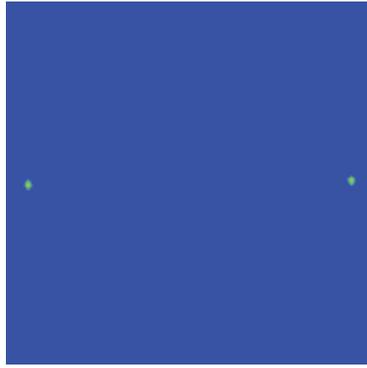


Figura 4.17: Transformada de Fourier de las posiciones de los vórtices en la red ante la presencia de un arreglo de defectos artificiales generado por indentación (figura 4.16). La presencia de dos máximos indica la estructuración lineal en la dirección de los defectos (dirección vertical). La no dispersión radial de los máximos (máximos puntuales) indica la periodicidad de la estructuración lineal, respuesta típica dada la presencia de defectos de naturaleza artificial.

4.18(a) observamos la presencia de máximos relativos con una periodicidad que claramente no coincide con las distancias de parámetro de red (considerando un sistema con simetría triangular, perfectamente ordenado y con igual densidad de vórtices que el sistema en estudio). Sin embargo, si graficamos la función de distribución de pares en función de la distancia, como muestra la figura 4.18(b), podemos relacionar la periodicidad de estos máximos con la distancia entre defectos como fue demostrado para sistemas con defectos irradiados por haz de iones focalizado. En la imagen se observa claramente la presencia de máximos muy bien definidos hasta distancias de $40 \mu\text{m}$ (equivalente a 16 distancias entre defectos en el arreglo) indicando que la periodicidad del sistema coincide con el arreglo de defectos presente. Por razones de efecto de tamaño finito no es posible obtener resultados válidos para distancias mayores. Comparando estos resultados con los observados para defectos irradiados con haz de iones focalizado (figuras 4.12 y 4.13) vemos que la definición de los máximos es mejor para sistemas con defectos indentados, ocurriendo lo mismo para la distancia a la cual siguen viéndose claros indicios de periodicidad. Esto se hace evidente desde los primeros resultados obtenidos (figura 4.16), donde las imágenes de visualización de la red de vórtices muestran un orden más claro que para el caso de defectos irradiados por haz de iones focalizado.

En conclusión observamos una mejor respuesta en la estructuración de la red ante la presencia de arreglos de defectos indentados que ante la presencia de arreglos de defectos irradiados. En contraposición, y a pesar de tener resultados que en buena medida hablan de estructuración ordenada de la red de vórtices, la comparación de resultados de estructuración debida a la presencia de estos defectos artificiales con la misma dada la presencia de planos de macla sólo puede hacerse a partir de resultados visuales independientes sin tener una comparación directa de los mismos.

De lo observado a partir de resultados de transformada de Fourier podemos decir que la periodicidad en la estructuración es más regular para defectos artificiales que para planos de macla.

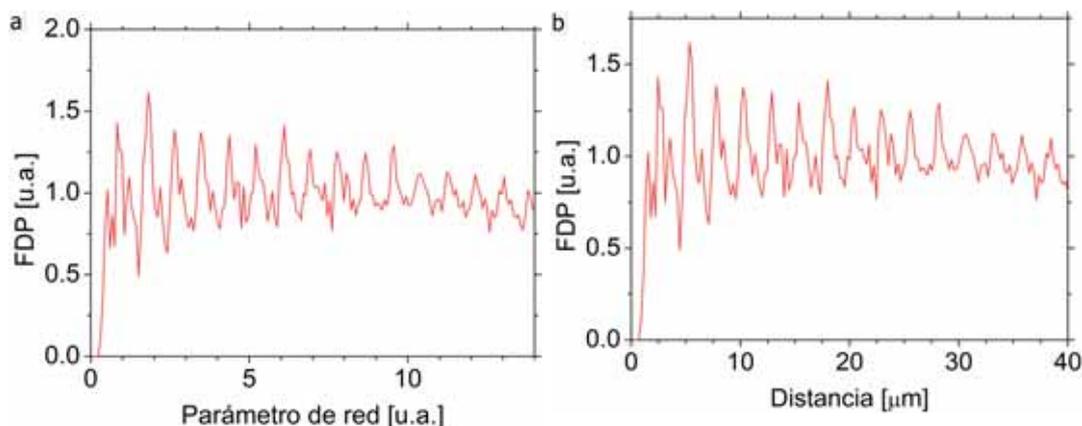


Figura 4.18: Función de distribución de pares para las posiciones de vórtices observadas en la figura 4.16 en función de la distancia en unidades de (a) parámetro de red (para un sistema equivalente perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices), y en unidades de (b) μm . La periodicidad observada en el sistema está asociada al orden impuesto por los defectos artificiales presentes en el sistema. La buena definición de los máximos habla de un mejor orden que lo observado para el caso de defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado (figuras 4.12 y 4.13).

4.2.2.1. Competencia con planos de macla

Para lograr una comparación real entre planos de macla y defectos artificiales, trabajamos superponiendo en una misma zona del material ambos tipos de defectos. Generamos redes de defectos artificiales mediante indentación a escala nanométrica en monocristales maclados. En particular se escoge trabajar con defectos artificiales indentados pues estos demostraron, desde las primeras imágenes de visualización de la red, una estructuración con correlación más clara, comparable a lo observado para planos de macla. Los arreglos de líneas indentadas se realizaron procurando mantener una dirección ortogonal respecto a la dirección de los planos de macla presentes en la zona indentada del sistema.

La figura 4.19 muestra la red de vórtices en presencia de defectos artificiales y planos de macla. Para la imagen mostrada, los defectos artificiales se ubican en dirección vertical en toda la mitad izquierda de la imagen, mientras que los planos de macla se ubican en dirección horizontal en toda la mitad inferior de la imagen. Se observa cómo claramente los vórtices toman las posiciones de los defectos en zonas donde hay un solo tipo de defecto, adquiriendo una distribución aparentemente homogénea para zonas con ambos defectos presentes. La imagen muestra lo que podría indicar un predominio de la estructuración de los defectos artificiales, mostrando una correlación horizontal (dirección de los planos de macla) que se interrumpe al llegar a la zona con defectos artificiales.

Un detalle de lo que se observa en zonas de los materiales con ambos tipos de defectos (defectos indentados y planos de macla) se puede ver en la figura 4.20. En ella se muestran los defectos artificiales en dirección vertical y los planos de macla en dirección horizontal. Se aprecia nuevamente el efecto de variación en la densidad de vórtices para las líneas contiguas a líneas faltantes en el patrón de indentación. Vemos que la red toma una simetría cuadrada siguiendo las direcciones correspondientes a ambos defectos; indentaciones y planos de macla, perpendiculares los unos respecto de los otros. Sobre parte de la imagen se han dibujado líneas

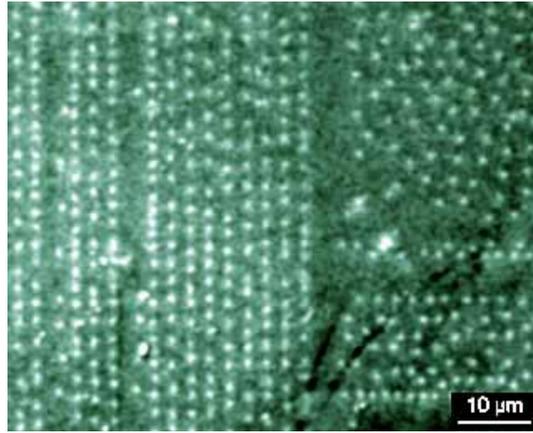


Figura 4.19: Imagen de la red de vórtices en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con planos de macla en dirección horizontal y defectos artificiales generados por nanoindentación en dirección vertical (distancia entre defectos artificiales de $2,5 \mu\text{m}$). La correlación lineal en la imagen para sendas direcciones (horizontal y vertical) corresponde a la presencia de dichos defectos. Ambos tipos de defectos están presentes sólo en mitad de la imagen, dejando un sector libre de defectos (esquina superior derecha de la imagen) y ocupando en conjunto una misma zona (esquina inferior izquierda de la imagen). Para la zona con presencia de los dos tipos de defectos se observa un predominio de los defectos artificiales, donde la continuidad de la correlación horizontal (debida a planos de macla) se ve interrumpida al entrar a la zona con defectos artificiales.

que se entrecruzan marcando el entramado cuadrículado que sigue la simetría adquirida por la red de vórtices (líneas amarillas). Esta cuadrícula muestra un parámetro que coincide con la distancia entre defectos artificiales, a pesar de una mayor densidad de planos de macla para estos materiales y su falta de periodicidad. Esto significa que a pesar de que la presencia de ambos defectos impone un entramado cuadrículado en la red de vórtices, es el defecto artificial quien determina el parámetro de red de dicho entramado. Esto nos induce a pensar en un dominio del defecto artificial sobre el plano de macla al momento de la estructuración de la red. Sin embargo recordamos que a pesar de desconocer el alcance efectivo en profundidad de los defectos artificiales, el mismo es sólo superficial ($\sim 0,2\%$ para monocristales de $\sim 30 \mu\text{m}$ de espesor); por lo que la competencia no se espera que se de en todo el grosor del material. Además el parámetro de red de la red de vórtices a este campo ($16,5 \text{ Oe}$) es muy similar a la distancia entre defectos del arreglo artificial, lo que contribuirá a la estructuración observada.

Podemos concluir que los defectos generados por indentación en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ compiten en buena medida con los planos de macla, imponiéndose a ellos bajo ciertas condiciones en la superficie del material.

4.2.2.2. Resultados a mayores campos magnéticos aplicados

Todos los resultados de decoración mostrados hasta ahora para sistemas con arreglos periódicos de defectos artificiales (ya sean generados por irradiación con haz de iones focalizado o indentación a escala nanométrica) corresponden a un campo aplicado de $16,5 \text{ Oe}$. Dado que las técnicas de generación de defectos artificiales empleadas modifican localmente la superficie del material, al aplicar campos magnéticos mayores no es posible observar vórtices en las posiciones de los defectos. El resultado obtenido por decoración es un continuo de material ferromagnético

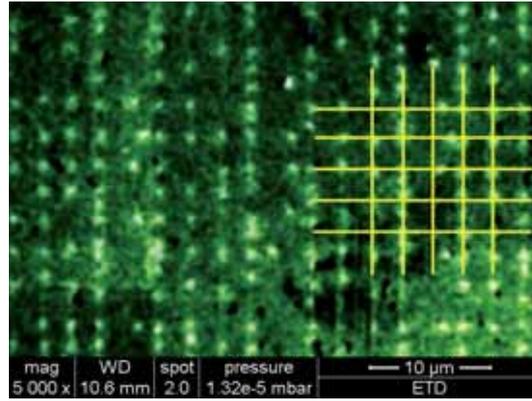


Figura 4.20: Imagen correspondiente a la red de vórtices en un material con planos de macla (en dirección horizontal) y defectos artificiales generados por indentación (en dirección vertical). A pesar de ser característica la falta de periodicidad en la correlación dada por planos de macla, observamos aquí una simetría cuadrada (líneas amarillas sobre la imagen) con un parámetro de red regular. Dicho parámetro de red corresponde a la distancia entre defectos artificiales ($2,5 \mu\text{m}$) evidenciando el dominio de los defectos artificiales sobre los planos de macla en la estructuración de la red de vórtices.

depositado sobre los mismos. Esto indica una muy baja modulación del campo magnético en la superficie del defecto. La mayor densidad de vórtices producto del incremento en la fuerza de anclaje de vórtices disminuye localmente el gradiente de campo magnético. Esto implica que en la superficie del defecto se observará un campo mucho más homogéneo en toda su longitud, anulando así la modulación dada por la presencia de vórtices a lo largo de su posición.

Sin embargo, es posible trabajar a campos mayores observando la red de vórtices en el entorno de los defectos. En este caso se estudia la propagación de la simetría de los defectos al orden presente en la red.

Las figuras 4.21(a) y 4.21(b) muestran dos sistemas monocristalinos de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ en los cuales se observa claramente la presencia de arreglos de defectos artificiales, en este caso generados por indentación (líneas continuas rotadas aproximadamente -11° respecto de la horizontal). Para ambas imágenes observamos la falta de algunas líneas del arreglo de defectos (doble espaciado entre defectos). Ambos casos se diferencian entre sí puesto que el sistema de la figura 4.21(a) no presenta planos de macla en él mientras que el de la figura 4.21(b) sí, haciéndolo para este caso en dirección perpendicular a la de los defectos artificiales. Los resultados corresponden a experimentos de decoración para campos aplicados de 66 Oe donde es clara la simetría triangular típica de la red de Abrikosov entre defectos (ver detalles en ambas imágenes).

En la figura 4.21(a) vemos que la red de vórtices toma como referencia a los defectos artificiales para su orientación, donde una de las direcciones principales de la simetría triangular del arreglo corresponde a la propuesta por estos defectos (ver detalle de la imagen). Para este caso observamos una propagación del orden del arreglo de defectos hacia la red de vórtices. La presencia de una red de vórtices orientada en la dirección de los defectos artificiales es coherente con una fuerte interacción vórtice-vórtice entre los que se hallan dentro de los defectos y los que se hallan fuera.

Por el contrario, en la figura 4.21(b) observamos que, a pesar de la presencia de defectos artificiales en idénticas condiciones que en (a), la red de vórtices se orienta perpendicular a la

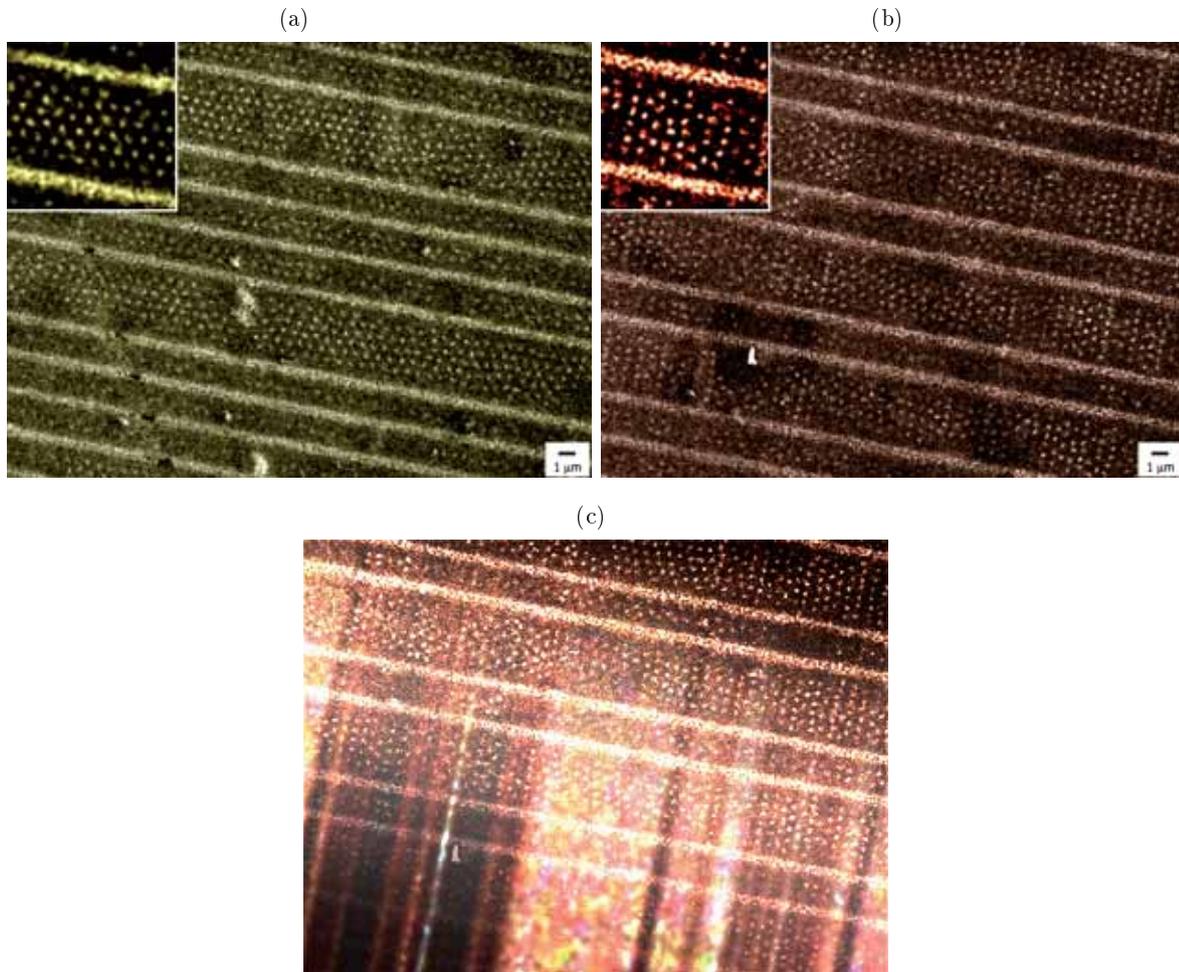


Figura 4.21: Competencia entre diferentes tipos de defectos en la estructuración de la red de vórtices para campos magnéticos aplicados de 66 Oe . En las imágenes las líneas brillantes continuas con una rotación de aproximadamente -11° respecto de la horizontal corresponden a defectos artificiales generados por indentación. Sobre ellos no es posible discernir posiciones individuales de vórtices. (a) Sector del material sólo con defectos artificiales presentes. En los sectores de mayor espacio entre defectos se observa la orientación de la red de vórtices, con una de sus direcciones principales paralela a los mismos. El detalle muestra la propagación de la orientación de los defectos a la red de vórtices. (b) Sector del material con defectos artificiales y planos de macla, los unos perpendiculares a los otros. La orientación de la red de vórtices observada en los sectores de mayor espacio entre defectos artificiales se aprecia rotada $\sim 90^\circ$ respecto de los mismos. El detalle muestra la orientación de la red de vórtices siguiendo la dirección de los planos de macla. (c) Superposición de dos imágenes, una correspondiente a la red de vórtices observada por decoración (figura (b)) y la otra correspondiente a una imagen óptica donde se aprecian los planos de macla presentes en el material. Esta composición hace clara la estructuración de la red por parte de los planos de macla, imponiéndose bajo estas condiciones a los defectos artificiales.

dirección de dichos defectos, dirección que corresponde a la de los planos de macla. En este caso concluimos que a pesar de la presencia del arreglo de defectos artificiales, la fuerza de anclaje generada por los mismos no es suficientemente fuerte como para estructurar la red de vórtices ante la presencia de planos de macla. Se observa que la red toma la correlación dada por los propios planos de macla.

Como referencia para la presencia de planos de macla en el sistema de la figura 4.21(b), en la figura 4.21(c) se muestra la misma imagen de la red de vórtices superpuesta a una imagen obtenida por microscopía óptica donde es posible observar los planos de macla en el sistema (contrastes claro-oscuro marcados fuertemente en la parte inferior de la imagen). En esta figura se asocia con mayor claridad la estructuración dada en la red de vórtices con la presencia de planos de macla, donde la correlación se hace más evidente en las posiciones de estos defectos.

En general los resultados observados apuntan a una fuerte influencia de los defectos artificiales sobre la orientación de la red de vórtices, con una fuerte competencia con los planos de macla que varía con el campo magnético aplicado. Esto puede atribuirse por un lado a una mayor densidad de planos de macla que de defectos artificiales, de la mano del aumento en la energía de interacción entre vórtices al aumentar el campo magnético aplicado.

Observando estos resultados decimos que las redes de defectos artificiales son capaces de estructurar la red de vórtices en materiales superconductores, logrando competir con defectos de otra naturaleza como los planos de macla. Sin embargo las condiciones externas a las que esté sometida la red (como por ejemplo el campo magnético aplicado) harán variar la influencia de los defectos artificiales en su estructuración. A pesar de que la profundidad de los defectos artificiales no está determinada se estima una propagación del campo de tensiones a profundidades un orden de magnitud superior a lo observado topográficamente para los defectos.[129] Esto nos haría esperar una fuerte competencia de los defectos artificiales con los planos de macla principalmente hasta profundidades de $\sim 0,6 \mu\text{m}$.

4.3. Redes de defectos artificiales en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Hasta aquí hemos observado el comportamiento de la red de vórtices ante la presencia de defectos artificiales para sistemas con baja densidad de defectos intrínsecos. A continuación hacemos el análisis para la red de vórtices interactuando con redes de defectos artificiales en sistemas con alta densidad de defectos intrínsecos; densidad tal que la red se presenta siempre desordenada para los campos magnéticos trabajados ($H \leq 66 \text{ Oe}$). Como se explicó anteriormente, trabajamos con películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crecidas por LPE, de $\sim 5 \mu\text{m}$ de espesor.

Previamente (capítulo 3) se observó que la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ presenta desorden y ausencia de simetría. Esto indica una fuerte interacción vórtice-defecto para los campos trabajados ($H \leq 66 \text{ Oe}$), imponiéndose a la interacción vórtice-vórtice para estos campos.

En este marco, si los defectos artificiales logran imponerse a los defectos intrínsecos del material se espera que los arreglos de defectos artificiales introduzcan orden al sistema, haciéndole ganar simetría a la red de vórtices. La presencia de orden en la estructuración de la red indicaría una fuerza de anclaje de vórtices mayor para los defectos artificiales que para los defectos

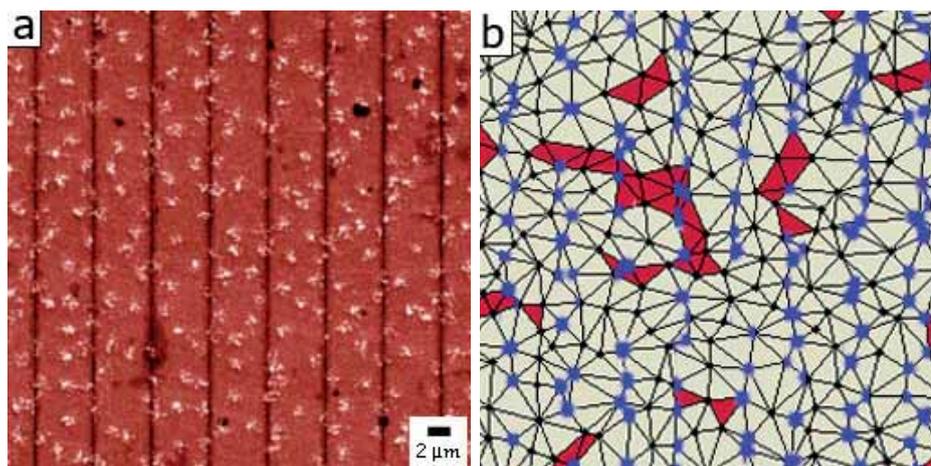


Figura 4.22: (a) Aspecto típico de la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con presencia de defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado ($60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$ a 100 pA , con parámetro de $5 \mu\text{m}$). Los puntos brillantes corresponden a posiciones de vórtices, mientras que las líneas oscuras en dirección vertical corresponden a defectos artificiales. Se observan vórtices tanto en las posiciones de los defectos como fuera de ellas. (b) Triangulación de Delaunay de las posiciones de vórtices observadas en (a). Los triángulos en rojo indican posiciones de vórtices con coordinación 6. Las posiciones de vórtice marcadas en azul corresponden a vórtices localizados sobre los defectos artificiales. No se observa en la imagen una estructuración clara del sistema.

intrínsecos ya presentes en el material.

4.3.1. Defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado

Comenzamos estudiando la interacción de la red de vórtices con arreglos de defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado con una distancia entre líneas para el arreglo de $5 \mu\text{m}$, al igual que hiciéramos previamente en monocristales. Para la generación de dicho arreglo se empleó una corriente del haz de 100 pA con un tiempo de irradiación de $60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$ de longitud de línea.

La figura 4.22(a) muestra una imagen típica de la red de vórtices interactuando con un arreglo de defectos de las características antes mencionadas. En ella se aprecia el arreglo de defectos (líneas oscuras en dirección vertical) y las posiciones de los vórtices en la red (puntos brillantes). Se observan vórtices localizados tanto en las posiciones de los defectos artificiales como fuera de ellas.

La figura 4.22(b) muestra la triangulación de Delaunay de las posiciones de vórtices observadas en 4.22(a). En ella los triángulos en rojo señalan las posiciones de vórtices con coordinación 6. Se indican en azul las posiciones de vórtices de aquellos localizados sobre los defectos artificiales. En la imagen se aprecia una red de estructura muy desordenada sin verse una clara correlación lineal a pesar de la presencia de defectos artificiales.

Aplicamos ahora la función de distribución de pares a las posiciones de los vórtices en la red para estos resultados. La figura 4.23 muestra el resultado de la función de distribución de pares en función de (a) la distancia en unidades de parámetro de red (para un sistema equivalente con igual densidad de vórtices y perfectamente ordenado con simetría triangular) y en función de (b)

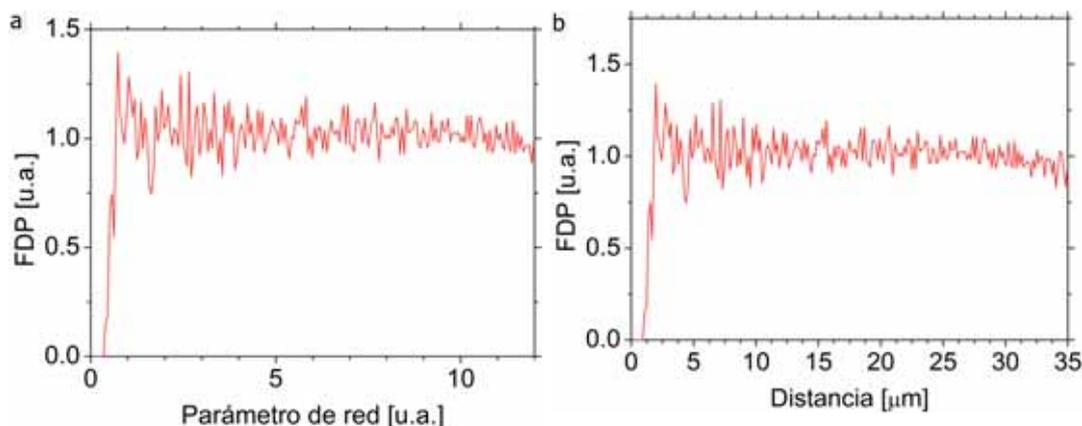


Figura 4.23: Función de distribución de pares para las posiciones de vórtices en la red observada en la figura 4.22 en función de la distancia en unidades de (a) parámetro de red (para un sistema equivalente perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices), y en unidades de (b) μm . En el resultado de la función no se distingue ningún máximo que denote estructuración en la red; ni asociada a la presencia del arreglo de defectos ni al parámetro de red de la red de vórtices. Sin embargo la red muestra que alcanza el valor de la unidad para distancias de $2,5 \mu\text{m}$ lo que podría indicar una propagación del orden a distancias interdefectos (para distancias de $5 \mu\text{m}$ entre defectos).

la distancia en unidades de μm . Se observa en general que la función no muestra periodicidad alguna, por lo que no es posible asegurar a partir de estos resultados que exista inducción en el orden de la red debido a la presencia de arreglos de defectos artificiales.

De igual modo trabajamos con arreglos de defectos de la mitad de distancia entre líneas ($2,5 \mu\text{m}$) irradiando bajo iguales condiciones (100 pA de corriente del haz a $60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$ de longitud de línea). Duplicamos la densidad de defectos en los arreglos.

La figura 4.24(a) muestra la respuesta típica de la red de vórtices interactuando con este tipo de arreglos de defectos artificiales. En la imagen se observan vórtices tanto en las posiciones de los defectos como fuera de las mismas. Similar comportamiento se observó para el caso de arreglos con menor densidad de líneas, salvo que en este caso (mayor densidad) se espera mayor cantidad de vórtices en las posiciones de defectos. Sin embargo, y en función de lo observado en monocristales, también se espera una estructuración menos clara dada la mayor cantidad de posiciones con defectos artificiales a las que puede acceder la red.

La figura 4.24(b) muestra la triangulación de Delaunay para las posiciones de los vórtices observados en la figura 4.24(a). En la imagen los triángulos en rojo indican posiciones de vórtices con coordinación 6 mientras que las posiciones de vórtice marcadas en azul indican vórtices localizados en defectos artificiales. Se observa una red muy desordenada sin una clara correlación lineal en el posicionamiento de los vórtices.

La figura 4.25 muestra el resultado de la función de distribución de pares para la red de vórtices que ejemplifica la figura 4.24. En la figura se observan los resultados en función de la distancia para (a) unidades de parámetro de red de un sistema equivalente de igual densidad de vórtices y perfectamente ordenado con simetría triangular; y (b) unidades de μm . Nuevamente se observa que no existen máximos locales que denoten algún tipo de correlación en el sistema. La red de vórtices no puede decirse estructurada a partir de estos resultados. Sin embargo sí se

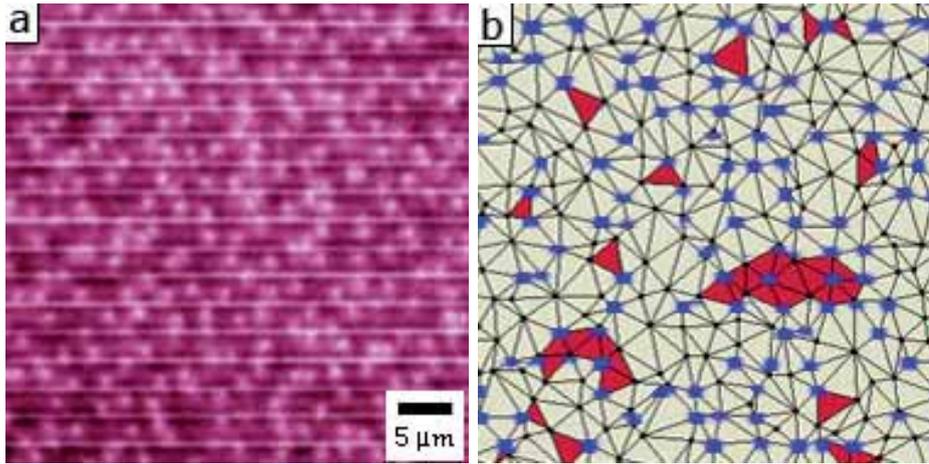


Figura 4.24: (a) Aspecto típico de la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con presencia de defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado ($60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$ a 100 pA , con parámetro de $2,5 \mu\text{m}$). Los puntos brillantes corresponden a posiciones de vórtices, mientras que las líneas en dirección horizontal corresponden a defectos artificiales. Se observa sólo alguno de los vórtices en las posiciones de los defectos. (b) Triangulación de Delaunay de las posiciones de vórtices observadas en (a). Los triángulos en rojo indican posiciones de vórtices con coordinación 6. Las posiciones de vórtice marcadas en azul corresponden a vórtices localizados sobre los defectos artificiales. No se observa en la imagen una estructuración clara del sistema.

ven efectos que podrían relacionarse con las características del arreglo de defectos artificiales. Vemos que la función alcanza un valor constante (e igual a la unidad) para distancias de $2,5 \mu\text{m}$, que corresponde a la distancia entre líneas del arreglo de defectos. Este efecto también puede verse para arreglos con doble distancia entre líneas (figura 4.22) por lo que el resultado podría estar relacionado al arreglo de defectos de manera directa (distancia real entre defectos del arreglo) o de manera indirecta (submúltiplo de la distancia entre defectos del arreglo). Podríamos también asociar esta distancia a lo que denominamos volumen de exclusión, lo que sería algo característico de la densidad de vórtices. En ese caso este efecto solo dependería del campo y sería independiente de las características del arreglo de defectos presente (considerando sistemas de similares características lo que no parece ser así al observar resultados semejantes en los mismos sistemas libres de defectos artificiales (capítulo 3).

La red de vórtices al interactuar con defectos artificiales debe modificarse menos cuanto mayor es la densidad de defectos del arreglo. Esto se traduce en una correlación lineal menos clara cuanto mayor es la densidad de defectos artificiales presente.

La imagen 4.26 muestra la transformada de Fourier para las posiciones de los vórtices en la red interactuando con arreglos de defectos con (a) parámetro de $5 \mu\text{m}$ de distancia entre defectos, y con (b) parámetro de $2,5 \mu\text{m}$ de distancia entre defectos. El resultado que se observa en la imagen (b) corresponde a la imagen de la función de distribución de pares procesada y filtrada para poder observar máximos en frecuencia que evidencien estructuración de la red de vórtices. En el detalle de la figura se observa el resultado sin filtrar de la misma, donde es muy difícil observar presencia de máximos en frecuencia.

Como se comentó con anterioridad una mayor densidad de defectos artificiales para un sistema donde la red de vórtices se presenta típicamente desordenada implica proporcionar a la misma

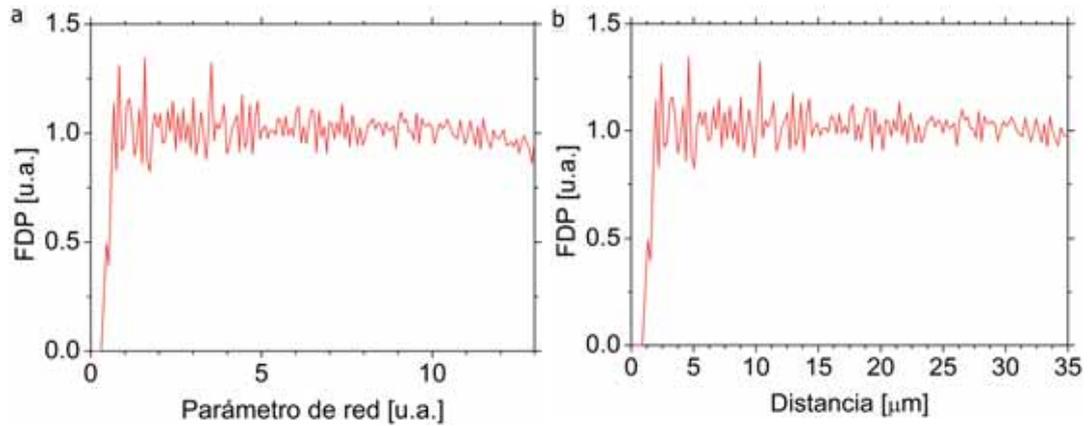


Figura 4.25: Función de distribución de pares para las posiciones de vórtices de la red observada en la figura 4.24 en función de la distancia en unidades de (a) parámetro de red (para un sistema equivalente perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices), y en unidades de (b) μm . En el resultado de la función no se distingue ningún máximo que denote estructuración en la red; ni asociada a la presencia del arreglo de defectos ni al parámetro de red de la red de vórtices. Sin embargo un valor homogéneo a distancias de $2,5 \mu m$ podría indicar efectos sutiles de estructuración.

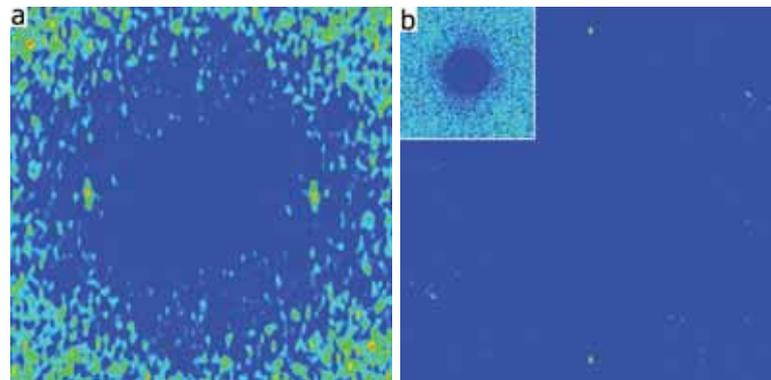


Figura 4.26: Imágenes de la transformada de Fourier correspondiente a las posiciones de los vórtices en una película de $YBa_2Cu_3O_7$ interactuando con un arreglo de defectos generado por irradiación con haz de iones focalizado, para (a) un arreglo con parámetro de $5 \mu m$ (figura 4.22) y (b) para un arreglo con parámetro de $2,5 \mu m$ (figura 4.24). La presencia de máximos localizados en una única dirección habla de la correlación lineal dada por la presencia de defectos. La figura (b) se obtiene luego de haber procesado y filtrado los resultados de transformada de Fourier correspondientes. Para el caso observado no es trivial la obtención de dos máximos aislados en los resultados de transformada de Fourier. En el detalle de la imagen se observa el resultado de la transformada de Fourier puro (sin filtrar).

muchas más posiciones para ubicar el mismo número de vórtices. Esto significa una menor deformación de la red ante la presencia de estos defectos artificiales con una estructuración menos clara. El efecto principal que evidenciaría la estructuración sería la aparición de orden, efecto que se observa pero de manera muy débil en las imágenes de transformada de Fourier.

Concluimos diciendo que existe estructuración en la red de vórtices ante la presencia de redes de defectos artificiales. Además vemos que a pesar de existir esta estructuración, la misma no es tan clara al trabajar con arreglos de defectos de densidades muy altas, donde una mayor densidad de defectos implica un orden menos definido sin indicar esto una mayor o menor interacción vórtice-defecto respecto de arreglos con diferentes características.

Eso es opuesto a lo observado para arreglos de defectos artificiales en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, donde los resultados de estructuración son más claros. Para el caso de películas el desorden se mantiene, por lo que una mayor densidad de defectos en el arreglo disminuye el impacto del resultado de estructuración.

4.3.2. Defectos generados por indentación a escala nanométrica

Trabajamos ahora sobre las películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ generando redes de defectos mediante la técnica de indentación. Consideramos los resultados ya obtenidos de redes de defectos artificiales generadas por irradiación con haz de iones focalizado. En base a los mismos decidimos trabajar generando arreglos de defectos artificiales solamente con un parámetro de $5 \mu\text{m}$ de distancia entre defectos, pero trabajando a diferentes fuerzas de ataque. Generamos de esta manera redes similares con defectos que, en función de la fuerza empleada, varían tanto su profundidad topográfica como su campo de tensiones.

La figura 4.27(a) muestra la respuesta típica de la red de vórtices ante la presencia de un arreglo de defectos generado por indentación con una fuerza de $0,5 \text{ mN}$ y un parámetro del arreglo de $5 \mu\text{m}$ entre líneas. En la figura las líneas oscuras en dirección horizontal corresponden a los defectos en el material, mientras que los puntos brillantes corresponden a posiciones de vórtices. Se observa en la imagen que algunos vórtices están localizados en las posiciones de los defectos artificiales sin ser el 100% de ellos los que cumplen con esto.

La figura 4.27(b) muestra la triangulación de Delaunay correspondiente a las posiciones de los vórtices que se observan en la figura (a). En ella se ven indicios de estructuración debido a la presencia de defectos artificiales, principalmente por una clara correlación horizontal en la triangulación. Para la imagen, los triángulos en rojo indican las posiciones de vórtices con coordinación 6 y las posiciones en azul indican vórtices localizados sobre defectos artificiales. La red se observa desordenada (sin simetría triangular) como es de esperarse en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ pero con fuerte estructuración lineal debida a la presencia de defectos artificiales.

Por otro lado, aplicando la función de distribución de pares a las posiciones de los vórtices en la red (en interacción con el arreglo de defectos artificiales) se obtienen los resultados que muestra la figura 4.28. En ella se observa el resultado expresado en función de la distancia para (a) unidades de parámetro de red (de un sistema equivalente con igual densidad de vórtices y ordenado perfectamente con simetría triangular), así como para (b) unidades de μm . A pesar de haber obtenido una respuesta que podría indicar presencia de correlación en los resultados de triangulación de Delaunay (figura 4.27), cualquier indicio de máximo relativo en la función de

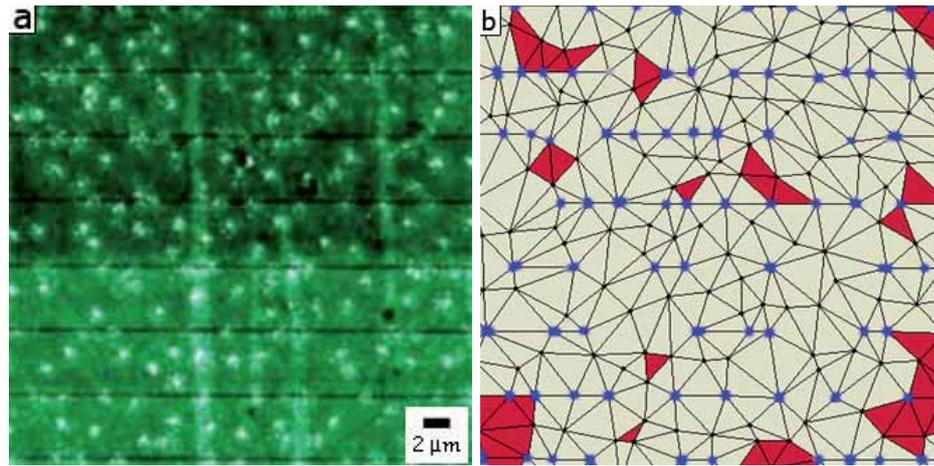


Figura 4.27: (a) Aspecto típico de la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con presencia de defectos generados por indentación a escala nanométrica ($0,5 \text{ mN}$ con parámetro de $5 \mu\text{m}$). Las líneas oscuras en dirección horizontal corresponden a defectos artificiales. Se observan solo algunos vórtices en posiciones de defectos. (b) Triangulación de Delaunay de las posiciones de vórtices observadas en (a). Los triángulos en rojo indican posiciones de vórtices con coordinación 6. Las posiciones de vórtice en azul corresponden a vórtices localizados sobre los defectos artificiales. La presencia de vórtices en las posiciones de defectos indica estructuración del sistema (correlación lineal en dirección horizontal para la imagen).

distribución de pares queda enmascarado por el ruido de los mismos resultados. Sin embargo sí puede indicarse que la función alcanza su valor de estabilidad (~ 1) para distancias de aproximadamente $2,5 \mu\text{m}$, que es la mitad de la distancia entre defectos del arreglo. Esto indicaría una propagación del orden impuesto a la red por el arreglo de defectos, a posiciones comprendidas entre dos líneas del arreglo de defectos.

Aplicando la transformada de Fourier a las posiciones de los vórtices en la red que ejemplifica la figura 4.27 (figura 4.29) se aprecian máximos en frecuencia correspondientes a la presencia del arreglo de defectos artificiales. Esto indica una muy clara correlación en las posiciones de vórtices. Vemos que los máximos son más claros que para un caso similar usando defectos artificiales creados por irradiación con haz de iones focalizado (figura 4.26), donde el ruido para otras frecuencias muestra máximos con menos contraste (menos definición). Esto indicaría una mejor estructuración de la red ante defectos artificiales generados por indentación, al igual que en el caso de defectos artificiales en monocristales.

Observamos que a través de este análisis es posible corroborar la presencia de correlación en el sistema, sin embargo no se logra un resultado claro al momento de cuantificarla.

Concluimos que los arreglos de defectos generados por indentación en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ aparentan dominar de manera más eficiente el anclaje de vórtices que los arreglos de defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado. Esto se deduce principalmente de los resultados obtenidos por transformada de Fourier de las posiciones de vórtices en cada uno de los sistemas estudiados, siendo estos resultados los únicos que arrojan una comparación clara. A pesar de ello los resultados no son del todo contundentes al respecto de la comparación entre diferentes tipos de defectos.

Paralelamente, y habiendo observado indicios de una mejor estructuración de la red emple-

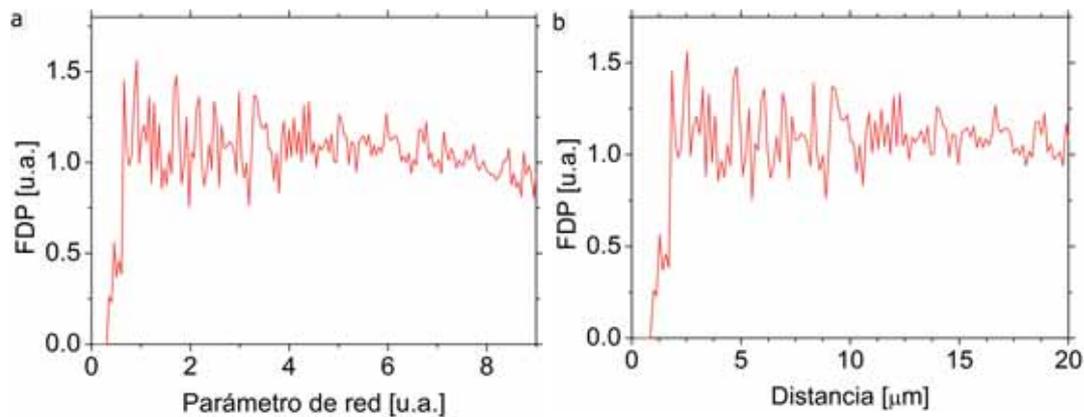


Figura 4.28: Función de distribución de pares para las posiciones de vórtices en la red observada en la figura 4.27 en función de la distancia, en unidades de (a) parámetro de red (para un sistema equivalente perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices), y en unidades de (b) μm . En el resultado de la función no se distingue ningún máximo que denote estructuración en la red; ni asociado a la presencia del arreglo de defectos ni al parámetro de red de la red de vórtices. Sin embargo la red muestra que alcanza el valor de la unidad para distancias de $2,5 \mu m$ lo que podría indicar una propagación del orden a distancias interdefectos.

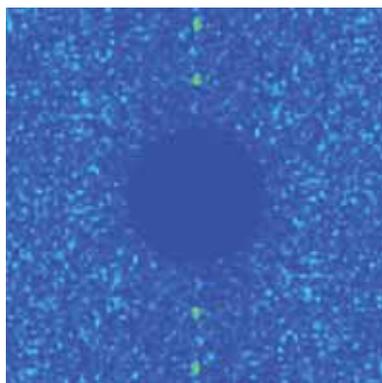


Figura 4.29: Imagen de la transformada de Fourier correspondiente a las posiciones de los vórtices en una película de $YBa_2Cu_3O_7$ interactuando con un arreglo de defectos generado por indentación a $0,5 mN$, con parámetro de $5 \mu m$ (figura 4.27). La presencia de máximos localizados en una única dirección habla de la correlación lineal dada por la presencia de defectos en el material. La ausencia de ruido, en comparación con sistemas similares interactuando con defectos irradiados por haz de iones focalizado (figura 4.26), indica una estructuración más efectiva por parte de defectos indentados.

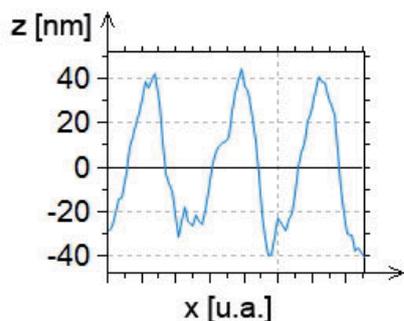


Figura 4.30: Valor de profundidad de defecto en un arreglo de líneas realizadas por indentación a 2 mN con una distancia entre defectos de $5 \mu\text{m}$. La gráfica muestra el promedio de más de 100 perfiles leídos en una imagen de microscopía de fuerza atómica, lo que impide saber el valor real del ancho de un defecto individualmente. De igual manera se estima que el valor de profundidad real del defecto está por encima de lo que se lee en este promedio de perfiles.

ando la técnica de indentación para la generación de defectos, realizamos experimentos similares usando arreglos de defectos con mayor profundidad topográfica. Para ello usamos la técnica de indentación aplicando una fuerza de 2 mN , cuatro veces mayor a la utilizada con anterioridad ($0,5 \text{ mN}$).

En este caso por microscopía de fuerza atómica se lee una profundidad mayor de defectos en el arreglo; de 80 nm . En la figura 4.30 se observa el promedio de más de 100 perfiles topográficos asociados al arreglo de defectos. Dado que el perfil leído no corresponde al de un defecto individual, se estima una profundidad mayor. Esto basado en la falta de definición de los bordes del arreglo de defectos producto del mismo promediado de resultados.

La figura 4.31(a) muestra el resultado típico de la red de vórtices interactuando con un arreglo de defectos artificiales generados por indentación a 2 mN y con un parámetro del arreglo de $5 \mu\text{m}$ de distancia entre defectos. En la imagen las líneas oscuras en dirección horizontal corresponden a defectos generados por indentación, mientras que los puntos brillantes corresponden a posiciones de vórtices en la red. Se observa que algunos de los vórtices se colocan en las posiciones de los defectos artificiales, mientras que otros se colocan fuera de ellas.

La figura 4.31(b) muestra la triangulación de Delaunay para las posiciones de vórtices observadas en 4.31(a). En la imagen los triángulos en rojo indican las posiciones de vórtices que tienen coordinación 6 y los puntos azules las correspondientes a vórtices localizados en defectos artificiales. Para este caso, y contrario a lo que se esperaría siendo que se trabaja con defectos artificiales más importantes (de profundidad topográfica mayor), se observa una correlación lineal en la dirección de los defectos artificiales menos clara que para el caso de defectos indentados a menor fuerza (figura 4.27(b)) con una menor cantidad de vórtices localizados en posiciones de defectos. Una conclusión similar se obtiene de los resultados de la función de distribución de pares (figura 4.32). En la imagen se observa la respuesta en función de la distancia, para unidades de (a) parámetro de red (de un sistema equivalente de igual densidad de vórtices perfectamente ordenado con simetría triangular), y (b) de μm . En ambos casos no observamos ningún máximo local o evidencia alguna de estructuración de la red (ni asociada a su simetría ni a la presencia de un arreglo de defectos).

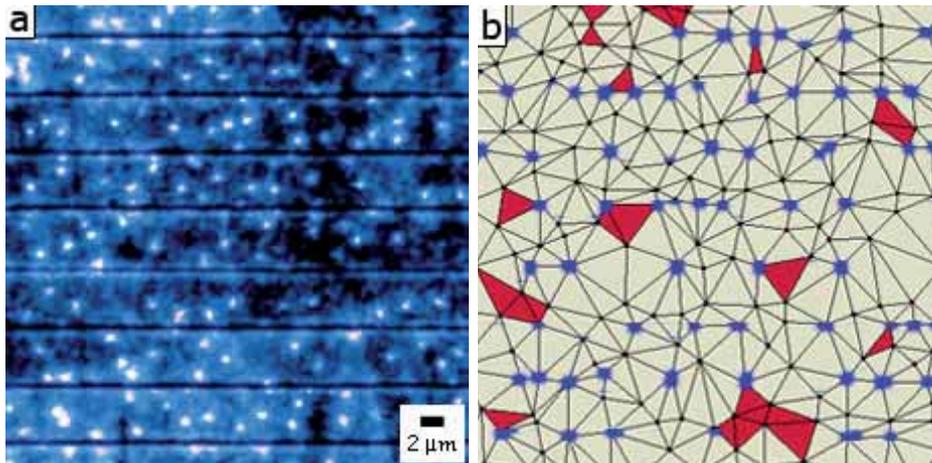


Figura 4.31: (a) Aspecto típico de la red de vórtices en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con presencia de defectos generados por indentación a escala nanométrica (2 mN con parámetro de $5\ \mu\text{m}$). Los puntos brillantes corresponden a posiciones de vórtices, mientras que las líneas oscuras en dirección horizontal corresponden a defectos artificiales. Se observan vórtices en las posiciones de los defectos pero no de manera muy clara. (b) Triangulación de Delaunay de las posiciones de vórtices observadas en (a). Los triángulos en rojo indican posiciones de vórtices con coordinación 6. Las posiciones de vórtice marcadas en azul corresponden a vórtices localizados sobre los defectos artificiales. Se observa en la imagen estructuración del sistema pero con menor localización de vórtices en posiciones de defectos que para casos anteriores. Para fuerzas de fabricación de defectos mayores a 2 mN no es posible realizar la visualización de vórtices en las propias posiciones de los defectos.

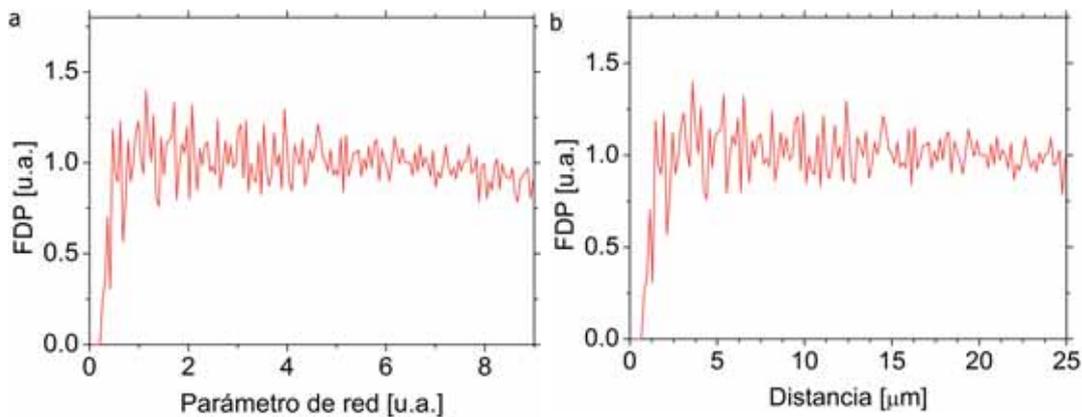


Figura 4.32: Función de distribución de pares para las posiciones de vórtices observadas en la figura 4.31 en función de la distancia en unidades de (a) parámetro de red (para un sistema equivalente perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices), y en unidades de (b) μm . En el resultado de la función no se distingue ningún máximo que denote estructuración en la red; ni asociado a la presencia del arreglo de defectos ni al parámetro de red de la red de vórtices.

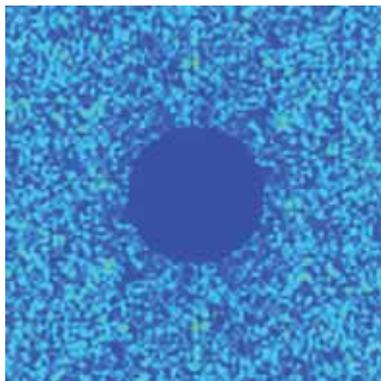


Figura 4.33: Imagen de la transformada de Fourier correspondiente a las posiciones de los vórtices en una película de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ interactuando con un arreglo de defectos generado por indentación a 2 mN , con parámetro de $5\ \mu\text{m}$ (figura 4.31). La ausencia de máximos claros en frecuencia indica una falta de estructuración en la red (considerando las posiciones de vórtices observadas). Sin embargo, el deterioro de la superficie al generar los defectos a valores de fuerza de 2 mN o superiores podría influir en la cantidad de vórtices observados en las posiciones de los defectos, afectando directamente los resultados de estructuración.

Finalmente los resultados obtenidos al aplicar la transformada de Fourier a las posiciones de los vórtices en este sistema no señalan ningún indicio de estructuración en el mismo. Esto es opuesto a lo que se esperaría de este tipo de defectos artificiales para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. La figura 4.33 muestra el resultado de aplicar la transformada de Fourier a las posiciones de los vórtices en la red que ejemplifica la figura 4.31. En esta imagen no se observa ningún máximo que indique orden o estructuración en la red para el sistema en estudio.

Habiendo demostrado que los arreglos de defectos generados por indentación son efectivos anclando vórtices, se espera una estructuración de la red más efectiva para defectos topográficamente más profundos. Esta contradicción en los resultados puede deberse a errores en la lectura de las posiciones de los vórtices, donde la densidad de vórtices para el último caso analizado es mucho menor (ver tabla 4.1).

Se ha observado que a medida que aumenta la profundidad topográfica de los defectos, y por consiguiente el deterioro de la superficie del material, es cada vez más difícil observar vórtices en las posiciones de los defectos. Pruebas realizadas para esta tesis trabajando con defectos generados por indentación a escala nanométrica aplicando fuerzas de hasta 8 mN demuestran, experimentalmente, que sólo es posible observar vórtices en posiciones de defectos hasta las fuerzas de generación aquí analizadas (2 mN). Sin embargo, y dada la disminución de la densidad de vórtices, se cree que para este caso también existen inconvenientes en la detección de posiciones de vórtices en los lugares de los defectos. La ausencia de gran parte de los vórtices localizados en las posiciones de los defectos durante el proceso de digitalización de las posiciones de los mismos afectaría directamente los resultados de función de distribución de pares y transformada de Fourier, obteniendo resultados coherentes con una falta de estructuración de la red, sin ser esto representativo del sistema.

Notamos que la posible ausencia de estructuración por parte de estos arreglos de defectos artificiales no corresponde necesariamente a una menor eficacia en el anclaje de vórtices sino a un posible error en la lectura de posiciones de vórtices durante la digitalización de las mismas. Esto

no tiene por qué incidir directamente sobre el valor de densidad de vórtices n , pero el que en este caso lo haga es un indicio de ello. Para esta comparación se consideran solamente los resultados medidos en películas, donde la idéntica geometría de las muestras empleadas ($5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 5 \text{ }\mu\text{m}$ de espesor) nos permite trabajar con igual factor demagnetizante en todos los casos. No es así para monocristales, donde a pesar de trabajar con muestras de dimensiones aproximadas similares, las diferentes geometrías nos obligan a trabajar con valores de N sutilmente diferentes y, por consiguiente, observando diferencias en los valores de B .

4.4. Resultados generales

Los resultados de este capítulo se centran en el estudio de la interacción de la red de vórtices con diferentes tipos de defectos artificiales superficiales. Se observa una clara influencia de estos defectos en la estructuración de la red. Sin embargo la propagación del orden observado en la red tiene un alcance desconocido en profundidad. Mediante experimentos de decoración magnética en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con defectos artificiales generados por indentación en una de sus superficies, hemos observado que en la cara opuesta del material no existe estructuración de la red debida a la presencia de estos defectos. La figura 4.34 muestra la red de vórtices en el anverso de un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ indentado. La flecha roja indica la dirección de los defectos artificiales ubicados en la cara opuesta a la observada en la imagen. Se observa que lo que es una clara estructuración de la red en la superficie indentada (figura 4.16) desaparece en la cara opuesta del material ($\sim 30 \text{ }\mu\text{m}$ de espesor). La clara estructuración en dirección horizontal que se observa en la parte inferior de la imagen corresponde a la presencia de planos de macla en el material.

Tabla 4.1: Resultados de densidades de vórtices para los diferentes casos estudiados en sistemas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a $16,5 \text{ Oe}$ de campo magnético aplicado. Se enseñan por separado los resultados para monocristales y para películas. La variación de densidad de vórtices para monocristales puede interpretarse como un cambio en el factor demagnetizante N de las muestras utilizadas para realizar los experimentos ($\sim 5\%$). Esto no es válido para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, donde el factor demagnetizante es prácticamente 1 ($\sim 0,99$) e invariable habiendo empleado muestras de dimensiones idénticas en todos los experimentos ($5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm} \times 5 \text{ }\mu\text{m}$). La disminución para experimentos en películas se atribuye a una mayor densidad de defectos o a un mayor deterioro de la superficie por trabajar con defectos topográficamente más profundos.

Leyenda a los sistemas para monocristales: Monocríst. Indent.: $2,5 \text{ }\mu\text{m}$, $0,5 \text{ mN}$ - Monocríst. Irrad. I: $2,5 \text{ }\mu\text{m}$, $60 \text{ s}/100 \text{ }\mu\text{m}$ - Monocríst. Irrad. II: $5 \text{ }\mu\text{m}$, $60 \text{ s}/100 \text{ }\mu\text{m}$.

Leyenda a los sistemas para películas: Pelic. Irrad. I: $2,5 \text{ }\mu\text{m}$, $60 \text{ s}/100 \text{ }\mu\text{m}$ - Pelic. Irrad. II: $5 \text{ }\mu\text{m}$, $60 \text{ s}/100 \text{ }\mu\text{m}$ - Pelic. Indent. I: $5 \text{ }\mu\text{m}$, $0,5 \text{ mN}$ - Pelic. Indent. II: $5 \text{ }\mu\text{m}$, 2 mN .

Monocristales			Películas		
Tipo de sistema	Densidades		Tipo de sistema	Densidades	
	$n [\mu\text{m}^{-2}]$	$B [G]$		$n [\mu\text{m}^{-2}]$	$B [G]$
Monocristales	0,079(1)	1,64(3)	Películas	0,165(3)	3,42(8)
Monocríst. Maclado	0,143(2)	2,96(2)	Películas Irrad. I	0,136(2)	3,82(5)
Monocríst. Indent.	0,136(2)	2,82(5)	Películas Irrad. II	0,162(3)	3,35(8)
Monocríst. Irrad. I	0,111(2)	2,30(5)	Películas Indent. I	0,148(3)	3,06(8)
Monocríst. Irrad. II	0,094(2)	1,95(5)	Películas Indent. II	0,117(2)	2,42(5)

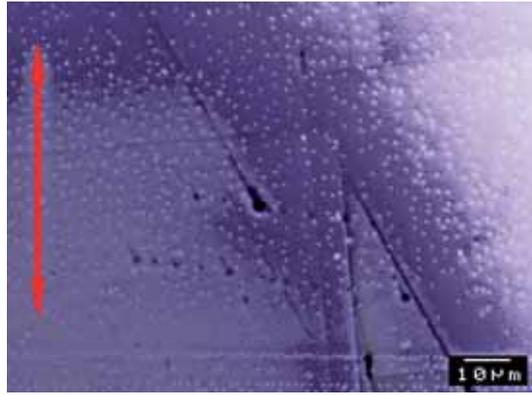


Figura 4.34: Visualización de la red de vórtices en la cara opuesta de la superficie indentada de un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Los resultados indican que la clara estructuración de la red que se da en la superficie indentada (figura 4.16) tiene un alcance en distancia menor al espesor de nuestros sistemas monocristalinos ($\sim 30 \mu\text{m}$).

El efecto de estructuración observado en la red de vórtices debido a la presencia de defectos artificiales superficiales claramente desaparece para profundidades en el orden del espesor de los monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($\sim 30 \mu\text{m}$). El alcance de esta estructuración puede acotarse a distancias menores a dicho valor. En este caso un análisis de la estructuración en función del espesor del material arrojaría resultados más precisos. Experimentos de este tipo han sido llevados a cabo en materiales fácilmente exfoliables como los sistemas $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ o NbSe_2 . [74, 94] Sin embargo los monocristales o las películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (materiales que no son fácilmente exfoliables) deben ser tratados de otra manera para realizar experimentos similares. Esto implica realizar algún tipo de devastado del material para disminuir su espesor, lo que no asegura la no introducción de defectos en la superficie atacada⁽ⁱⁱⁱ⁾.

Queda por comprobar cuál es el mecanismo que los vórtices utilizan para posicionarse sobre los defectos en una cara del material, mostrando un orden completamente diferente en la cara opuesta. Se estima que la deformación o quiebre de los vórtices a lo largo de su recorrido a través del material es energéticamente posible gracias a un bajo valor del coeficiente c_{44} . [133] Esto permitiría que el vórtice se deforme, dejando de ser un elemento recto y lineal, aprovechando los diferentes centros de anclaje presentes en el interior del material. De esta manera la red de vórtices se ordenaría en el interior del superconductor respetando la simetría de la red, para deformarse en las proximidades de la superficie y estructurarse en función de la presencia de defectos artificiales.

4.5. Conclusiones

En este capítulo se realizó una comparación entre diferentes tipos de defectos artificiales, realizando un análisis de las capacidades de estructuración de la red de vórtices de cada uno de ellos. De los resultados obtenidos para los diferentes sistemas estudiados se deduce que los

⁽ⁱⁱⁱ⁾ Experimentos tales como el *pulido* de la superficie deben ser estudiados con detalle, puesto que durante el pulido se ataca la superficie del material dejando marcas que podrían asemejarse a los defectos generados por indentación, donde las dimensiones de estas marcas dependen de las características de las partículas empleadas para realizar el proceso de pulido.

defectos generados por indentación son más hábiles para realizar dicha estructuración que los defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado. Sin embargo, y considerando que topográficamente los defectos son similares, es posible acreditar la superioridad de un tipo de defecto frente a otro al campo de tensiones que la nanoindentación ejerce sobre la estructura cristalina del material en el entorno del defecto.

Por otro lado se observó que el deterioro de la superficie al emplear las técnicas de generación de defectos artificiales empeora las condiciones para la observación de la red por medio de la técnica de decoración magnética. Esto implica una limitación en el estudio de la interacción con defectos al trabajar con defectos topográficamente muy profundos. Los resultados de densidad de vórtices para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ leídos en cada sistema, muestran una disminución en el valor al trabajar con sistemas que incrementan la profundidad o la densidad de los defectos.

Finalmente queda en duda la profundidad a la que los defectos artificiales dejan de funcionar como centros de anclaje efectivos. Los resultados demuestran que el anclaje producido por estos defectos es superficial considerando sistemas de espesores en el orden de los $30 \mu\text{m}$. Se desconoce el efecto del anclaje para espesores intermedios, por lo que se estima que la profundidad efectiva del defecto corresponde a valores similares a los del campo de tensiones asociado al mismo. Esta estimación va de la mano de los resultados observados, donde para defectos generados por indentación se observaron estructuraciones más efectivas de la red. Asumimos también que para el anclaje de vórtices en defectos superficiales el propio vórtice se puede deformar sin un coste energético alto debido al bajo valor de la constante elástica c_{44} de la red.[133] Ello apuntaría a que el vórtice pierde fácilmente su condición de elemento rígido deformándose a lo largo del espesor del material para lograr una minimización global de la energía

Capítulo 5

Modelo para la determinación de energías en la red de vórtices

Como se señaló en el capítulo 1 al respecto de la técnica de decoración magnética, la buena definición en posición con la que permite barrer áreas muy extensas de la red de vórtices en un mismo experimento la coloca por encima de otras técnicas de visualización de la red.[74, 75, 86] Dicha característica sumada a la posibilidad de trabajar a partir de las posiciones de los vórtices como se mostró en los capítulos 3 y 4, nos ha permitido desarrollar un modelo capaz de estimar los valores de energía de los sistemas en estudio. Los resultados que el modelo ofrece permiten evaluar la energía de interacción para cada una de las posiciones de vórtices en la red, obteniendo a partir de ello mapas de densidades de energías en función de estas posiciones. Luego, de la comparación con sistemas ideales, es posible estimar los valores de energías de anclaje de vórtices asociados a los defectos presentes en el material.

El modelo aquí desarrollado trabaja a partir de las posiciones de los vórtices en la red. Está basado en la teoría de London y en su desarrollo considera a los vórtices como elementos rígidos (en la dirección del campo magnético) y cuasi puntuales ($\lambda \gg \xi$), con una distancia media entre vórtices mayor que la longitud de penetración λ . Bajo estas condiciones calcula las energías de interacción de cada posición de vórtice en la red. Con estos resultados es posible calcular valores medios de energías tanto de formación de vórtices como de interacción de la red, a partir de los cuales estimar un valor medio de la interacción de la red con los defectos del material. Este último cálculo surge de la comparación con un sistema similar sin fuerzas de anclaje (perfectamente ordenado), atribuyendo toda diferencia energética a la presencia de fuerzas de anclaje de vórtices en el sistema bajo estudio.

Trabajos previos para el estudio energético de la red de vórtices mediante técnicas de visualización[104] no son de aplicación general. El modelo que aquí se propone permite trabajar con cualquier configuración de la red de vórtices independientemente del tipo de defectos presentes en el material, permitiendo la obtención de resultados individuales para cada posición de vórtice. La libertad de aplicación que muestra el modelo que aquí se desarrolla permite incluso el estudio de redes de vórtices virtuales obtenidas por simulación de sistemas superconductores en estado mixto. Tal aplicación se ejemplifica en el capítulo 6.

En este capítulo se presenta el desarrollo de dicho modelo y se lo evalúa a partir de resultados

obtenidos en materiales con baja densidad de defectos intrínsecos (monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales). Se aplica posteriormente para estimar la energía de anclaje de vórtices asociada a diferentes tipos de centros de anclaje tanto en monocristales como en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Esto permite comparar de manera cuantitativa la eficiencia de los distintos centros de anclaje estudiados (en nuestro caso planos de macla y defectos artificiales superficiales). La comparación de resultados permite demostrar la eficacia del anclaje de vórtices por parte de defectos artificiales superficiales obteniendo resultados que compiten incluso con los obtenidos para planos de macla en monocristales

5.1. Modelo energético

Para el análisis energético de un sistema de vórtices consideramos la energía total del sistema bajo estudio como una suma de diferentes términos. Lo expresamos como

$$\mathcal{E}_T = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_{12} + \mathcal{U}_p, \quad (5.1)$$

donde \mathcal{E}_T es la energía total del sistema estudiado, \mathcal{E}_0 la contribución asociada a la autoenergía o energía de formación de los vórtices, \mathcal{E}_{12} la contribución energética debido a la interacción entre vórtices y \mathcal{U}_p la contribución energética asociada a las fuerzas de anclaje de vórtices del sistema.

El término \mathcal{E}_0 , que corresponde a la energía de formación de todos los vórtices del sistema, depende solamente de la energía de formación de un vórtice individual y de la densidad de vórtices del sistema. Por otro lado, conociendo la función que describe la interacción entre dos vórtices aislados en función de la distancia que los separa, observamos que el término de la energía de interacción entre vórtices \mathcal{E}_{12} depende simplemente de las posiciones de los vórtices en la red.

En resumen, conociendo la energía de formación de un vórtice, el comportamiento con la distancia de la energía de interacción entre dos vórtices y las posiciones de todos los vórtices del sistema, es posible calcular los dos primeros términos de la ecuación 5.1.

Luego, asumiendo que para un sistema ideal libre de centros de anclaje de vórtices el valor del término \mathcal{U}_p es nulo y su red de Abrikosov presenta la típica simetría triangular, por lo que las posiciones de vórtices pueden deducirse conociendo sólo la densidad de vórtices en el sistema. Si consideramos que en este sistema ideal ($\mathcal{U}_p = 0$) la red se encuentra perfectamente ordenada, toda variación para un sistema medido respecto de estas posiciones de vórtices puede ser asociada a fuerzas de anclaje. De esta manera es posible estimar un valor para la energía de anclaje de vórtices \mathcal{U}_p de cualquier sistema experimental comparándolo con un sistema teórico ideal de igual densidad de vórtices (similares condiciones). Eso, en términos de la ecuación 5.1, se expresa como

$$\mathcal{E}_T^t = \mathcal{E}_0^t + \mathcal{E}_{12}^t + \mathcal{U}_p^t \quad \text{y} \quad \mathcal{E}_T^e = \mathcal{E}_0^e + \mathcal{E}_{12}^e + \mathcal{U}_p^e \quad (5.2)$$

para el sistemas *teórico* (perfectamente ordenado) y el *experimental* respectivamente. Luego, considerando $\mathcal{U}_p^t \equiv 0$ por definición del sistema teórico y pudiendo calcular los valores de los términos \mathcal{E}_0^t , \mathcal{E}_{12}^t , \mathcal{E}_0^e y \mathcal{E}_{12}^e a partir de las posiciones de los vórtices en cada uno de los sistemas; toda diferencia energética entre ambos sistemas es atribuida a \mathcal{U}_p^e y su cálculo es reducido a

$$\mathcal{U}_p^e = (\mathcal{E}_0^e + \mathcal{E}_{12}^e) - (\mathcal{E}_0^t + \mathcal{E}_{12}^t). \quad (5.3)$$

La ecuación 5.3 es la que permite obtener una estimación para la energía asociada a las fuerzas de anclaje del sistema experimentalmente observado, a partir de las posiciones de los vórtices en el mismo.

5.2. Cálculo de los términos energéticos de autoenergía y energía de interacción

Bajo ciertas restricciones, la teoría de London puede dar una solución aproximada a las ecuaciones de Ginzburg-Landau suponiendo que el parámetro $\kappa \gg 1$ y que la inducción magnética $B < \Phi_0/(4\pi\lambda^2)$. [66] Dentro de este marco, si consideramos a los vórtices como líneas de campo magnético rectas y paralelas entre sí a lo largo del eje $\hat{\mathbf{z}}$, podemos arribar a la ecuación que gobierna el campo magnético \mathbf{B} en cualquier posición \mathbf{r} del material superconductor

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) - \lambda^2 \nabla^2 \mathbf{B}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{z}} \Phi_0 \sum_{\nu} \delta_2(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\nu}), \quad (5.4)$$

donde \mathbf{r}_{ν} representa la posición del vórtice ν (par de coordenadas $x_{\nu}; y_{\nu}$), y $\delta_2(\mathbf{r}) = \delta(x)\delta(y)$ la función delta en dos dimensiones. En esta ecuación, los términos del primer miembro representan respectivamente a la inducción magnética en el material y al campo generado por las corrientes superconductoras en él⁽ⁱ⁾, mientras que el segundo miembro considera la presencia de los vórtices como elementos puntuales. En esta ecuación se ha hecho la aproximación de estar en un medio lineal, donde es posible tratar el campo en un punto como la superposición de los campos en ese mismo punto debido a cada uno de los vórtices del sistema.

La ecuación 5.4 tiene por solución exacta [7, 66]

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \hat{\mathbf{z}} \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \sum_{\nu} K_0 \left(\frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\nu}|}{\lambda} \right) \quad ; \quad K_0(x) \approx \begin{cases} \sqrt{\frac{\pi}{2x}} e^{-x} & x \rightarrow \infty \\ \ln \left(\frac{1,123}{x} \right) & x \ll 1 \end{cases} \quad (5.5)$$

donde $K_0(x)$ son los polinomios de Hankel de orden cero.

Considerando un sistema de un único vórtice ($\nu = 1$) en el origen de las coordenadas ($\mathbf{r}_{\nu} = \mathbf{0}$), la ecuación 5.5 describe el comportamiento del campo magnético alrededor del vórtice, el cual decae exponencialmente a medida que nos alejamos del núcleo del mismo. Sin embargo matemáticamente hablando la ecuación 5.5 presenta una divergencia para valores de $|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\nu}| \rightarrow 0$. Esta anomalía proviene de no considerar al núcleo de los vórtices de tamaño finito. Para resolverlo se reemplaza la distancia $r = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{\nu}|$ por $\tilde{r} = (r^2 + 2\xi^2)^{1/2}$, multiplicando por un factor de

⁽ⁱ⁾La expresión para el término que representa al campo magnético generado por las corrientes superconductoras en el material es

$$\frac{4\pi\lambda^2}{c} \nabla \times \mathbf{J}_s.$$

Sin embargo, en combinación con la ecuación de Maxwell $\nabla \times \mathbf{B} = (4\pi/c)\mathbf{J}_s$ y considerando $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, se lo expresa mediante el operador Laplaceano $\nabla^2 \mathbf{B}$ como está escrito en la ecuación 5.4.

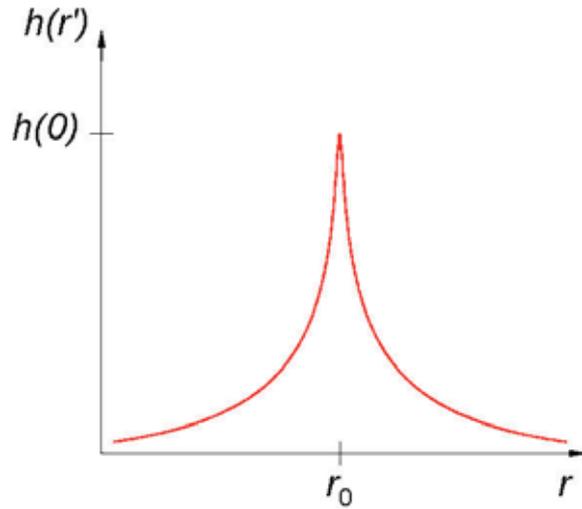


Figura 5.1: Perfil de campo magnético en torno a la posición de un vórtice localizado en $r = r_0$ (teoría de London). La dependencia con distancia al centro del vórtice está dada principalmente por los polinomios de Hankel de orden cero $K_0(\tilde{r}/\lambda)$ donde $\tilde{r} = (r^2 + 2\xi^2)^{1/2}$ (con $\tilde{r} \approx r$ para $r \gg \lambda$). El comportamiento del campo magnético en función de la distancia es del tipo $\lambda^{-2} \cdot (\lambda/r)^{1/2} \cdot \exp(-r/\lambda)$ para $r > \lambda$, y $\lambda^{-2} \cdot \ln(\lambda/\tilde{r})$ para $r \rightarrow 0$.

normalización ~ 1 para mantener la conservación del flujo Φ_0 en el vórtice.[67] Podemos ahora trabajar con el perfil de campo magnético para un vórtice en todo el espacio. El mismo está dado por la ecuación 5.5 corregida como acaba de ser explicado (figura 5.1).

Paralelamente, es posible expresar la energía por unidad de línea \mathcal{E}^v de un vórtice a partir de las contribuciones provenientes del campo magnético y de la energía cinética de las corrientes superconductoras

$$\mathcal{E}^v = \frac{1}{8\pi} \int [\mathbf{B}^2 + \lambda^2(\nabla \times \mathbf{B})^2] dS. \quad (5.6)$$

Combinando 5.5 con 5.6, y transformando por medio de identidades vectoriales,[7, 66] arribamos a una expresión para la energía por unidad de línea del sistema de vórtices dada por

$$\mathcal{E} = \frac{\Phi_0}{8\pi} \sum_{\mu} \sum_{\nu} B_{\mu}(\mathbf{r}_{\nu}) = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2 \lambda^2} \sum_{\mu} \sum_{\nu} K_0 \left(\frac{|\mathbf{r}_{\mu} - \mathbf{r}_{\nu}|}{\lambda} \right). \quad (5.7)$$

Para esta ecuación los términos $\mu = \nu$ corresponden a las autoenergías de los vórtices en la red (energía de línea de cada vórtice del sistema) mientras que los términos $\mu \neq \nu$ corresponden a las energías de interacción vórtice-vórtice. En este caso también vale la corrección introducida en la ecuación 5.5 para distancias muy pequeñas ($|\mathbf{r}_{\mu} - \mathbf{r}_{\nu}| \rightarrow 0$), donde se considera la presencia de un núcleo finito para el vórtice.[67]

La ecuación 5.7 nos permite calcular los dos primeros términos de la ecuación 5.1, que son la autoenergía \mathcal{E}_0 y la energía de interacción \mathcal{E}_{12} . Podemos así obtener valores para \mathcal{E}_0 y \mathcal{E}_{12} de un sistema observado experimentalmente por decoración magnética simplemente introduciendo en la ecuación 5.7 las coordenadas de las posiciones de los vórtices en la red. De igual manera podemos trabajar con sistemas perfectamente ordenados generando de manera teórica las coordenadas

de sus vórtices. Finalmente, de la comparación de estos dos sistemas (experimental y teórico) obtendremos una estimación del valor de la energía asociada a las fuerzas de anclaje en el sistema experimental bajo estudio como indica la ecuación 5.3.

Dado que en nuestros materiales estaremos promediando resultados de grandes zonas, es conveniente trabajar en función de la densidad superficial de vórtices, n , observada en cada uno de los sistemas. Para eso dividimos la ecuación 5.7 por el número de vórtices del sistema \mathcal{N} (obteniendo valores medios de energías por unidad de línea para un vórtice), multiplicando luego por la densidad superficial de vórtices n . De esta manera trabajamos con la densidad superficial de energía por unidad de línea E tal que

$$E = \mathcal{E} \cdot n/\mathcal{N}, \quad (5.8)$$

expresada en unidades de erg/cm^3 .

Redefinimos entonces la ecuación 5.1 para trabajar con densidades superficiales de energía por unidad de línea, tal que

$$E_T = \left(\frac{n}{\mathcal{N}}\right) \cdot \mathcal{E}_T = \frac{n(\mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_{12} + \mathcal{U}_p)}{\mathcal{N}} = E_0 + E_{12} + U_p, \quad (5.9)$$

donde E_0 , E_{12} y U_p son las densidades superficiales por unidad de línea asociadas a \mathcal{E}_0 , \mathcal{E}_{12} y \mathcal{U}_p ; respectivamente.

De esta manera, también se redefine la ecuación 5.3 para el cálculo de la densidad superficial de energía por unidad de línea asociada a las fuerzas de anclaje de los vórtices en el sistema, quedando como

$$\begin{aligned} U_p^e &= \left(\frac{n}{\mathcal{N}}\right) \cdot \mathcal{U}_p^e = \left(\frac{n}{\mathcal{N}}\right) \cdot [(\mathcal{E}_0^e + \mathcal{E}_{12}^e) - (\mathcal{E}_0^t + \mathcal{E}_{12}^t)] = \\ &= (E_0^e + E_{12}^e) - (E_0^t + E_{12}^t). \end{aligned} \quad (5.10)$$

5.2.1. Dependencia de los diferentes términos del modelo

Como se deduce de las ecuaciones 5.7, 5.8 y 5.9 los valores de los términos energéticos E_0 y E_{12} dependen del valor de λ del material. Además, para distancias muy pequeñas ($r \sim \xi$) la corrección debido a la presencia de un núcleo de dimensiones finitas[67] cobra importancia, por lo que ambos términos dependerán también de ξ . Sin embargo, y dados los valores de campo magnético a los que trabajamos en esta tesis, las distancias entre vórtices serán siempre mucho mayores que el valor de ξ , por lo cual podemos considerar a E_{12} independiente de este valor.

La figura 5.2 muestra una aproximación de la dependencia con temperatura de los parámetros λ y ξ para el $YBa_2Cu_3O_7$. Para el cálculo del valor de λ se ha representado la aproximación empírica del modelo de dos fluidos $\lambda(T) = \lambda(0) \cdot [1 - t^4]^{-1/2}$, donde $t = T/T_c$. [7] Para el cálculo del parámetro ξ se considera al parámetro de Ginzburg-Landau ($\kappa = \lambda/\xi$) independiente de temperatura. [7, 134] Por lo tanto, partiendo de los valores de $\lambda(0)$ y $\xi(0)$ para el material a estudiar⁽ⁱⁱ⁾ podemos determinar la dependencia con temperatura de ambos parámetros.

⁽ⁱⁱ⁾Para el $YBa_2Cu_3O_7$ se consideran los valores $\lambda(0) = 135 \text{ nm}$ y $\xi(0) = 1,6 \text{ nm}$. [50]

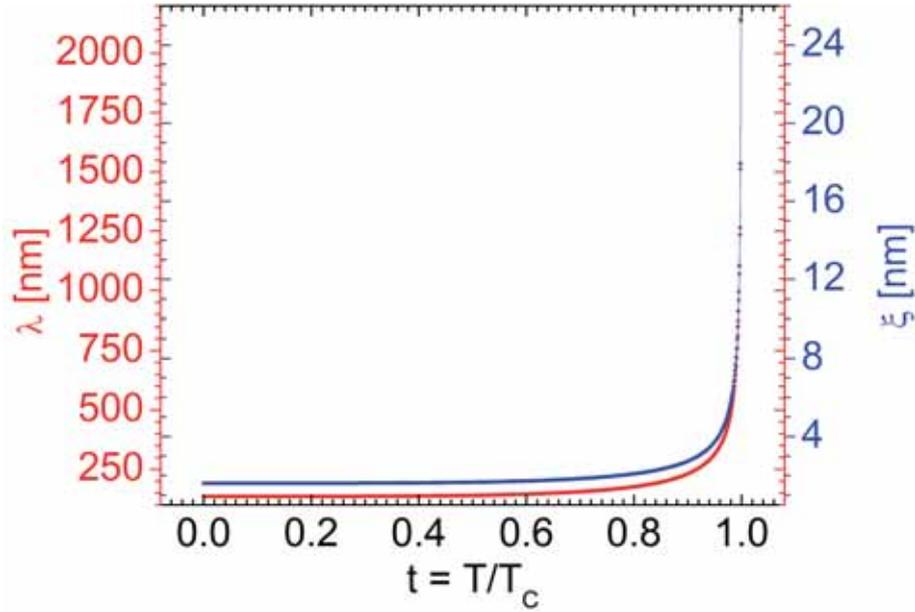


Figura 5.2: Dependencia de los parámetros λ y ξ con temperatura para el material $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Para la estimación de la dependencia de la longitud de penetración λ se toma la aproximación empírica del modelo de dos fluidos $\lambda(t) = \lambda(0) \cdot (1 - t^4)^{-1/2}$, mientras que para la estimación de la longitud de coherencia ξ se parte del valor de λ en función de temperatura considerando constante el parámetro de Ginzburg-Landau $\kappa = \lambda/\xi$. [7] Los valores usados a $t = 0$ corresponden a $\lambda(0) = 135 \text{ nm}$ y $\xi(0) = 1,6 \text{ nm}$. [50]

De esta manera, y siguiendo las dependencias con temperatura mostradas en la figura 5.2 podemos representar el valor de la autoenergía E_0 en función de la temperatura. Este valor está determinado en conjunto por las ecuaciones 5.7, 5.8 y 5.9 para los términos $\mu = \nu$ teniendo en cuenta la densidad de vórtices n y la corrección correspondiente a considerar un diámetro finito para el núcleo del vórtice. [67] La expresión final es

$$E_0 = \mathbb{C} \cdot \frac{\Phi_0^2 n}{8\pi^2 \lambda^2} K_0(\sqrt{2}/\kappa), \quad (5.11)$$

donde $\mathbb{C} \approx 1$ es una constante de normalización para la conservación del valor del flujo Φ_0 en el vórtice.

Por consiguiente el valor del término energético E_0 depende simplemente del valor del campo magnético en la posición del vórtice $B(0)$ (ecuación 5.5) y de la densidad de vórtices n . Esto, para la aproximación que estamos considerando ($\kappa \approx \text{cte.}$), significa que el valor de la autoenergía $E_0 \propto \lambda^{-2}$ para un valor de inducción dado.

En la figura 5.3 se muestra el valor de la autoenergía para un solo vórtice (E_0/n), en función de la temperatura. En ella vemos que la autoenergía prácticamente no varía para valores de $t \lesssim 0,4$ ($\sim 60 \text{ erg/cm}$); decayendo un orden de magnitud para valores de $t \approx 0,94$. Para valores mayores de t la energía decae varios órdenes de magnitud antes de alcanzar T_c (ver detalle en la figura 5.3). En la gráfica se marca con líneas de puntos el valor de E_0/n para 3 temperaturas; $t_1 = 0,604$ (azul), $t_2 = 0,9175$ (rojo) y $t_3 = 0,99$ (verde). Estas temperaturas, para nuestro caso trabajando con $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($T_c \approx 92 \text{ K}$), corresponden a temperaturas de $T_1 \approx 55,6 \text{ K}$, $T_2 \approx 84,5 \text{ K}$ y $T_3 \approx 91,1 \text{ K}$ respectivamente.

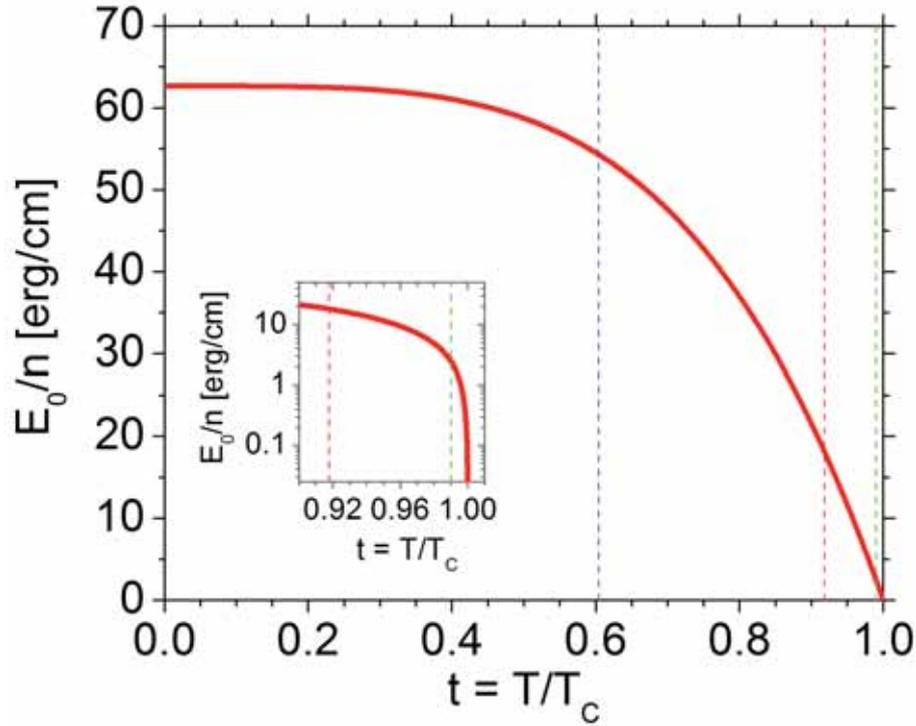


Figura 5.3: Dependencia de la autoenergía por unidad de línea de sólo un vórtice (E_0/n) en función de la temperatura. Suponiendo el parámetro de Ginzburg-Landau independiente de temperatura, el valor de la autoenergía varía con t simplemente con una dependencia λ^{-2} . Se emplean los valores de λ que se muestran en la figura 5.2. Las líneas de puntos verticales señalan el valor de E_0 para tres temperaturas en particular; $t_1 = 0,604$ en azul, $t_2 = 0,9175$ en rojo y $t_3 = 0,99$ en verde (con más precisión en el detalle de la gráfica).

Este aumento de energía de formación de un vórtices para temperaturas del sistema cada vez menores coincide con el diagrama de fases $H - T$ para materiales superconductores, donde el valor de H_{c2} es cada vez mayor a medida que desciende T . Esto indica una mayor oposición a la penetración del campo en el material para temperaturas cada vez más bajas, o lo que es lo mismo una mayor energía de formación de vórtices.

Es importante destacar que en este caso estamos considerando el valor de campo magnético en la posición del vórtice $B(0)$ como el aporte al campo magnético sólo por parte del propio vórtice (el correspondiente a solamente la posición en cuestión). Estamos trabajando con un vórtice aislado. Esto implica que el cálculo de E_0/n mostrado en la figura 5.3 se desvía un poco del valor real a valores de campo magnético para los cuales el parámetro de red correspondiente implique una superposición de los perfiles de vórtices vecinos. Como ejemplo, para el caso de distancias entre vórtices del orden de 3λ , el aporte al campo magnético en la posición de un vórtice por parte de sus 6 primeros vecinos es del orden del 5% ($\approx 4,98\%$) del valor $B(r = 0)$. Esto significa que para valores de parámetro de red a $< 3\lambda$ la aproximación al valor de E_0 dada por la ecuación 5.11 no es tan fiable, pudiendo ser corregida considerando la aportación al campo magnético en la posición del vórtice de los demás vórtices vecinos. En particular a distancias de λ respecto de la posición de un vórtice el campo magnético del propio vórtice es del orden del 10% de su valor en el núcleo ($r = 0$). Esto mismo llevado a una red ordenada con simetría triangular y

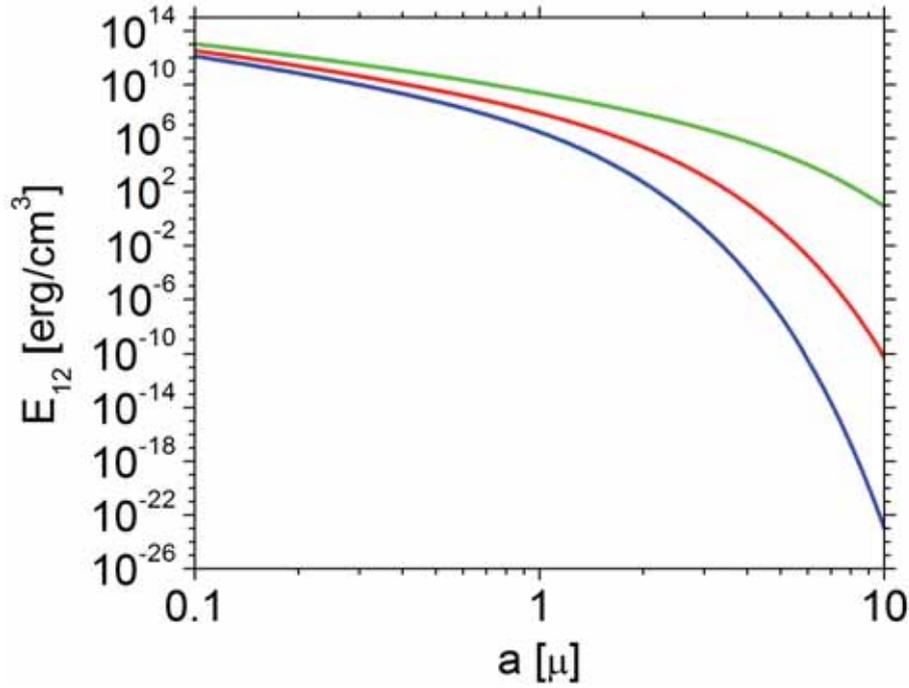


Figura 5.4: Energía de interacción vórtice-vórtice por unidad de línea para sólo un vórtice en función del parámetro de red a de la red de vórtices. Se muestra la dependencia correspondiente a un sistema perfectamente ordenado con simetría triangular, y para tres valores distintos de temperatura; en azul $t_1 = 0,604$ ($\lambda = 145 \text{ nm}$); en rojo $t_2 = 0,9175$ ($\lambda = 250 \text{ nm}$) y en verde $t_3 = 0,99$ ($\lambda = 680 \text{ nm}$). Se observa cómo el valor de la energía aumenta en función de la disminución del parámetro de red y del aumento de temperatura (*i. e.* aumento del valor de λ).

parámetro $a = \lambda$ implica un aporte al campo magnético en la posición de un vórtice de $\sim 100\%$ de $B(r = 0)$ sólo por parte de los vecinos hasta tercer orden.

De la misma manera podemos obtener un valor para la energía de interacción E_{12} del sistema. Este término energético, que está dado por las ecuaciones 5.7, 5.8 y 5.9 para todo $\mu \neq \nu$, depende tanto de la distancia entre elementos de la red ($r_{\mu\nu} = |\mathbf{r}_\mu - \mathbf{r}_\nu|$) como del valor de λ ; *i. e.* del parámetro de red del sistema (distancia entre vórtices) y de la temperatura (a través de λ). Dado el comportamiento de los polinomios de Hankel que intervienen, el término E_{12} responde como $\lambda^{-2} \cdot (\lambda/r_{\mu\nu})^{1/2} \cdot e^{-r_{\mu\nu}/\lambda}$ para $r_{\mu\nu} \gg \lambda$. Lo que implica un decaimiento muy rápido de la energía de interacción a medida que nos alejamos de la posición del vórtice o que aumenta la temperatura.

La figura 5.4 muestra el valor de la densidad de energía de interacción por unidad de línea para sólo un vórtice (E_{12}/n) en una red con simetría triangular y perfectamente ordenada, en función del valor del parámetro de red. Se han representado valores para tres temperaturas distintas, $t_1 = 0,604$; $t_2 = 0,9175$ y $t_3 = 0,99$; correspondientes a tres valores de λ diferentes, $\lambda = 145 \text{ nm}$; 250 nm y 680 nm respectivamente. En la figura se observa que para parámetros de red del orden de la décima de micra los valores de densidades de energía de interacción para las distintas temperaturas consideradas se encuentran en un mismo orden de magnitud. Contrariamente, para parámetros de red del orden de tan solo 2 micras, la diferencia en energías para las distintas temperaturas consideradas se encuentra entre 2 y 5 órdenes de magnitud.

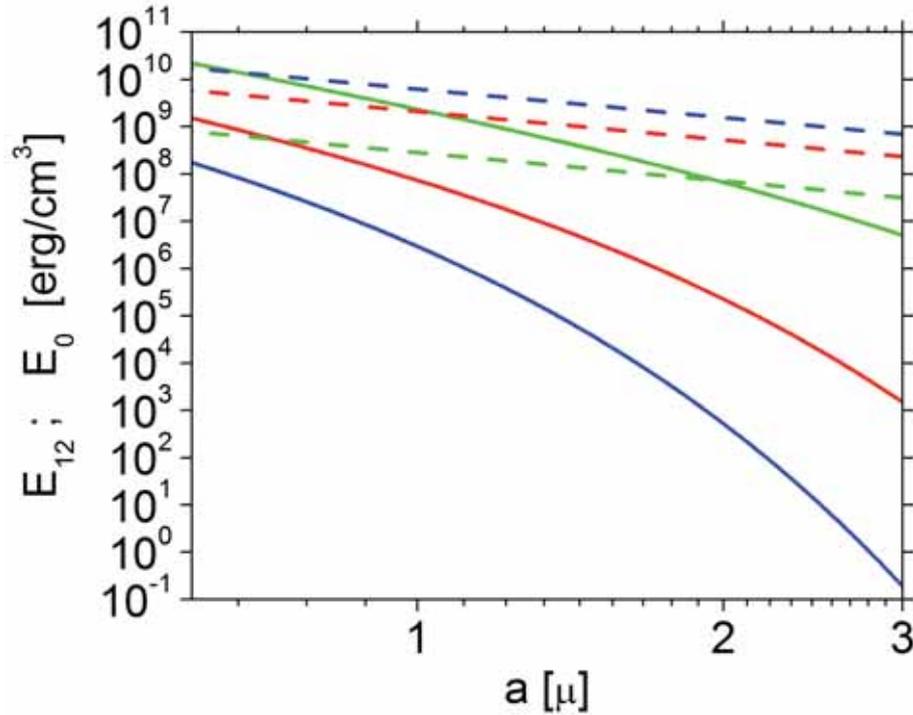


Figura 5.5: Detalle de la dependencia de la energía de interacción de sólo un vórtice en una red perfectamente ordenada con simetría triangular (líneas continuas) en comparación con el valor de la autoenergía de sólo un vórtice (líneas de puntos). Los datos se grafican respecto al parámetro de red y para tres temperaturas diferentes $t_1 = 0,604$ (azul); $t_2 = 0,9175$ (rojo) y $t_3 = 0,99$ (verde). Los valores de autoenergía se grafican independientes de \mathbf{a} para distancias entre vórtices mayores a 3λ , valores para los cuáles el aporte por parte de la red de vórtices al campo magnético en la posición de un vórtice es menor al 5%.

Es posible también estudiar de manera comparativa la importancia de cada uno de estos dos términos energéticos (E_0 y E_{12}). La figura 5.5 muestra el comportamiento de la densidad de energía de interacción por unidad de línea para sólo un vórtice en una red con simetría triangular perfectamente ordenada (líneas continuas) en un rango de valores de parámetro de red acorde a los experimentos realizados en esta tesis (de $0,6 \mu m$ a $3 \mu m$). Los valores que se muestran corresponden a tres temperaturas diferentes, las mismas ya empleadas en la figura 5.4 ($t_1 = 0,604$, $t_2 = 0,9175$ y $t_3 = 0,99$). Se muestran también en la gráfica los valores de densidad de autoenergía por unidad de línea E_0 para sólo un vórtice (líneas discontinuas). A este valor (E_0) se lo considera independiente de \mathbf{a} dado que no se tienen en cuenta interacciones entre vórtices. Es importante recordar que no estamos considerando el aporte del campo magnético de la red a la propia posición del vórtice analizado, donde para distancias entre vórtices $\sim 3\lambda$ la contribución del campo magnético de la red comienza a ser importante $\approx 5\%$. Un error de este orden podría incrementar el valor de la inducción magnética en el punto, y por lo tanto el valor de E_0 . Sin embargo para los valores de densidades de vórtices con los que se trabaja en esta tesis se estiman errores menores sin influencia en el comportamiento de los sistemas analizados.

Notamos que en general para cualquier sistema se observará un valor de inducción magnética para el cual ambos términos energéticos se igualen. Luego, hacia un lado u otro en la escala de inducción encontraremos comportamientos diferentes. Disminuyendo el valor de inducción (aumento del parámetro de red) será el valor de E_0 el que domine, mientras que para mayores

valores de inducción (parámetro de red menor) será E_{12} quien se imponga. Lo que significa que para grandes campos aplicados (distancias pequeñas entre vórtices) prevalecerá el orden en el sistema, perdiendo importancia frente a la energía de formación de vórtices a medida que disminuya el campo magnético aplicado (mayores distancias entre vórtices), observando una transición orden/desorden.

En definitiva, esperamos encontrar desorden en redes de vórtices a muy bajo campo magnético aplicado (en la zona en la que $E_0 > E_{12}$) y comenzar a ver la simetría triangular típica de la red de Abrikosov a partir de valores de campo magnético aplicado tales que $E_0 \approx E_{12}$. En particular para el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ esta relación indicaría una transición orden-desorden en torno a los 165 G ($t = 0,9175$), transición que por el contrario ha sido reportada en 10 G para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [99] y que se ha corroborado en los mismos experimentos llevados a cabo para esta tesis. Esta presencia de orden a campos mucho menores que lo calculado teóricamente (para nuestro modelo con $t = 0,9175$) podría explicarse asumiendo que nuestro modelo no considera ni fluctuaciones térmicas de la red ni la presencia de defectos intrínsecos que proporcionan centros de anclaje de vórtices.[53]

5.3. Funcionalidad del modelo energético

Los diferentes resultados de experimentos de decoración magnética muestran todo tipo de estructuras en la red de vórtices. Estas estructuras pueden ser asociadas a defectos presentes en el material, ya sean estos del tipo natural o generados de manera artificial para producir intencionalmente la estructuración de la red de vórtices.

En la figura 5.6 se observa la red de vórtices en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ donde coexisten defectos naturales y defectos generados de manera artificial en el material. La imagen corresponde a las posiciones de los vórtices en la red para un campo aplicado de 16 Oe. Vemos que la red de vórtices no presenta simetría triangular y en su lugar muestra una clara estructuración lineal en diferentes direcciones según la zona que se observe.

En el sector central y hacia la derecha de la imagen, se observan sectores aislados bien definidos donde los vórtices presentan una correlación lineal en dirección vertical. Esta alineación se corresponde con la presencia de planos de macla (ver capítulo 3). Por otro lado, en el sector izquierdo de la imagen observamos una correlación lineal en dirección horizontal. Dicha correlación es debido a la presencia de defectos lineales generados de manera artificial en la superficie de la muestra empleando la técnica de indentación, como fue descrito anteriormente (ver capítulo 4). Finalmente, en las zonas restantes del material, la red muestra un desorden con evidente ausencia de simetría triangular. Esto indica una fuerte influencia de defectos intrínsecos presentes en el material que interactúan con la red y se imponen a la interacción entre vórtices.

Este ejemplo, donde en un mismo sistema se dan cita defectos de diferente naturaleza capaces de influir en la estructuración de la red, señala la necesidad de un análisis cuantitativo para la comparación de los resultados correspondientes a cada tipo de defecto. Como fue observado en capítulos anteriores (capítulos 3 y 4) la comparación visual directa de los resultados no es suficiente para una caracterización que permita deducir la superioridad en el anclaje de vórtices de un tipo de defecto frente a otro.

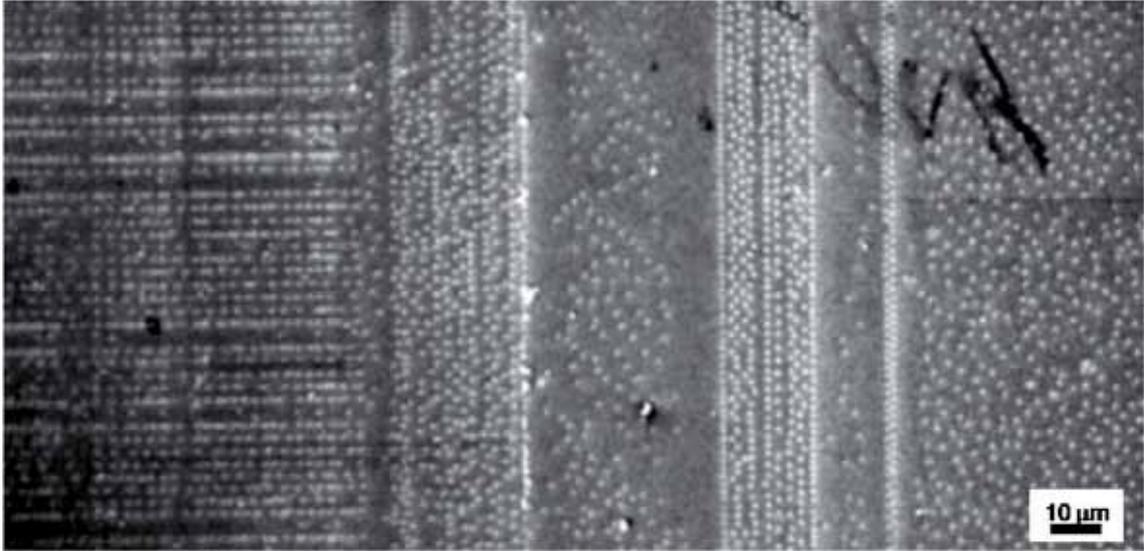


Figura 5.6: Imagen obtenida por microscopía de barrido por haz de electrones de una decoración realizada en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a $16,5 \text{ Oe}$. El material presenta distintos tipos de defectos que pueden distinguirse fácilmente producto de la correlación lineal entre vórtices que estos generan. Vemos zonas con defectos artificialmente generados que producen una alineación horizontal entre vórtices (sector izquierdo de la imagen) y zonas con defectos naturales que inducen a los vórtices a alinearse verticalmente (zona central y parte derecha de la imagen). El resto de zonas de la imagen (borde derecho y parte más oscura en el centro) no presentan defectos linealmente correlacionados pero igualmente la red se ve afectada por la presencia de defectos intrínsecos del material, perdiendo la típica simetría triangular característica de la red de Abrikosov.

El modelo propuesto en este capítulo es una herramienta singular y sencilla en su aplicación que permite cuantificar el grado de desorden, estimando valores para las diferentes energías de anclaje de vórtices presentes en el material.

A continuación se muestran ejemplos de aplicación del modelo energético que permiten a su vez realizar una evaluación del mismo. En ellos se trabaja con más de 1000 vórtices por sistema analizado. Cabe aclarar que las imágenes ofrecidas corresponden solo a una pequeña porción del área con la que se ha trabajado, pero ilustran en buena medida cada caso estudiado.

Para los cálculos de esta tesis se considera que las energías que generan la configuración vista en la red a $\sim 4,2 \text{ K}$ mediante experimentos de decoración son las que estaban presentes al momento de congelar la red. Dado que se llevan a cabo experimentos de enfriado con campo magnético aplicado se ha tomado como temperatura para el cálculo de energías el valor $t_i \approx 0,9175$ (temperatura de solidificación de la red) acorde a la referencia.[99] Dicho valor de t para el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ($T_c \sim 92 \text{ K}$) equivale a una temperatura $T_i \sim 85 \text{ K}$, para la cual corresponde un valor de $\lambda = 250 \text{ nm}$. Esta temperatura difiere en mucho de la temperatura de visualización de la red ($\sim 4,2 \text{ K}$, temperatura de He líquido), pero es esta la temperatura a la cuál consideramos que la red de vórtices se congela, adquiriendo la configuración que luego es observada a temperaturas mucho menores ($\sim 4,2 \text{ K}$). El visualizar la red a menor temperatura ($\sim 4,2 \text{ K}$) ayuda a la definición de las posiciones de los vórtices al realizar los experimentos de decoración magnética (mejor modulación de $B(r)$), pero no modifica las posiciones de los vórtices ya fijadas a temperatura superior.

Además realizamos un enfriamiento lento del material para procurar obtener una configuración estable de la red de vórtices. Como corroboración de esta estabilidad en nuestros experimentos observamos que la red de vórtices en interacción con defectos homogéneos (planos de macla en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) se distribuye uniformemente sobre las posiciones de los defectos.[104]

Por otro lado debemos considerar que las posiciones de los vórtices observadas corresponden a los mismos en sólo la superficie del material, que es lo que la técnica de decoración magnética es capaz de visualizar. Dadas estas condiciones, el modelo que en este capítulo se expone presenta los resultados de densidades de energías del sistema de vórtice por unidad de línea asociados a la configuración superficial de la red. Trabajar en función del espesor del material estudiado implica suponer que los vórtices son rígidos, *i. e.* líneas rectas en la dirección del campo magnético que conservan la configuración superficial observada. Como ya fue observado, en el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ esto no se cumple para grandes grosores ($> 30 \mu\text{m}$). El bajo valor de c_{44} [133] permite a los vórtices torcerse aprovechando tanto el anclaje dado por defectos intrínsecos como el anclaje dado por defectos superficiales. La aproximación de vórtices rígidos se podrá integrar a lo largo del grosor del material tan solo para los defectos que lo atraviesen (por ejemplo planos de macla).

Esto, por un lado indica que el modelo aplicado a sistemas de vórtices no rígidos estima estrictamente la energía de anclaje de vórtices correspondiente a un pequeño espesor asociado a la red de vórtices observada en la superficie. Para el caso particular de esta tesis, donde se analizan defectos superficiales generados en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, implica que los resultados del modelo son fiables hasta espesores iguales a la profundidad de los defectos. Sin embargo la diferencia energética señalada será la real, puesto que fuera del alcance de los defectos la red de vórtices recuperará la distribución observada en sistemas libres de defectos artificiales

5.4. Aplicación del modelo a sistemas con baja densidad de defectos intrínsecos. Monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ desmaclados

El primer ejemplo de aplicación del modelo lo realizamos en un sistema real con orden en la red de vórtices. Trabajamos en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales. En la figura 5.7(a) se observa una imagen obtenida por decoración de las posiciones de vórtices en dicho sistema a 66 *Oe* de campo magnético aplicado. En la misma se ve una red ordenada con simetría triangular, donde cada vórtice presenta, como comportamiento general, una correlación 6.

Extrayendo las posiciones de los vórtices en la red para este sistema mediante digitalización, se realiza el análisis energético expuesto en este capítulo. La figura 5.7(b) corresponde al mapa de densidades de energías de interacción vórtice-vórtice por unidad de línea de la imagen de decoración. En ésta, cada punto negro en el centro de una zona de color corresponde a la posición de un vórtice en la imagen experimental de decoración magnética. Luego, el color en la zona asociada a la posición de cada vórtice indica la densidad de energía de interacción por unidad de línea correspondiente a dicha posición, donde la escala al pie de la imagen indica el valor de dicha densidad de energía.

En general para el cálculo de la densidad de energía de interacción E_{12} se han considerado

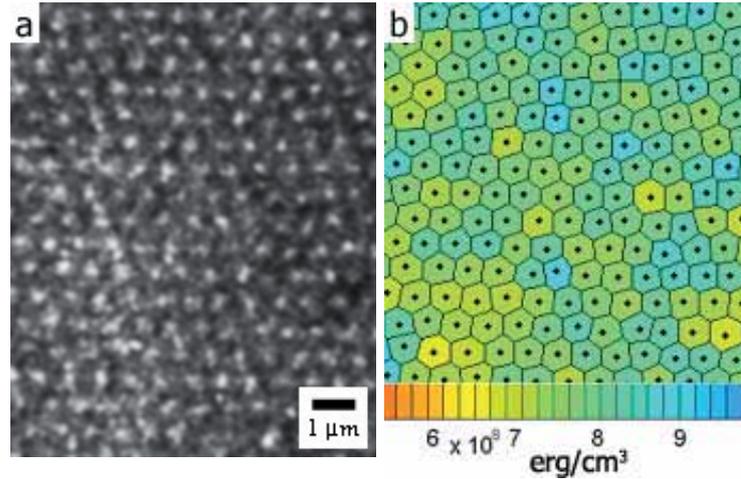


Figura 5.7: (a) Red de vórtices observada en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a 66 Oe , y (b) mapa de densidades de energías de interacción asociado a las posiciones de vórtices en la misma. La figura (b) se genera a partir de la digitalización de las posiciones de los vórtices en (a). En ella cada punto negro marca la posición de un vórtice y cada zona de color asociada a una posición indica la densidad superficial de energía de interacción por unidad de línea correspondiente a dicho vórtice en la red. La figura (a) muestra una red muy ordenada y casi sin defectos mientras que, a su vez, el mapa de densidades de energías (b) asociado señala las pequeñas imperfecciones en el orden marcando posiciones donde la densidad de energía de interacción presenta máximos o mínimos relativos.

interacciones sólo en un radio de 5 parámetros de red. Eso, para los materiales y las densidades de vórtices con las que se trabaja en esta tesis, implica trabajar siempre considerando distancias de interacción mayores a 10λ , que corresponde a un valor mayor al 99,99995% de la interacción con la totalidad de los vórtices de la red. Evidentemente, esto induce en los vórtices al borde de la imagen un efecto de menor interacción, o *efecto de borde*, que indica que la cantidad de vecinos con la que se considera la interacción no es la real (efecto no presente en la posición de red observada). Para que esto no afecte a los valores medios obtenidos simplemente se descartan los valores de energías correspondientes a posiciones cuya distancia respecto del borde de la imagen sea 2 veces el parámetro de red o menor. Con esta consideración se descartan todas las posiciones de vórtices con un error $> 2\%$ en su aporte a E_{12} debido a efectos de tamaño finito. Estas posiciones sí se consideran como vecinos efectivos para el cálculo de energías de interacción del resto de vórtices.

Cabe destacar que los mapas de energías de interacción como el que muestra la figura 5.7(b), son un paso previo a la obtención de resultados relacionados con las fuerzas de anclaje de vórtices. En este caso los valores mostrados (escala de colores) corresponden al aporte *individual* de cada vórtice al valor de densidad superficial de energía de interacción por unidad de línea E_{12} . El modelo permite obtener punto a punto el valor de la energía de interacción entre vórtices, logrando así identificar sectores de la red con anomalías en la fuerza de interacción.

De los resultados obtenidos para el sistema estudiado observamos que el aporte de un vórtice a la densidad de energía de interacción por unidad de línea para estos monocristales (E_{12}^M) se encuentra en torno a $7 \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$ con un valor de dispersión en la distribución de $0,31(2)$ ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M$). Para el cálculo de la dispersión en la distribución del valor de E_{12} se con-

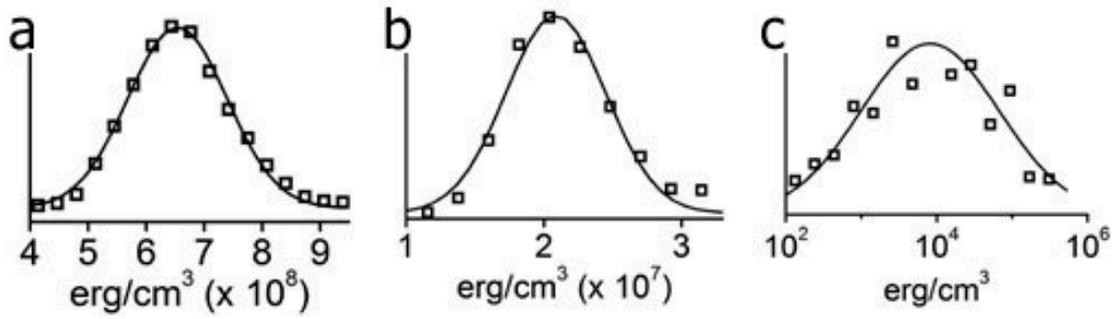


Figura 5.8: Distribuciones de los valores de densidades de energías de interacción por unidad de línea para un monocristal (E_{12}^M) de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a distintos valores de campo magnético aplicado; (a) 66 Oe , (b) 33 Oe y (c) 16,5 Oe . Las distintas imágenes muestran el aumento en la dispersión a medida que disminuye el campo magnético aplicado, lo que evidencia un incremento en el desorden de las posiciones de vórtices en la red. El ajuste realizado a los datos experimentales de las gráficas (a) y (b) corresponde a una distribución *normal* (o *gauseana*), mientras que para los datos experimentales de la gráfica (c) el ajuste corresponde a una distribución *log-normal*.

sidera el cociente entre el ancho máximo a media altura ($FWHM$) del ajuste *gauseano* a los datos experimentales y el valor medio de dicho ajuste. La distribución de densidades de energías de interacción por unidad de línea puede observarse en la figura 5.8(a).

Luego de manera teórica construimos un sistema bajo similares condiciones pero con ausencia de fuerzas de anclaje. Generamos un sistema perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices que el sistema experimental observado en la figura 5.7 ($n = 2,28(6) \mu\text{m}^{-2}$).

La figura 5.9(a) muestra un sistema perfectamente ordenado cuyo parámetro de red es el correspondiente a una red perfecta con igual densidad de vórtices que la observada experimentalmente en la figura 5.7(a). A su vez, en la figura 5.9(b) podemos ver el valor de las densidades de energías de interacción asociadas a cada punto en la red de vórtices del sistema teórico (perfectamente ordenado). Se observa un valor de la densidad de energía de interacción por unidad de línea para el sistema generado teóricamente (E_{12}^t) de $5,9(1) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$. Este valor es un poco menor al observado experimentalmente pero se mantiene en el mismo orden de magnitud variando en menos de un 10%. Esta variación se asocia al desorden en la red observada experimentalmente.

Analizando el sistema de la figura 5.7, y aplicando las ecuaciones descriptas con anterioridad, a partir de las posiciones leídas en la imagen podemos calcular los términos de densidades de autoenergía y energía de interacción para el sistema monocristalino (E_0^M y E_{12}^M respectivamente). Los valores obtenidos son $E_0^M = 4,1(1) \cdot 10^9 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^M = 6,9(1) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$. Vemos que el valor de la densidad de energía E_0^M se encuentra un orden de magnitud por encima del valor del término E_{12}^M , demostrando que la energía de formación de vórtices en la red para estos campos (66 Oe) es muy importante.

Dado que el término de autoenergía depende solamente de λ y de n , y que para los casos experimental y teórico estamos considerando los mismos valores para estas variables, las densidades de autoenergías E_0 del sistema experimental (E_0^M) y teórico (E_0^t) serán iguales.

Con estos datos podemos ahora aplicar la ecuación 5.10 y estimar un valor para la densidad de

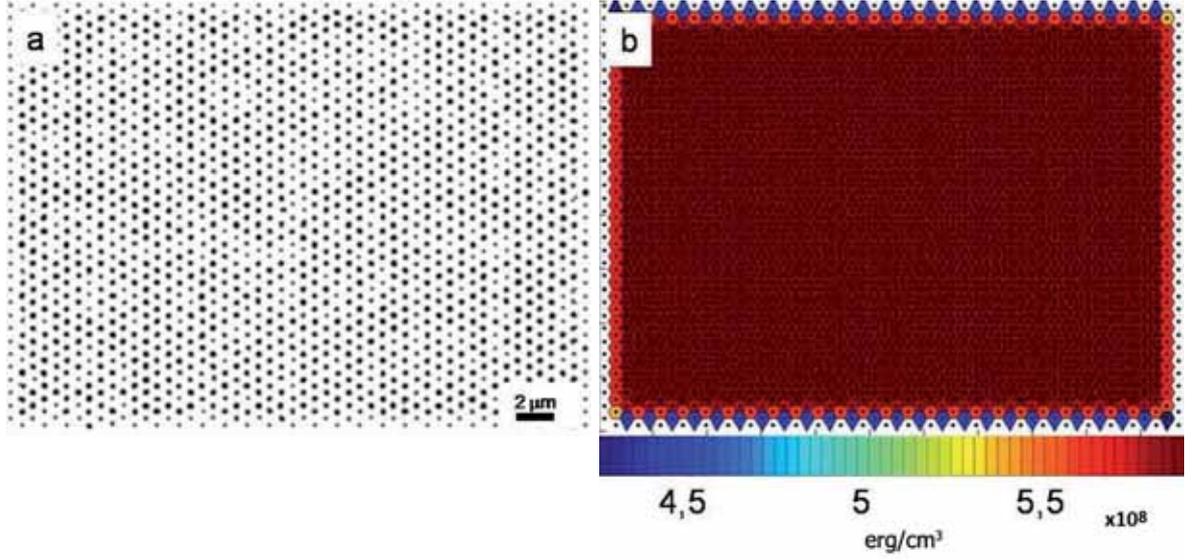


Figura 5.9: Sistema construido teóricamente para la comparación con el sistema observado en la figura 5.7 (perfectamente ordenado, con simetría triangular e igual densidad de vórtices). La figura (a) muestra el set de posiciones de vórtices generado donde se aprecia el orden y la simetría. La figura (b) muestra las correspondientes densidades de energías para cada una de las posiciones de los vórtices en la red generada. Se observa una homogeneidad para todas las posiciones de vórtices alejadas de los bordes de la imagen, donde la disminución en la densidad de energía de interacción de estas posiciones muestra el efecto de borde.

energía de anclaje de vórtices asociada a este sistema (monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) obteniendo un valor de $U_p^M = 1,0(2) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$. Este valor corresponde a un 14(3) % del valor de la densidad de energía de interacción E_{12}^M del propio sistema (U_p^M/E_{12}^M).

Concluimos que para este sistema experimental, donde la simetría triangular está presente de manera muy clara (cada vórtice tiene seis primeros vecinos con simetría triangular) las energías de anclaje de vórtices del sistema alcanzan el 14% de la energía de interacción del sistema.

Trabajamos ahora sobre monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a menor campo magnético aplicado (33 Oe y 16,5 Oe).

En la figura 5.10(a) se observa una imagen obtenida por decoración magnética de la red de vórtices a 33 Oe . De la digitalización de las posiciones de vórtices observadas y su respectivo cálculo de densidades de energía de interacción para cada una, surge el mapa de energías que se muestra en la figura 5.10(b).

Para este caso observamos una red de vórtices donde se puede apreciar la simetría triangular de la red de Abrikosov, pero con la aparición de defectos. Aquí, como en una estructura cristalina, podemos identificar defectos tales como vacancias en la red, vórtices intersticiales o inclusiones de líneas de vórtices.[73, 75] Por otro lado, en el mapa de energías se observan valores de energías de interacción un orden de magnitud más bajos que para el caso a 66 Oe (figura 5.7). El valor de la dispersión de densidad de energía de interacción obtenido para este sistema es de un 0,41(5) ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M$) en torno a los $2 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$ (figura 5.8(b)). La densidad de vórtices del sistema medido es de $0,77(2) \mu\text{m}^{-2}$. En comparación con el caso anterior a 66 Oe , estos resultados demuestran una interacción vórtice-defecto mucho más fuerte, generando mayor desorden en la

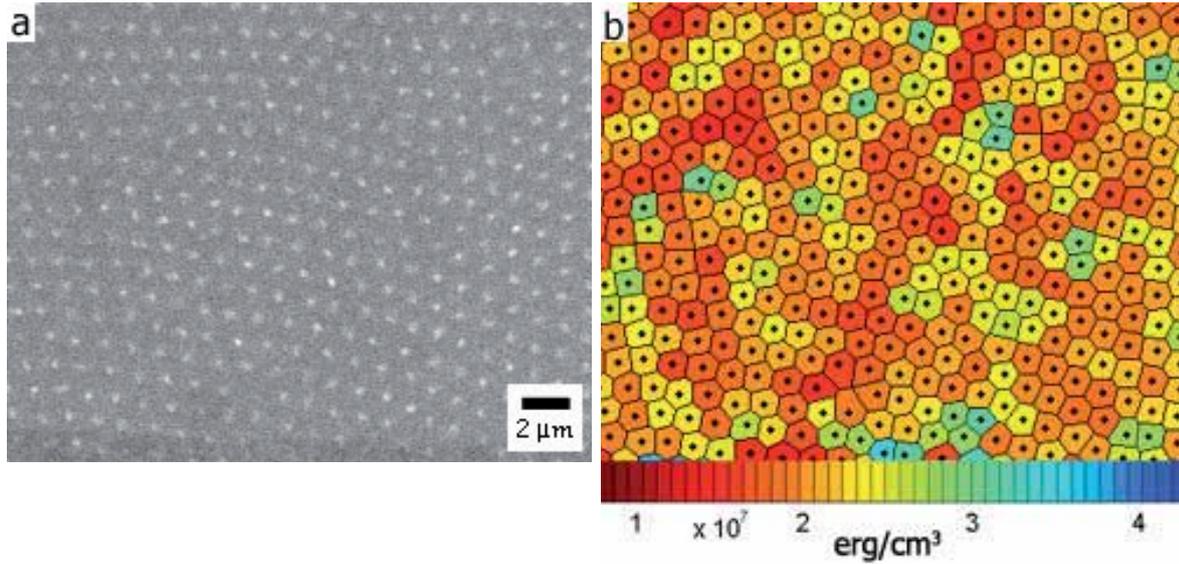


Figura 5.10: Detalle de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a 33 Oe . La figura (a) muestra la red de vórtices observada por experimentos de decoración magnética. La figura (b) muestra el mapa de densidad de energía de interacción por unidad de línea para las posiciones de los vórtices leídas en (a). La red de vórtices bajo estas condiciones muestra orden triangular con presencia de defectos estructurales.

red. Trabajar con campos menores implica distancias entre vórtices mayores y por lo tanto una interacción vórtice-vórtice más débil.

Comparando este sistema con uno equivalente de igual densidad de vórtices pero perfectamente ordenado (con energía de anclaje de vórtices nula) podemos estimar el valor para la energía de anclaje de vórtices del sistema medido (monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) como lo indica la ecuación 5.10. Los valores de densidades de energías obtenidos son $E_0^M = E_0^t = 1,41(3) \cdot 10^9 \text{ erg/cm}^3$; $E_{12}^M = 2,34(4) \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 1,76(4) \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$. Con esta información, se estima una energía de anclaje de vórtices asociada al sistema de $U_p^M = 5,8(8) \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$, que corresponde a un 25(4) % del aporte que hace la energía de interacción al sistema (U_p^M/E_{12}^M).

De la misma manera trabajamos ahora a $16,5 \text{ Oe}$. Para este caso (figura 5.11(a)) se ve claramente la pérdida completa de simetría en la red, donde incluso la dispersión en las energías de interacción que se observa en el mapa de energías (figura 5.11(b)) es de varios órdenes de magnitud. De nuevo aquí se observa la competencia entre interacción vórtice-vórtice e interacción vórtice-defecto. La baja densidad de vórtices hace que la interacción entre vórtices sea muy débil, prevaleciendo el desorden en la red.

La gráfica de la distribución de densidades de energías de interacción por unidad de línea muestra una dispersión de un 12(3) ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M$) en torno a un valor de $1 \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ (figura 5.8(c)). Notamos que para esta gráfica en particular, a diferencia de las mostradas con anterioridad (figuras 5.8(a) y 5.8(b)), se realiza el ajuste de una función *log-normal* y no de una función *normal* o gauseana.

Los resultados obtenidos para cada una de las energías que intervienen en este caso son $E_0^M = E_0^t = 1,45(3) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$; $E_{12}^M = 3,50(4) \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 35,2(6) \text{ erg/cm}^3$. Se

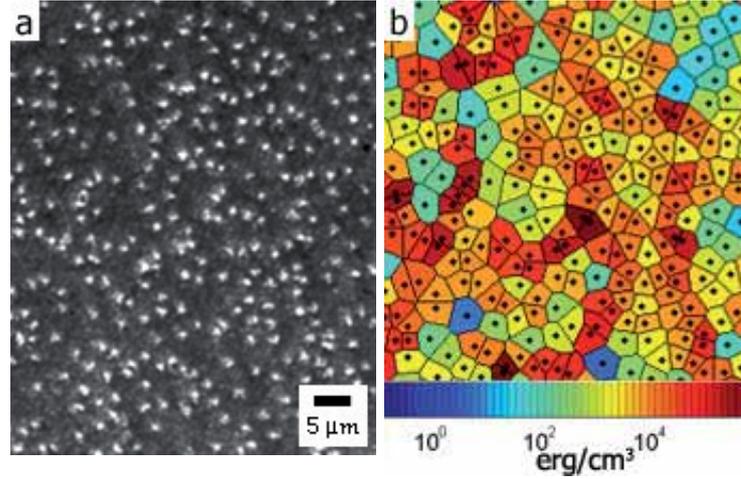


Figura 5.11: Detalle de la red de vórtices en una muestra monocristalina a 16,5 Oe . La figura (a) muestra la red de vórtices observada por experimentos de decoración magnética. La figura (b) muestra el mapa de densidad de energía de interacción por unidad de línea para las posiciones de los vórtices leídas en (a). Se observa un sistema con mucho desorden donde la simetría triangular no está presente en la red. Esto se ve reflejado en la gran dispersión de energías que se observa en el mapa de la figura (b).

estima un valor para la densidad de energía de anclaje de vórtices por unidad de línea de los monocristales (U_p^M) de $3,50(4) \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ equivalente a un 100(2) % del valor de la energía de interacción del sistema observado ($U_p^M/E_{12}^M \times 100$).

La figura 5.12 muestra una comparativa de los resultados experimentales obtenidos tomando como referencia los valores teóricos del modelo desarrollado. Con un círculo indica los valores experimentalmente de E_{12} y U_p para monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales a los diferentes campos magnéticos aplicados. En la imagen se grafica la densidad de energía de interacción E_{12}^M y, en los diferentes detalles, la densidad de energía asociada al anclaje de vórtices U_p^M . A modo de referencia la figura muestra los valores de E_{12}^t y E_0^t correspondientes a un sistema con simetría triangular y perfectamente ordenado (líneas continua y de puntos respectivamente).

La tabla 5.1 resume los resultados obtenidos de aplicar el modelo energético a monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales. En ella se muestran los valores de densidad de vórtices n e inducción magnética B asociados a cada sistema; los resultados de densidades de energías medidos y calculados empleando el modelo energético (E_{12} , E_0 y U_p para los casos teórico y experimental); el valor de dispersión en la densidad de energía de interacción ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M$); y el valor porcentual que relaciona a la densidad de energía de anclaje con la contribución correspondiente a la densidad de energía de interacción del sistema (U_p^M/E_{12}^M).

Se observa que tanto el promedio de la densidad de energía de interacción por unidad de línea E_{12}^M como el de la densidad de energía por unidad de línea asociada a la fuerza de anclaje de los vórtices U_p^M crecen con el campo magnético aplicado H . Sin embargo la disminución con H del cociente que compara las densidades de energías de anclaje y de interacción (U_p^M/E_{12}^M) implica una mayor importancia del término E_{12}^M para mayores campos (a medida que disminuye el parámetro de red). Esto indica una fuerte competencia entre las energías de interacción vórtice-

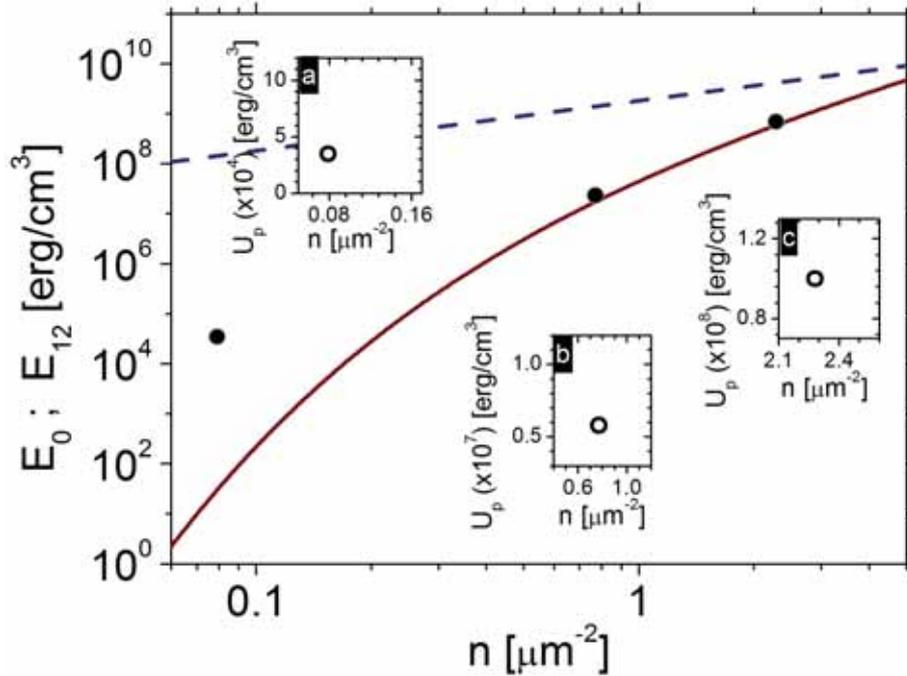


Figura 5.12: Densidades de energía de interacción E_{12} para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales a los diferentes campos magnéticos aplicados, en función de la densidad de vórtices n . La línea continua indica el valor de densidad E_{12} correspondiente a un sistema con simetría triangular perfectamente ordenado. La línea de puntos indica el valor correspondiente a la autoenergía E_0 . En los detalles de la gráfica se muestran los valores de densidad de energía asociada a las fuerzas de anclaje de vórtices U_p para los distintos valores de campo magnético aplicado: (a) $16,5 \text{ Oe}$; (b) 33 Oe y (c) 66 Oe .

vórtice y vórtice-defecto, donde a medida que aumenta el campo magnético aplicado disminuye la distancia entre vórtices aumentando así la interacción vórtice-vórtice; lo que se observa como un incremento en el orden de la red de vórtices a pesar de la presencia de defectos en el sistema. Finalmente vemos esto reflejado en la disminución del valor de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M$, asociando esa menor dispersión en energías de interacción con una mayor homogeneidad en la distribución de energías de interacción, y por consiguiente de los propios vórtices dentro de la red.

5.5. Aplicación del modelo energético a monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con diferentes tipos de defectos

Una vez evaluado el modelo energético lo aplicamos a diferentes sistemas experimentales. Estimamos pues densidades de energía por unidad de línea asociadas al anclaje de vórtices (U_p) para diferentes tipos de defectos presentes en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Sin embargo, por como ha sido definido, el término U_p está asociado a todos los centros de anclaje presentes en el sistema. Toda variación energética respecto de un sistema perfectamente ordenado, que es el sistema utilizado como referencia, es atribuida a este término. Sin embargo es posible obtener la contribución particular asociada a sólo un tipo de centros de anclaje en particular. Basta con comparar dos sistemas experimentales cuya única diferencia sea la presencia del tipo de centro de

anclaje a analizar tomando como referencia el sistema donde dicha clase de centro de anclaje no esté presente. Considerando ahora que el término energético asociado a las fuerzas de anclaje U_p muestra la contribución a la energía asociada a las fuerzas de anclaje dadas por todos los centros de anclaje presentes en el sistema de referencia (U_p^{ref}) más el tipo de centro de anclaje particular a analizar, podemos separar la contribución de este tipo de centro de anclaje individual en un nuevo factor \tilde{U}_p definido como

$$\tilde{U}_p = \left| U_p - U_p^{ref} \right|, \quad (5.12)$$

donde el valor absoluto de la resta se toma para evitar que, ante centros de anclaje que ordenen la red de vórtices, el valor de \tilde{U}_p sea negativo.

Para realizar la resta directa de ambos términos en la ecuación 5.12, debemos suponer la no interacción entre defectos. Esto no es cierto (como fue observado en el capítulo 4) pero como aproximación es válido siempre que no se estudien sistemas con más de una clase de centros de anclaje fuerte, pudiendo despreciar la interacción con los centros de anclaje débil ante la presencia de estos otros.[74, 104]

5.5.1. Planos de maclas en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

La figura 5.13(a) muestra la red de vórtices en una muestra monocristalina de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con planos de macla. La imagen corresponde a una decoración realizada a un campo magnético de 66 Oe. Se observa que, por un lado, la simetría triangular en la red ya no se hace presente de manera tan clara como para el caso análogo sin planos de macla; mientras que por otro, las posiciones de los vórtices muestran una fuerte correlación lineal debida a planos de macla (en dirección diagonal para la imagen, $\sim -30^\circ$ respecto de la horizontal).

La figura 5.13(b) muestra el mapa de densidades de energía de interacción entre vórtices por unidad de línea, para las posiciones de vórtices correspondientes a la figura 5.13(a). Comparando

Tabla 5.1: Resultados obtenidos en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales para los diferentes campos magnéticos H aplicados. Se muestran valores de densidad superficial de vórtices n e inducción magnética B medidos; densidades de energías E_0^M y E_{12}^M calculadas a partir de las posiciones de los vórtices observadas; densidades de energías E_0^t y E_{12}^t para sistemas modélicos de características comparables a cada uno de los sistemas estudiados; dispersión de E_{12}^M ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M$); y densidades U_p^M para la energía asociada a los diferentes tipos de centros de anclaje de vórtices, con un cociente porcentual comparativo respecto de la energía de interacción del sistema (U_p^M/E_{12}^M). En particular para estos sistemas se observa un incremento en el valor de E_{12}^M con H (acorde a lo observado en la figura 5.4); mientras que el desorden, asociado a los valores de U_p^M/E_{12}^M y $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M$, crece en función de la disminución de H (acorde a lo observado en la figura 5.5). Notamos que para un sistema muy ordenado, $H = 66$ Oe en la tabla (figura 5.7), el modelo señala valores de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M = 0,31(2)$ y $U_p^M/E_{12}^M = 13(3)\%$.

H [Oe]	Densidades		Energías [erg/cm ³]			$\frac{FWHM_{(E_{12})}}{E_{12}^M}$	U_p^M [erg/cm ³]	U_p^M/E_{12}^M [×100]
	n [μm ⁻²]	B [G]	$E_0^M (= E_0^t)$	E_{12}^M	E_{12}^t			
16,5	0,079(1)	1,64(3)	$1,45(3) \cdot 10^8$	$3,50(4) \cdot 10^4$	35,2(6)	12(3)	$3,50(4) \cdot 10^4$	100(2)
33	0,77(2)	15,9(5)	$1,41(3) \cdot 10^9$	$2,34(4) \cdot 10^7$	$1,76(4) \cdot 10^7$	0,41(5)	$5,8(8) \cdot 10^6$	25(4)
66	2,28(6)	47(1)	$4,1(1) \cdot 10^9$	$6,9(1) \cdot 10^8$	$5,9(1) \cdot 10^8$	0,31(2)	$1,0(2) \cdot 10^8$	14(3)

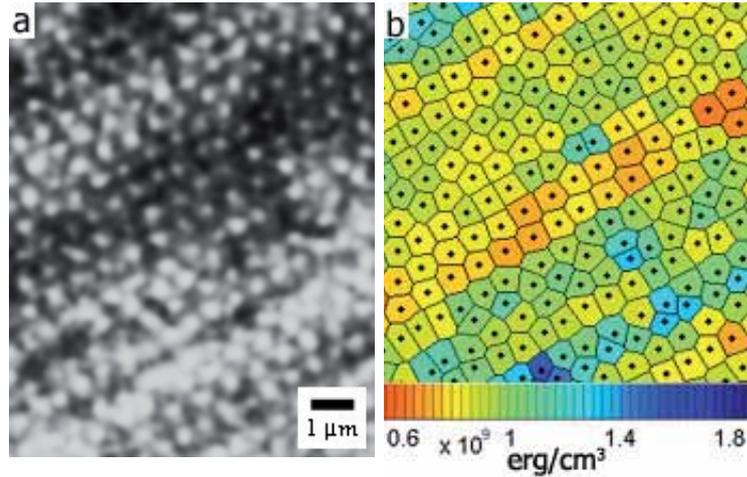


Figura 5.13: (a) Red de vórtices en una muestra monocristalina de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con planos de macla a 66 Oe. (b) Mapa de densidades de energía de interacción por unidad de línea para las posiciones leídas en (a). Se observa una clara correlación lineal de la red de vórtices en una dirección que se corresponde con la presencia de planos de macla en la muestra ($\sim -30^\circ$ respecto de la horizontal).

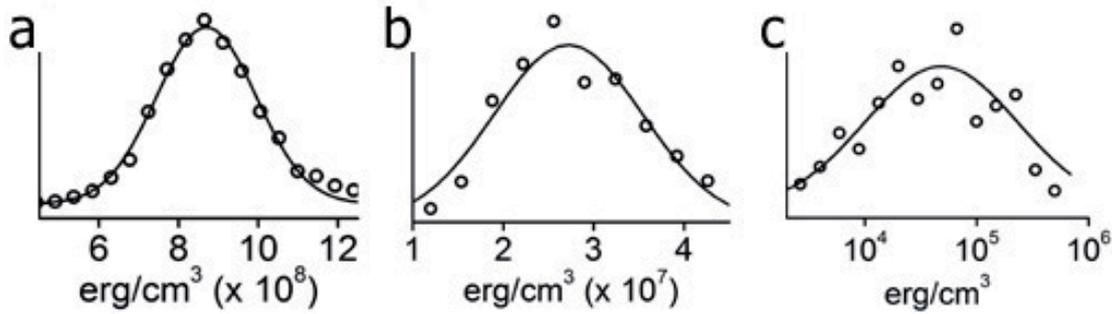


Figura 5.14: Distribuciones de densidades E_{12} para los mapas de energías observados en muestras monocristalinas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con planos de macla (E_{12}^{Mpdm}). Las distribuciones corresponden a campos magnéticos aplicados de (a) 66 Oe, (b) 33 Oe y (c) 16,5 Oe. Se observan valores medios más altos que para sistemas sin planos de macla, con dispersiones que son menores para campos bajos y mayores para campos altos; indicando la aparición de un orden con simetría diferente a la triangular.

con el mismo sistema sin planos de macla (figura 5.7), se observa aquí una dispersión mayor de E_{12} con valores un poco mayores a los de sistemas desmaclados. La distribución de valores de E_{12} se puede ver en la figura 5.14(a). Para este caso la distribución toma un valor para la dispersión de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{Mpdm} = 0,34(2)$, que es un valor similar al observado para sistemas desmaclados (figura 5.8) aunque un poco mayor. Esto está de acuerdo con una interacción vórtice-defecto más fuerte dada la presencia de planos de macla en el material.

Con los datos medidos en este sistema (monocristales con planos de macla) calculamos los valores de densidades de energía $E_0^{Mpdm} = E_0^t = 4,5(1) \cdot 10^9 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{Mpdm} = 9,4(2) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 7,4(2) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$. Con estos valores estimamos un valor para la densidad de energía por unidad de línea asociada a las fuerzas de anclaje en muestras con presencia de planos de macla de $U_p^{Mpdm} = 2,0(4) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$. Este valor alcanza un 21(5) % de la energía de interacción del

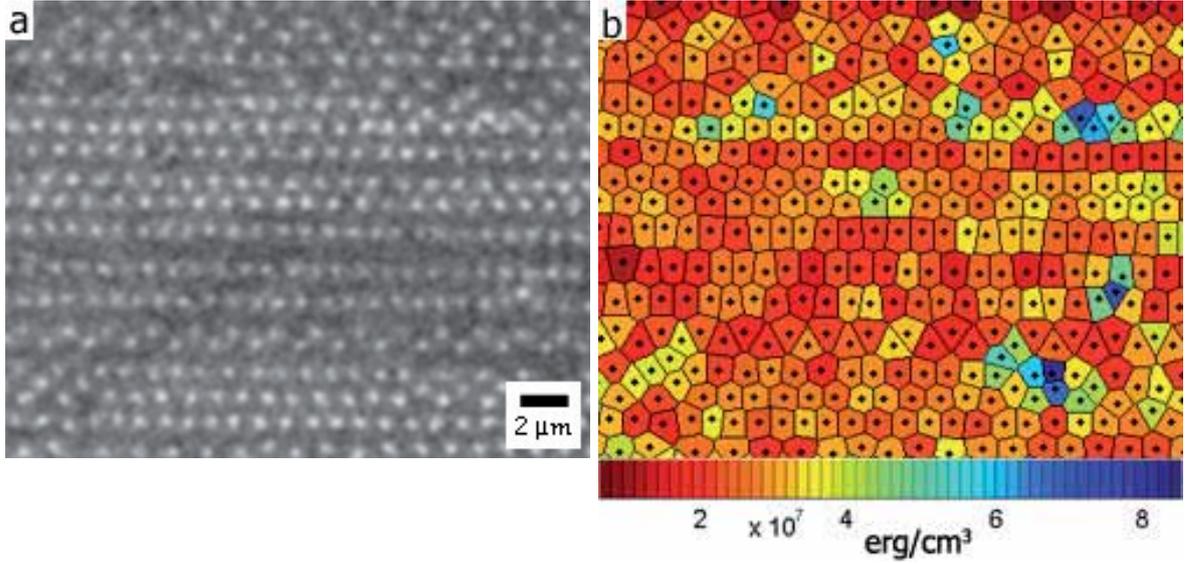


Figura 5.15: (a) Red de vórtices en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con planos de macla a 33 Oe . (b) Mapa de energías para las posiciones observadas en (a). Se observa en la red una muy fuerte correlación lineal del sistema dada por la presencia de planos de macla.

sistema (U_p^{Mpdm}/E_{12}^{Mpdm}).

Sin embargo, recordamos que la contribución a la energía de anclaje en este sistema está asociada tanto a la presencia de planos de macla como a la de defectos intrínsecos del material. Por consiguiente, considerando la ecuación 5.12 y tomando como sistema de referencia el mismo material sin presencia de planos de macla para el mismo valor de campo aplicado (tabla 5.1), obtenemos la contribución a la densidad de energía de anclaje de vórtices correspondiente sólo a los planos de macla (\tilde{U}_p^{Mpdm}). Su valor es $\tilde{U}_p^{Mpdm} = 1,0(6) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$ que alcanza un 11(7) % del valor de la energía de interacción del sistema ($\tilde{U}_p^{Mpdm}/E_{12}^{Mpdm}$).

El valor obtenido para \tilde{U}_p^{Mpdm} es del orden de la energía asociada a fuerzas de anclaje para sistemas sin planos de macla, aunque porcentualmente un poco menor; lo que indica una contribución de planos de macla a la energía asociada al anclaje de vórtices de igual magnitud que la contribución del resto de defectos en el material.

Continuando con el análisis de la energía de anclaje de vórtices asociada a planos de macla estudiamos la red de vórtices para campos a 33 Oe . La figura 5.15(a) muestra la red de vórtices para estas condiciones en una muestra monocristalina de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con planos de macla. Vemos nuevamente que existe una clara correlación lineal para las posiciones de los vórtices, en este caso en la dirección horizontal de la imagen.

Trabajando a partir de las posiciones de los vórtices leídas en esta imagen obtenemos el mapa de energías que se muestra en la figura 5.15(b). Para este sistema se aprecia una dispersión que abarca casi por completo el rango en el orden de magnitud observado, valor en la dispersión que es mayor que el observado para muestras libres de planos de macla (figura 5.10). La comparación con dicho sistema muestra que en este caso la simetría triangular típica de la red de Abrikosov está presente en menor medida, apareciendo solo en zonas donde es clara la mayor densidad de planos de macla.

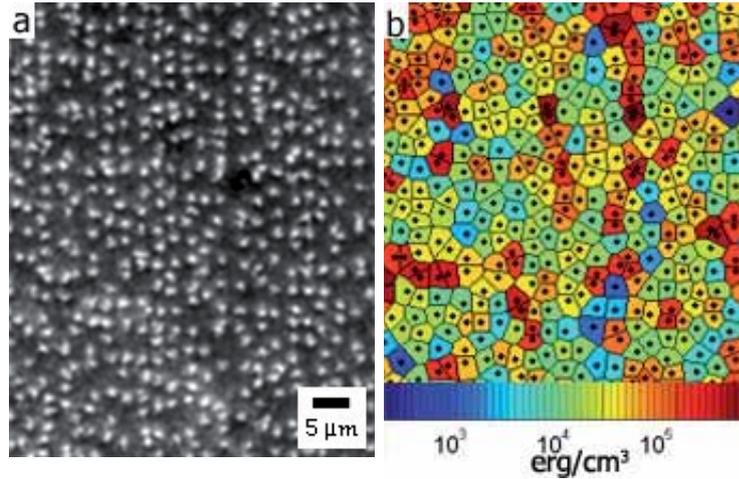


Figura 5.16: (a) Red de vórtices en un monocristal de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con planos de macla a 16,5 Oe . (b) Mapa de densidades E_{12}^{Mpdm} para las posiciones leídas en (a). La presencia de los planos de macla se ve poco clara en comparación a resultados para mayor campo aplicado. Sin embargo es posible observar una sutil correlación lineal para las posiciones de los vórtices dada por la presencia de estos defectos (en la imagen en dirección vertical).

De los datos leídos en este sistema obtenemos valores para las diferentes energías del modelo; $E_0^{Mpdm} = E_0^t = 1,4(3) \cdot 10^9 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{Mpdm} = 3,20(5) \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 1,76(4) \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$. La distribución de energías obtenida para los valores correspondientes a E_{12}^{Mpdm} (mapa de energías de la figura 5.15(b)) arroja un valor de 0,67(9) de dispersión ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{Mpdm}$) como se observa en la figura 5.14(b). Este valor es mayor en más de un 50% al observado para sistemas sin presencia de planos de macla. Luego el valor estimado asociado a la energía de anclaje de vórtices es $U_p^{Mpdm} = 1,44(9) \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$; lo que porcentualmente alcanza el 45(4)% de la energía de interacción del sistema (U_p^{Mpdm}/E_{12}^{Mpdm}). Sin embargo, la contribución de solamente los planos de macla a la energía de anclaje de vórtices (ecuación 5.12) es de $\tilde{U}_p^{Mpdm} = 9(2) \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$; que alcanza el 28(7)% de la energía de interacción del sistema ($\tilde{U}_p^{Mpdm}/E_{12}^{Mpdm}$). Este valor es similar al observado para sistemas desmaclados, lo que indica una vez más una fuerte importancia en el orden impuesto al sistema por la presencia de planos de macla.

Trabajamos ahora aplicando un campo de 16,5 Oe . La figura 5.16(a) muestra la red de vórtices bajo estas condiciones. Se observa un desorden general en la red con correlación lineal no muy clara y difícilmente identificable. Para esta imagen en particular se espera una correlación lineal en dirección vertical (dirección de los planos de macla en la imagen).

A partir de las posiciones de vórtices observadas en la imagen se obtiene el mapa de energías que muestra la figura 5.16(b). En el mismo se observa una dispersión menor que para el caso de estas muestras sin planos de macla, donde los valores de E_{12} se distribuyen en un rango menor (menos órdenes de magnitud) aunque con un valor medio mayor que para el caso anterior a 33 Oe .

En función de los datos medidos calculamos los valores de las densidades de energías de interacción y autoenergía obteniendo $E_0^{Mpdm} = E_0^t = 2,60(4) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{Mpdm} = 1,10(1) \cdot 10^5$

erg/cm^3 y $E_{12}^t = 3,18(6) \cdot 10^3 erg/cm^3$. La distribución de energías de E_{12}^{Mpdm} muestra una dispersión ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{Mpdm}$) de 6,0(6) (figura 5.14(c)). Esto es nada más que el 50 % de lo que se observa para estos sistemas sin planos de macla, en acuerdo con la presencia de una estructuración en la red de vórtices. Finalmente los valores de densidades de energía asociados a la fuerza de anclaje de vórtices U_p^{Mpdm} para el sistema en general (incluyendo la contribución de los planos de macla) como \tilde{U}_p^{Mpdm} para solamente los planos de macla son $U_p^{Mpdm} = 1,07(1) \cdot 10^5 erg/cm^3$ ($U_p^{Mpdm}/E_{12}^{Mpdm} = 97(2) \%$) y $\tilde{U}_p^{Mpdm} = 7,2(1) \cdot 10^4 erg/cm^3$ ($\tilde{U}_p^{Mpdm}/E_{12}^{Mpdm} = 65(2) \%$) respectivamente. Vemos que del total del valor de U_p^{Mpdm} un poco más de la mitad corresponde a la presencia de planos de macla en el material. Esto indica una interacción vórtice-defecto de la red con los planos de macla muy importante, en el orden de la interacción de la red con los defectos débiles intrínsecos.

Al respecto, la tabla 5.2 muestra un compendio de los datos correspondientes a monocristales con presencia de planos de macla. En ella se observa un incremento en el valor de la energía asociada al anclaje de vórtices por parte de los planos de macla (\tilde{U}_p^{Mpdm}) con un valor porcentual ($\tilde{U}_p^{Mpdm}/E_{12}^{Mpdm}$) que va disminuyendo con campo magnético. Se aprecia una fuerte presencia de los planos de macla en el orden de la red, los cuales van cediendo paso a la interacción vórtice-vórtice a medida que aumenta el campo magnético aportando del orden del 50 % de la energía de anclaje. Por otro lado, comparando con sistemas sin planos de macla (tabla 5.1), los valores de las dispersiones de energías de interacción ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{Mpdm}$) son mayores para campos de 66 Oe y 33 Oe, pero menor para el caso de 16,5 Oe. Dado que este valor está directamente relacionado con el orden presente en el material deducimos que la presencia de planos de macla induce orden en sistemas muy desordenados, desordenando la red al intentar imponer una simetría distinta de la triangular (correlación lineal) en sistemas ordenados.

La figura 5.17 muestra los valores de E_{12} obtenidos para monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ con planos de macla (tabla 5.2). A modo de comparación, la misma gráfica muestra resultados correspondientes a monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales (figura 5.12). En

Tabla 5.2: *idem* tabla 5.1 para monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ con presencia de planos de macla. Los datos se muestran en función del campo magnético aplicado H . Los valores de \tilde{U}_p corresponden solo al aporte de los planos de macla al valor de U_p . Se observan valores de densidades E_{12} mayores que para monocristales sin planos de macla con dispersiones menores para 16,5 Oe y mayores para mayores campos. Esto indica una influencia mayor en el orden de la red, con simetría diferente a la triangular.

H [Oe]	n [μm^{-2}] (B [G])	Energías [erg/cm^3]			$\frac{FWHM_{(E_{12})}}{E_{12}^{Mpdm}}$	\tilde{U}_p^{Mpdm} (U_p^{Mpdm}) [erg/cm^3]	$\frac{\tilde{U}_p^{Mpdm}}{E_{12}^{Mpdm}}$ ($\frac{U_p^{Mpdm}}{E_{12}^{Mpdm}}$) [$\times 100$]
		E_0^{Mpdm} ($= E_0^t$)	E_{12}^{Mpdm}	E_{12}^t			
16,5	0,143(2) [2,96(2)]	$2,60(4) \cdot 10^8$	$1,10(1) \cdot 10^5$	$3,18(6) \cdot 10^3$	6,0(6)	$7,2(1) \cdot 10^4$ [$1,07(1) \cdot 10^5$]	65(2) [97(2)]
33	0,77(2) [15,9(5)]	$1,4(3) \cdot 10^9$	$3,20(5) \cdot 10^7$	$1,76(4) \cdot 10^7$	0,67(9)	$9(2) \cdot 10^6$ [$1,44(9) \cdot 10^7$]	28(7) [45(4)]
66	2,46(6) [51(1)]	$4,5(1) \cdot 10^9$	$9,4(2) \cdot 10^8$	$7,4(2) \cdot 10^8$	0,34(2)	$1,0(6) \cdot 10^8$ [$2,0(4) \cdot 10^8$]	11(7) [21(5)]

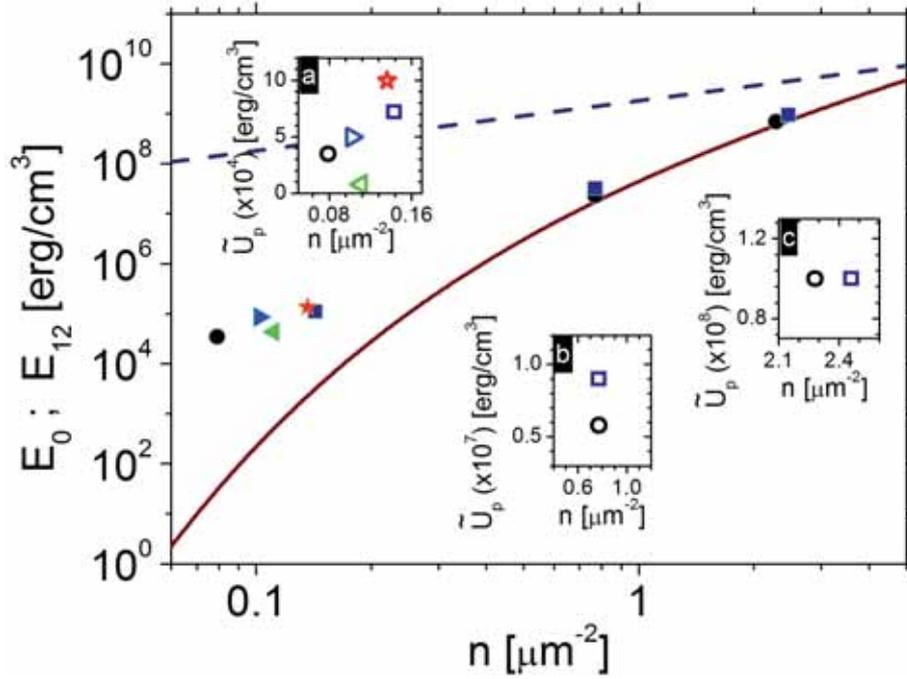


Figura 5.17: Densidades de energía de interacción E_{12} para los diferentes sistemas estudiados en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, y a los diferentes campos magnéticos aplicados, en función de la densidad de vórtices n . La línea continua indica el valor de densidad E_{12} correspondiente a un sistema con simetría triangular perfectamente ordenado. La línea de puntos indica el valor correspondiente a la autoenergía E_0 . En los detalles de la gráfica se muestran los valores de densidad de energía asociada a las fuerzas de anclaje de vórtices \tilde{U}_p correspondientes a cada uno de los sistemas (U_p para sistemas libres de planos de macla y defectos artificiales). Cada detalle agrupa los datos correspondientes a los distintos valores de campo magnético aplicado: (a) 16,5 Oe; (b) 33 Oe y (c) 66 Oe. Los símbolos corresponden a: \circ sistemas libres de planos de macla y defectos artificiales, \square sistemas con planos de macla, \star sistemas indentados, \triangleleft sistemas irradiados con distancia entre defectos de 2,5 μm , y \triangleright sistemas irradiados con distancia entre defectos de 5 μm .

los detalles de la imagen se indican los valores de \tilde{U}_p para monocristales con planos de macla (tabla 5.2), agrupándolos en función del campo magnético aplicado ((a) 16,5 Oe; (b) 33 Oe y (c) 66 Oe).

Se observan resultados de \tilde{U}_p para planos de macla en el orden de los valores de U_p obtenidos para monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales. Esto indica una contribución muy importante por parte de planos de macla a la fuerza de anclaje de vórtices, en el orden de la ejercida por los defectos intrínsecos de los propios sistemas.

En la gráfica se observan variaciones en la densidad de vórtices n entre sistemas diferentes bajo el mismo campo aplicado H , como ya fue comentado. Se estima que el factor más importante influyendo sobre los sistemas en este aspecto es la diferencia en forma de las muestras empleadas. Esto provocaría cambios en el valor del factor demagnetizante N , cobrando relevancia este factor al trabajar con densidades de vórtices muy bajas. No se descarta el incremento local en la densidad debido a la presencia de un anclaje fuerte (en este caso en particular planos de macla) como puede apreciarse en la figura 5.6.

5.5.2. Defectos artificiales en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Trabajamos estimando energías de anclaje de vórtices asociadas a defectos artificialmente generados. En nuestro caso mostramos resultados para dos tipos de defectos; indentaciones a escala nanométrica e irradiaciones con haz de iones focalizado. El análisis para cada uno de estos tipos de defectos lo realizamos sobre arreglos de líneas paralelas. Esto permitió obtener fácilmente un promedio en área de los resultados, posibilitando además una comparación con los resultados observados en la superficie de materiales maclados.

Sin embargo, como ya fue indicado en el capítulo anterior (capítulo 4), para materiales con defectos que afectan la planaridad de la superficie solo es posible observar la red de vórtices a campos de $16,5 \text{ Oe}$.

5.5.2.1. Defectos artificiales generados por nanoindentación

Se trabajó en el análisis de sistemas con defectos nanoindentados empleando monocristales con arreglos periódicos de defectos lineales. Estos defectos se fabricaron aplicando una fuerza de $0,5 \text{ mN}$ generando líneas a una distancia entre ellas de $2,5 \mu\text{m}$ con una zona cubierta de más de $250 \times 250 \mu\text{m}^2$, lo que es suficiente para observar áreas afectadas por estos defectos sin apreciar deformaciones dadas en los bordes del arreglo.

En particular, un detalle de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ nanoindentados puede observarse en la figura 5.18(a). En ella se aprecia una clara estructuración lineal de la red de vórtices que no se observa a iguales campos para muestras sin defectos artificiales (figuras 5.11 y 5.16). La zona mostrada de la red de vórtices corresponde a un sector del arreglo de indentaciones donde no están presentes todas las líneas del mismo. Para estos sectores con ausencia de líneas se observa una preferencia de la red por posicionar los vórtices en los defectos y no en el espacio que se da entre ellos. La ausencia de vórtices en las posiciones para las líneas ausentes está acompañada de una mayor densidad de vórtices para los defectos junto a dichas posiciones y, por consiguiente, se espera en estas posiciones una mayor energía de interacción.

El mapa de densidades de energías de interacción para este material con nanoindentaciones (E_{12}^{Mnin}) muestra valores de energías superiores a aquellos observados en monocristales sin defectos artificiales. Por otro lado la dispersión en energías mostrada en la figura 5.18(b) se aprecia muy grande pero claramente localizada, encontrando grandes energías de interacción para las zonas vecinas a posiciones con ausencia de defectos y energías bajas para defectos alejados de estas posiciones.

La distribución de valores de E_{12}^{Mnin} se observa en la figura 5.19(a). Se aprecian valores de energías mayores que para muestras sin defectos (figura 5.8) y con mayor dispersión que para muestras con planos de macla (figura 5.14).

Para este sistema se obtienen valores de dispersión de energías de interacción de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{Mnin} = 13(2)$. Este número en sí indica una variación típica de sistemas desordenados. Sin embargo observando la imagen 5.18 lo que vemos es que no es un desorden aleatorio como en el caso de sistemas sin defectos artificiales sino asociado a la ausencia de líneas en el arreglo de defectos. Para este caso los máximos en energías se presentan en unas zonas de la muestra y los mínimos en otras zonas, dónde ambas zonas son fácilmente identificables; respectivamente cerca y lejos de las posiciones de líneas ausentes en el arreglo de defectos.

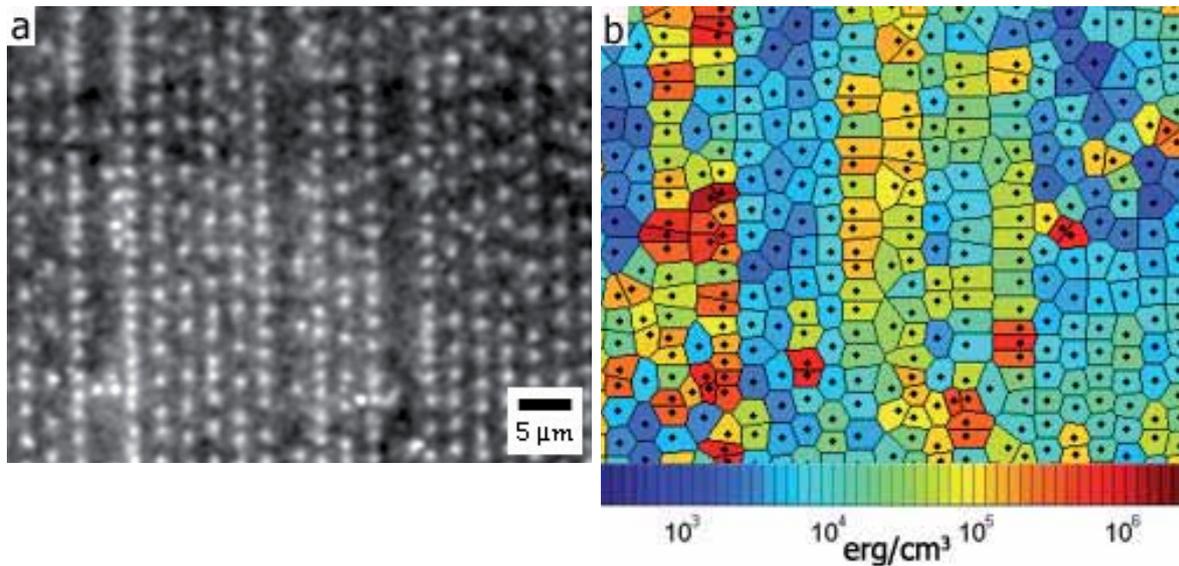


Figura 5.18: (a) Imagen de la red de vórtices a $16,5 Oe$ en monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ indentados a $0,5 mN$ con un parámetro de red de defectos de $2,5 \mu m$. (b) Mapa de densidades de energía de interacción por unidad de línea para las posiciones de los vórtices observadas en (a). Se observa una clara correlación lineal, mucho más que para muestras con planos de macla bajo las mismas condiciones. Para la posición de líneas ausentes en el arreglo de defectos artificiales se observa una densidad menor de vórtices, mientras que para los defectos inmediatamente contiguos la densidad de vórtices es mayor. El valor de densidad de energía de interacción alcanza máximos locales para estas posiciones, presentando sus valores mínimos para las posiciones más alejadas a estas líneas.

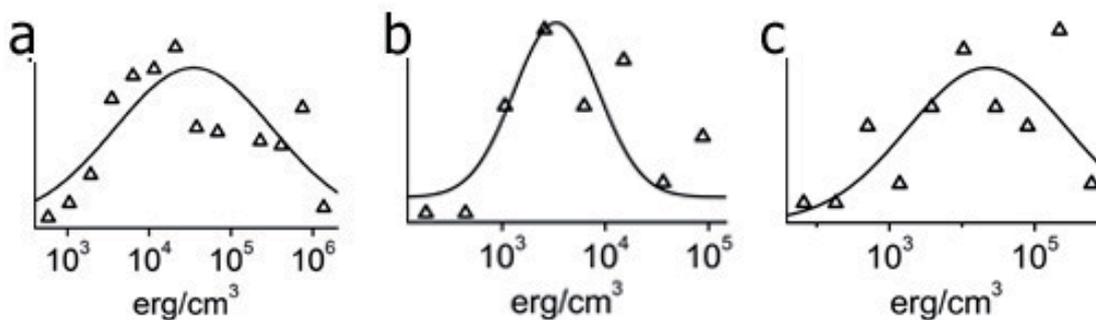


Figura 5.19: Distribuciones de densidades de energía de interacción por unidad de línea para (a) sistemas nanoindentados con $2,5 \mu m$ de parámetro de red ($E_{12}^{M_{nin}}$), y para sistemas irradiados con haz de iones focalizado con (b) $2,5 \mu m$ ($E_{12}^{M_{ir}}$) y (c) $5 \mu m$ de parámetro de red ($E_{12}^{M_{ir2}}$). Se observan valores menores en energías de interacción para sistemas irradiados con menor distancia entre líneas ((b)), pero con una menor dispersión en la distribución.

Para las densidades de energía por unidad de línea de este sistema obtenemos los valores $E_0^{Mnin} = E_0^t = 2,42(3) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{Mnin} = 1,37(1) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 1,89(3) \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$. De estos valores estimamos un valor de densidad de energía por unidad de línea asociado al anclaje de vórtices en el monocristal nanoindentado de $U_p^{Mnin} = 1,35(1) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, que alcanza un 99(1) % (U_p^{Mnin}/E_{12}^{Mnin}) de la energía de interacción del sistema. Nuevamente tomando como referencia un sistema de similares características pero sin nanoindentaciones (tabla 5.1) obtenemos valores de densidades de energía por unidad de línea asociados solo a la presencia de indentaciones en la muestra. Los valores obtenidos son $\tilde{U}_p^{Mnin} = 1,00(1) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, que equipara a un 73(1) % de la energía de interacción del sistema ($\tilde{U}_p^{Mnin}/E_{12}^{Mnin}$).

Este valor porcentual de \tilde{U}_p^{Mnin} indica que este tipo de defectos tiene más importancia que los planos de macla (valor porcentual superior en aproximadamente un 10 %). Al respecto se observa una clara diferencia al comparar las figuras 5.18 y 5.16. Sin embargo debemos recordar que estamos trabajando con las posiciones de los vórtices leídas en la superficie del material. Por lo que así como para planos de macla se ha demostrado que la correlación se extiende a lo largo de todo el espesor del material, en este tipo de defectos no podemos asegurar el comportamiento observado nada más que en una pequeña porción de todo el espesor, sin poder estimar el valor de esa porción de espesor.

5.5.2.2. Defectos artificiales generados por irradiación con haz de iones focalizado

Se estimaron también energías de anclaje de vórtices para monocristales con defectos irradiados por haz de iones focalizado analizando dos casos diferentes. Un caso que corresponde a arreglos similares al observado en monocristales nanoindentados, y otro con un doble espaciado entre defectos (líneas a $2,5 \mu\text{m}$ y a $5 \mu\text{m}$ de distancia, respectivamente). Para este caso las áreas cubiertas por los arreglos de defectos son menores que para defectos indentados, trabajando con áreas de tan sólo $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ con este tipo de defectos. Esto implica un error estadístico más grande que, como se verá en la propagación de errores, no influye demasiado en los resultados.

La figura 5.20(a) muestra la red de vórtices para materiales con arreglos lineales de defectos con distancia de $2,5 \mu\text{m}$ entre líneas. Como ya se observara previamente (capítulo 4) la red se encuentra desordenada, sin presencia de simetría triangular pero con correlación lineal clara.

Observando el mapa de energías de interacción correspondiente a las posiciones de los vórtices (figura 5.20(b)) vemos que la dispersión en energías se ubica en un rango similar a lo observado para muestras con defectos indentados. En la gráfica correspondiente a la distribución de los valores de densidades asociadas a la energía de interacción en monocristales irradiados E_{12}^{Mir} (figura 5.19(b)) observamos para este tipo de defecto un valor en la dispersión de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{Mir} = 3,1(5)$. Este valor se encuentra un orden de magnitud por debajo de lo observado para defectos realizados por indentación, indicando una menor dispersión de energías. La causa de esta menor dispersión se debe a la mejor periodicidad que este arreglo de defectos presenta tanto frente a monocristales maclados como indentados, acreditando esto al fallo en la realización de defectos por indentación.

Para este caso, los valores correspondientes a las densidades de energía por unidad de línea obtenidos son $E_0^{Mir} = E_0^t = 2,06(5) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{Mir} = 4,42(8) \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 5,7(1) \cdot 10^2 \text{ erg/cm}^3$. A partir de estos valores estimamos una densidad de energía por unidad de

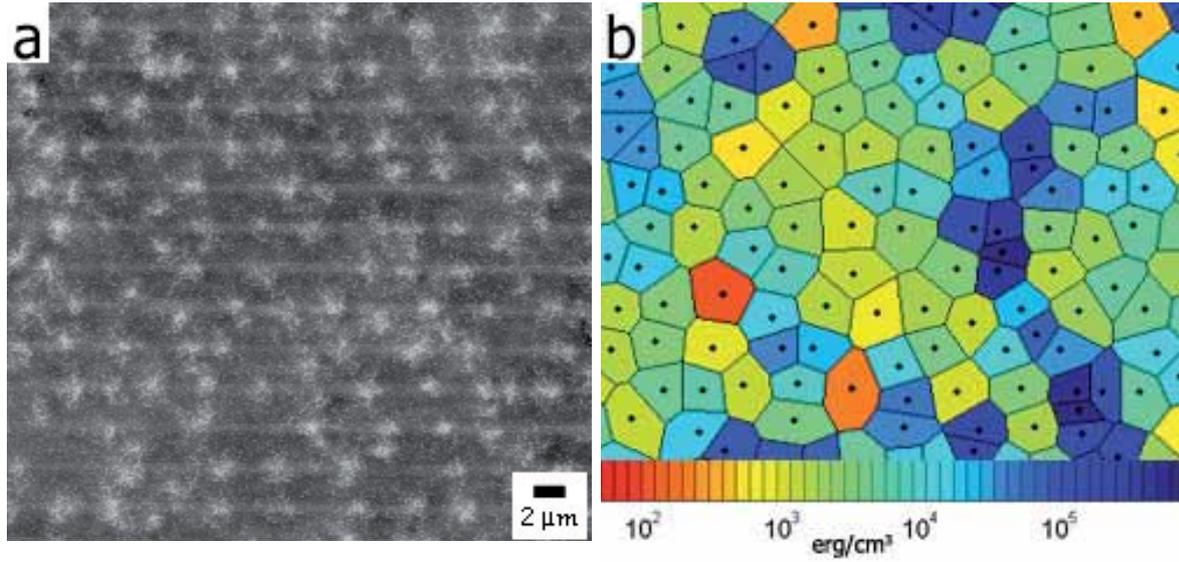


Figura 5.20: (a) Imagen de la red de vórtices a $16,5 \text{ Oe}$ en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ irradiados con haz de iones focalizado a 100 pA y $60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$, con parámetro de red de defectos de $2,5 \mu\text{m}$. (b) Mapa de densidades de energías E_{12}^{Mir} para las posiciones leídas en (a). Se observa una correlación lineal menos fuerte que para sistemas similares con defectos generados por indentación (figura 5.18).

línea asociada a la presencia de defectos irradiados en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ de $U_p^{Mir} = 4,36(8) \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$, que equivale a un $99(4)\%$ de la energía de interacción presente en el sistema (U_p^{Mir}/E_{12}^{Mir}). Este valor de energía corresponde al anclaje de vórtices por la presencia de la totalidad de defectos presentes en el sistema. Considerando la energía asociada a un sistema libre de defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado (tabla 5.1), obtenemos un valor asociado sólo a defectos irradiados de $\tilde{U}_p^{Mir} = 8(1) \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$, que equivale a un $18(3)\%$ de la energía de interacción del sistema ($\tilde{U}_p^{Mir}/E_{12}^{Mir}$). Este valor porcentual es menor al obtenido para sistemas indentados, lo que es coherente con la observación de una correlación lineal menos fuerte para estos sistemas irradiados con haz de iones focalizado.

Tanto lo observado en las figuras 5.18 y 5.20 como lo visto de la comparación de \tilde{U}_p^{Mnin} con \tilde{U}_p^{Mir} , indica un mayor anclaje de vórtices por parte de defectos indentados. Sin embargo las anomalías en la periodicidad del arreglo de defectos indentados, que introducen dispersión en las energías de interacción, podrían estar influyendo en estos resultados.

Por esta razón es de gran utilidad comparar estos resultados con los obtenidos para una red de similares condiciones de irradiación pero con un parámetro de red duplicado (una distancia entre líneas de dos veces la observada en la figura 5.20). La figura 5.21(a) muestra la red de vórtices en una muestra irradiada con haz de iones focalizado bajo similares condiciones que para el caso anterior pero con mayor distancia entre defectos ($5 \mu\text{m}$). Se observa una clara correlación lineal de la red de vórtices donde los vórtices se colocan principalmente sobre los defectos y no en las zonas libres de defectos. Este comportamiento es similar al que vimos en muestras indentadas en las posiciones particulares donde los defectos no se encuentran presente, *i. e.* en partes del arreglo de defectos indentados con el doble de distancia entre ellos ($5 \mu\text{m}$).

A partir de las posiciones de vórtices observadas en la imagen obtenemos el mapa de den-

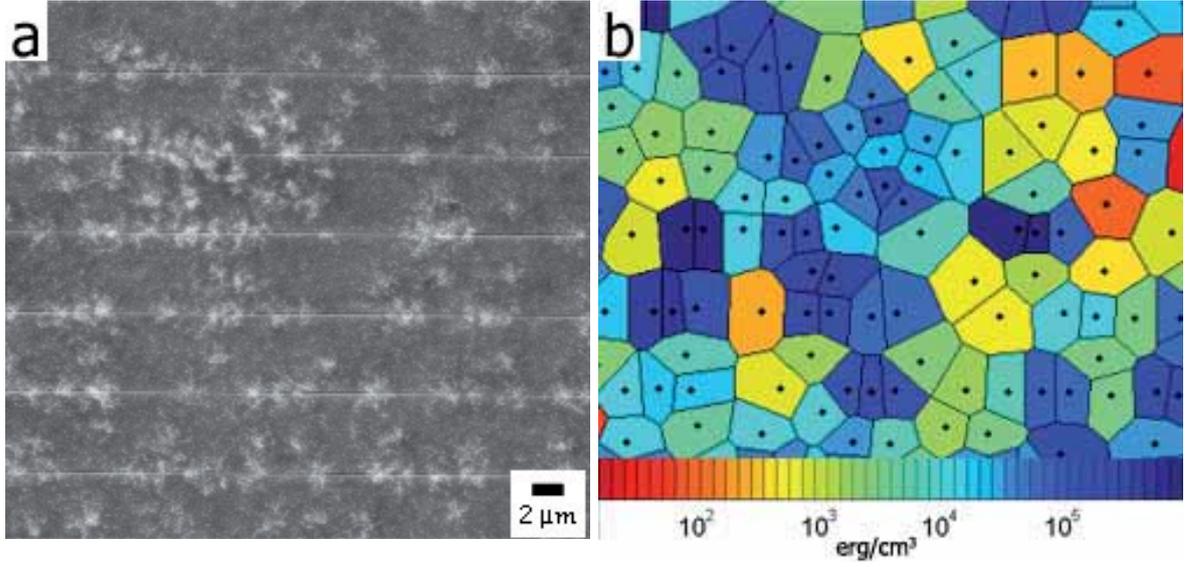


Figura 5.21: (a) Imagen de la red de vórtices en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ irradiados con haz de iones focalizado a 100 pA y $60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$, con parámetro de red de defectos de $5 \mu\text{m}$. (b) Mapa de energías $E_{12}^{\text{Mir}2}$ para las posiciones leídas en (a). La ocupación de líneas se observa mayor que para el caso de un parámetro de red de defectos de $2,5 \mu\text{m}$ (figura 5.20), sin indicar esto un mayor anclaje.

sidades de energía para monocristales irradiados con doble parámetro de red $E_{12}^{\text{Mir}2}$, que es el que se observa en la figura 5.21(b). La distribución de energías $E_{12}^{\text{Mir}2}$ que se observa en la figura 5.19(c) muestra un valor medio en el orden de lo observado para sistemas con defectos artificiales indentados (figuras 5.19(a)), pero con una dispersión $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{\text{Mir}2} = 20(4)$ mayor; con valores de energías un orden de magnitud superior a lo que se observó para sistemas con defectos artificiales separados a mitad de distancia (irradiados con haz de iones focalizado).

Con esta información obtenemos densidades de energía con valores $E_0^{\text{Mir}2} = E_0^t = 1,86(4) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{\text{Mir}2} = 8,6(1) \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 2,50(6) \cdot 10^2 \text{ erg/cm}^3$. Estos valores nos permiten estimar una densidad de energía por unidad de línea del vórtice asociada a la presencia de defectos de $U_p^{\text{Mir}2} = 8,5(2) \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$, que equivale a un porcentaje de la energía de interacción del sistema de $U_p^{\text{Mir}2}/E_{12}^{\text{Mir}2} = 99(3)\%$. Considerando los resultados obtenidos para sistemas similares sin irradiar (tabla 5.1), obtenemos la contribución a U_p asociada solo a los defectos generados por irradiación con un parámetro de $5 \mu\text{m}$ (dos veces el observado anteriormente en sistemas irradiados) $\tilde{U}_p^{\text{Mir}2} = 5,0(2) \cdot 10^4 \text{ erg/cm}^3$, que equivale al $58(3)\%$ de la energía total del sistema ($\tilde{U}_p^{\text{Mir}2}/E_{12}^{\text{Mir}2}$). Notamos que este valor es mayor que el observado anteriormente para sistemas irradiados bajo las mismas condiciones pero con parámetro de red de defectos la mitad del sistema analizado aquí. Esto se corresponde con una mayor densidad de vórtices por línea para este sistema (menor distancia entre vórtices y mayores valores de energías de interacción), por lo que deducimos que la diferencia en los resultados no tiene que ver con una variación en la fuerza de anclaje de vórtices. Lo que ocurre es que ante una densidad mayor de defectos la red encuentra más posiciones para ubicar los vórtices, por lo que las energías de interacción son menores y la red está más relajada, sin indicar esto una menor efectividad en el anclaje por parte del defecto. Algo similar ocurre en sistemas indentados como el de la figura 5.18. En el mismo

se observa una densidad de vórtices mayor para líneas más distanciadas entre sí. Si analizamos solamente estas líneas, que son las líneas más ocupadas del sistema, obtenemos un valor para la densidad de energía de interacción por unidad de línea de $E_{12}^{Mnin}|_{ln} = 4(1) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, que es un 290(80) % del valor de la densidad de energía de interacción por unidad de línea asociado al sistema en general ($E_{12}^{Mnin}|_{ln}/E_{12}^{Mnin} \times 100$). Esto no indica una fuerza de anclaje mayor para estos defectos en particular sino una posición particular privilegiada para interactuar con la red.

Para estos tres sistemas con defectos generados de manera artificial (indentado e irradiados a igual y doble parámetro de red) la tabla 5.3 resume los resultados obtenidos. En el análisis de la misma es conveniente comparar de diferente manera los datos que en ella se muestran.

Considerando que topográficamente todos los defectos son similares, la primera comparación la realizamos entre el sistema con defectos indentados y el primero de los sistemas con defectos irradiados, que corresponden a redes de defectos de igual parámetro. Para estos dos vemos que, tanto la energía asociada al anclaje de vórtices como su valor porcentual, son mayores para el sistema con defectos indentados. Esto indica que el anclaje de vórtices es más efectivo para muestras indentadas que para muestras irradiadas con haz de iones focalizado.

Para entender este resultado, y a pesar de la similitud topográfica observada entre los diferentes defectos, se sabe que tanto aquellos generados por indentación como los generados por irradiación con haz de iones se pueden propagar a las inmediaciones del mismo ampliando el volumen efectivo de material sobre el que influyen y por consiguiente la eficacia en el anclaje de vórtices. Para los primeros, el proceso de indentación genera un campo de tensión producto de los defectos en la estructura por deformación plástica de la superficie del material (dislocaciones, inclusiones de planos, etc.), lo que hace que estos defectos se propaguen a dimensiones mayores en la estructura cristalina. Para el segundo tipo de defectos, la irradiación del material con iones

Tabla 5.3: Resultados obtenidos en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ para campos magnéticos aplicados H de 16,5 Oe con presencia de defectos artificiales de diferentes características. **Indent.**, indentación a 0,5 mN y con parámetro de red de defectos de 2,5 μm . **Irrad.**, irradiación con haz de iones focalizado a 100 pA y 60 $s/100 \mu m$ con parámetro de red de defectos de 2,5 μm . **Irrad. 2**, irradiación con haz de iones focalizado a 100 pA y 60 $s/100 \mu m$ con parámetro de red de defectos de 5 μm . El valor mayor de \tilde{U}_p para **Indent.** indica una mayor efectividad en el anclaje de vórtices, mientras que un valor mayor de \tilde{U}_p para **Irrad. 2** frente a **Irrad.** no indica mayor fuerza de anclaje sino más desorden (siendo los defectos en ambos arreglos de la misma naturaleza). Las densidades E_0^e , E_{12}^e , \tilde{U}_p^e y E^e indican los valores asociados a los sistemas medidos experimentalmente.

Tipo de defecto	n [μm^{-2}] ($B[G]$)	Energías [erg/cm^3]			$\frac{FWHM(E_{12})}{E_{12}^e}$	\tilde{U}_p^e (U_p^e) [erg/cm^3]	\tilde{U}_p^e/E_{12}^e (U_p^e/E_{12}^e) [$\times 100$]
		E_0^e ($= E_0^t$)	E_{12}^e	E_{12}^t			
Indent.	0,136(2) [2,82(5)]	$2,42(3) \cdot 10^8$	$1,37(1) \cdot 10^5$	$1,89(3) \cdot 10^3$	13(2)	$1,00(1) \cdot 10^5$ [$1,35(1) \cdot 10^5$]	73(1) [99(1)]
Irrad.	0,111(2) [2,30(5)]	$2,06(5) \cdot 10^8$	$4,42(8) \cdot 10^4$	$5,7(1) \cdot 10^2$	3,1(5)	$8(1) \cdot 10^3$ [$4,36(8) \cdot 10^4$]	18(3) [99(4)]
Irrad. 2	0,102(2) [2,09(5)]	$1,86(4) \cdot 10^8$	$8,6(1) \cdot 10^4$	$2,50(6) \cdot 10^2$	20(4)	$5,0(2) \cdot 10^4$ [$8,5(2) \cdot 10^4$]	58(3) [99(3)]

puede producir implantación de iones y amorfización de la estructura cristalina del material irradiado. Asumiendo que en nuestros materiales la indentación genera un campo de tensiones similar (de un orden de magnitud superior[129]), estimamos el alcance de los defectos indentados en aproximadamente $0,5 \mu m$. Por otro lado, a partir de los resultados preliminares obtenidos para este mismo trabajo (capítulo 4, figura 4.3), para defectos generados por haz de iones focalizado se estima una propagación en distancias incluso menor que la profundidad topográfica del defecto.

Paralelamente comparamos los dos sistemas con defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado. Recordamos que la diferencia entre estos dos arreglos es la densidad de defectos que presentan (el primero de ellos el doble de defectos que el segundo, con una distancia entre defectos que es la mitad para el primero de los dos). Vemos que tanto la energía asociada a los defectos como su valor porcentual son mayores para el sistema con menor densidad de defectos. Esto indica una mayor relajación de la red de vórtices para el primero de los dos sistemas; donde, ante una mayor densidad de defectos la red de vórtices se encuentra más homogéneamente distribuida, localizando los vórtices siempre en las posiciones de los defectos.

Es posible aquí hacer una comparación entre el sistema de defectos indentados y el de defectos irradiados a mayor distancia entre defectos. Para el sistema de defectos indentados la ausencia de algunos de los defectos dejaba pares de defectos distanciados al doble del parámetro del arreglo. En particular para estos defectos más distanciados se observaba una mayor densidad de vórtices posicionados en ellos con su correspondiente valor de energías de interacción elevado en el orden de un 300% respecto al valor estándar del sistema. Si comparamos los valores de E_{12} para ambos sistemas irradiados observamos una diferencia del 171(5)% ($E_{12}^{Mir2} / E_{12}^{Mir} \times 100$), que corresponde a un aumento en E_{12} debido al aumento del parámetro del defecto al igual que lo observado en defectos indentados. Sin embargo, el aumento es mayor para defectos indentados, lo que es coherente con una efectividad más grande en el anclaje debida a indentaciones. Esto está en acuerdo con lo observado desde un principio en las imágenes de decoración, donde se observa una correlación en la red de vórtices más clara para defectos indentados.

La figura 5.17 muestra los resultados de E_{12} y \tilde{U}_p obtenidos para estos sistemas, y los compara con los resultados correspondientes obtenidos para sistemas con planos de macla libres de defectos artificiales y sistemas libres de planos de macla y defectos artificiales. Los resultados para materiales con defectos artificiales se muestran sólo para campos de $16,5 Oe$ (detalle (a) en la imagen) pues, como se comentó con anterioridad, no fue posible trabajar a campos mayores.

5.6. Estimación de la energía de anclaje de vórtices en superconductores con alta densidad de defectos intrínsecos. Análisis de películas de $YBa_2Cu_3O_7$

Como ya se observó en el capítulo 3 las películas de $YBa_2Cu_3O_7$ son sistemas que presentan una red de vórtices completamente desordenada. Este efecto se atribuye a la alta densidad de defectos intrínsecos que presentan.[22]

Ante este marco experimental, el introducir al sistema redes de defectos periódicas induce en la red de vórtices orden (como se observó en el capítulo 4). Energéticamente este efecto de

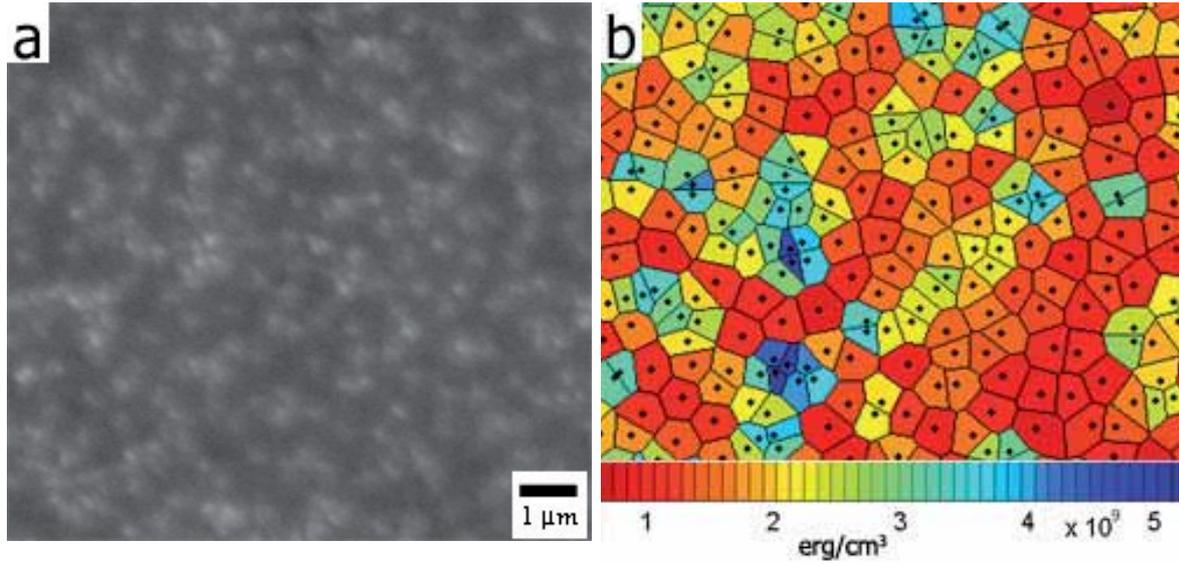


Figura 5.22: (a) Red de vórtices para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales, a 66 Oe . (b) Mapa de densidades de energías E_{12}^P de las posiciones de vórtices observadas en (a). Se observa un gran desorden con una importante dispersión en valores de energías.

ordenamiento de la red se espera apreciar como una disminución de la energía del sistema.

Los resultados obtenidos para estos sistemas (películas con redes de vórtices por naturaleza desordenadas) serán diferentes a los ya estudiados en monocristales (con redes de vórtices por naturaleza ordenadas), donde la introducción de defectos rompía el orden preestablecido en el sistema incrementando su energía.

5.6.1. Películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ sin defectos artificiales

La figura 5.22(a) muestra la red de vórtices en una película de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a 66 Oe de campo magnético aplicado. En ella se aprecia el desorden presente en la red. Para estas muestras a simple vista no es posible observar ni la simetría triangular ni ningún tipo de orden aparente, como ya fue estudiado anteriormente.

Aplicando el modelo energético obtenemos el mapa de energías correspondiente que muestra la figura 5.22(b). En esta imagen podemos observar una importante dispersión en energías con valores en el rango que va de 1 a 5 erg/cm^3 ($\times 10^9$). Este valor se encuentra un orden de magnitud por encima de lo observado en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

La gráfica para la distribución de densidad de energía de interacción por unidad de línea en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (E_{12}^P) bajo las condiciones mencionadas, se observa en la figura 5.23(a). En ella se aprecia la dispersión del sistema, mayor que para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales. La dispersión medida sobre la curva es $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^P = 0,90(7)$, que está de acuerdo con un sistema más desordenado que para el caso de monocristales bajo estas condiciones (tabla 5.1).

De estos datos obtenemos como información para el sistema (películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales) los valores de densidades de energía por unidad de línea $E_0^P = E_0^t =$

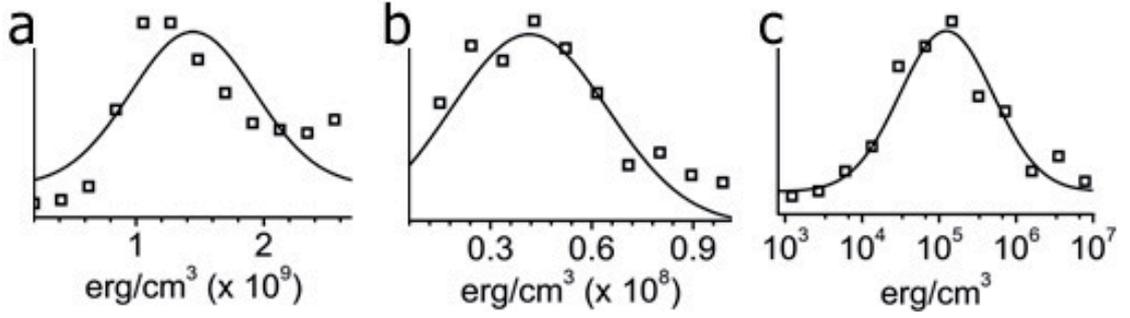


Figura 5.23: Distribuciones de densidades de energía por unidad de línea para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales a (a) 66 Oe, (b) 33 Oe y (c) 16,5 Oe. Se observan dispersiones mayores que para monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales sólo para (a) y (b), en acuerdo con un desorden presente hasta campos más altos para películas.

$5,15(9) \cdot 10^9 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^P = 2,06(2) \cdot 10^9 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 1,07(2) \cdot 10^9 \text{ erg/cm}^3$. Con estos valores estimamos una densidad de energía por unidad de línea asociada a las fuerzas de anclaje de $U_p^P = 9,9(4) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, que equivale a un 48(2) % del valor de la energía de interacción del sistema (U_p^P/E_{12}^P). Este valor también se encuentra un orden de magnitud por encima de lo observado para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales a iguales condiciones.

El mismo análisis lo realizamos para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a 33 Oe de campo magnético aplicado. La red de vórtices en este material y bajo estas condiciones se observa en la figura 5.24(a). Así como en el caso de los monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, donde a medida que baja el campo magnético aplicado el desorden es cada vez mayor, para este caso, y dado que para campos mayores no existía orden en estos materiales, se espera observar desorden con una mayor dispersión.

A partir de las posiciones de los vórtices se calcula el mapa correspondiente de densidades de energía por unidad de línea E_{12}^P que se observa en la figura 5.24(b). Se observa una dispersión en torno a valores de $5 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$. La gráfica de la dispersión en valores de E_{12}^P se muestra en la figura 5.23(b). Se observa una dispersión mayor en comparación a mayores campos ($FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M = 1,3(1)$) así como en comparación a monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales a iguales condiciones.

De estos datos obtenemos los valores $E_0^P = E_0^t = 1,49(2) \cdot 10^9 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^P = 5,75(3) \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 2,17(2) \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$ para las correspondientes densidades de energía por unidad de línea.

Con estos valores estimamos un valor para $U_p^P = 3,58(5) \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3$, que alcanza un 67(1) % del valor de la energía total del sistema (U_p^P/E_{12}^P). Nuevamente este valor se muestra un orden de magnitud superior a lo observado en monocristales libres de defectos correlacionados (planos de macla o defectos artificiales) bajo las mismas condiciones en acuerdo con una red completamente desordenada.

Trabajando de igual manera con este material pero aplicando un campo externo de 16,5 Oe obtenemos una red de vórtices como la que se muestra en la figura 5.25(a).

La red desordenada que muestra la imagen es comparable en desorden a lo observado ante-

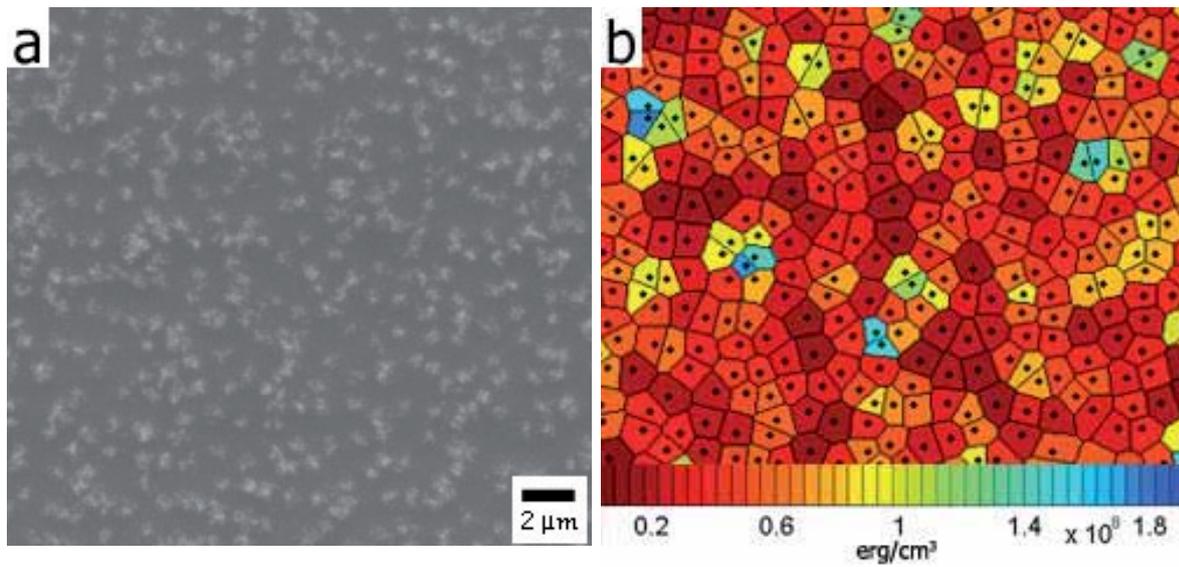


Figura 5.24: (a) Red de vórtices para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales a 33 Oe . (b) Mapa de densidades de energías E_{12}^P de las posiciones de vórtices observadas en (a). Se observa un gran desorden con valores de energías de interacción menores a los observados para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a 66 Oe (figura 5.22).

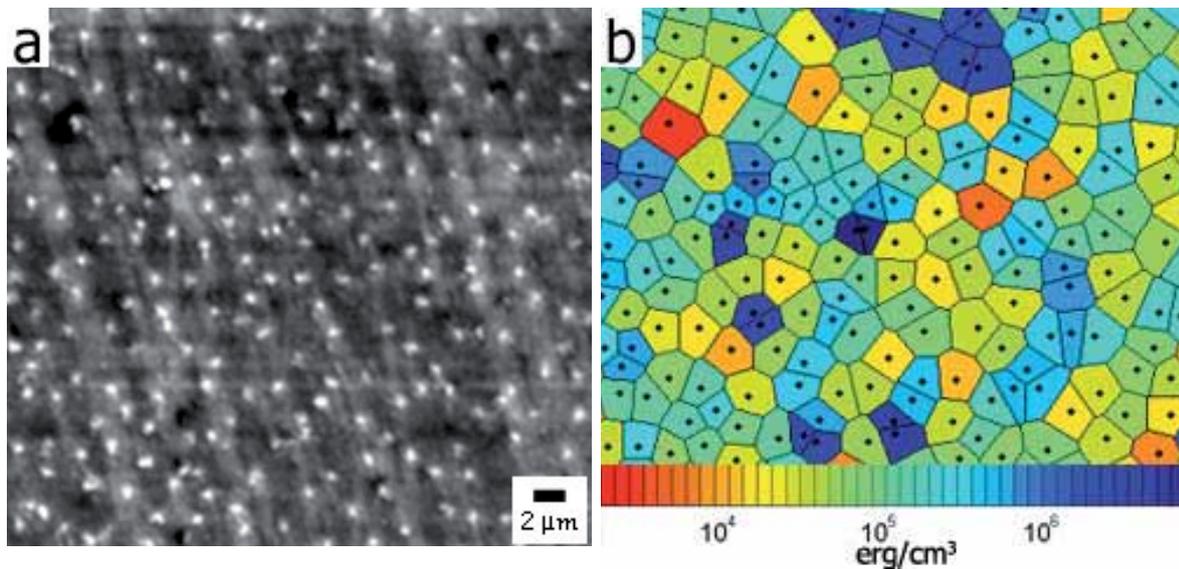


Figura 5.25: (a) Red de vórtices para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales a 16,5 Oe . (b) Mapa de densidades de energías E_{12}^P de las posiciones de vórtices observadas en (a). Se observa un gran desorden con energías de interacción en un rango de varios órdenes de magnitud.

riormente para campos mayores, e incluso a lo observado para monocristales libres de defectos correlacionados. De las posiciones de los vórtices en ella obtenemos el correspondiente mapa de energías que muestra la figura 5.25(b). Se observa para este caso una dispersión en varios órdenes de magnitud que no se aprecia para los casos a mayores campos magnéticos aplicados (figuras 5.22 y 5.24) pero que es comparable a la observada en monocristales libres de defectos a iguales condiciones.

La gráfica de distribuciones de densidades E_{12}^P (figura 5.23(c)) cuantifica esta dispersión; la cual, en comparación con monocristales bajo el mismo campo aplicado, se encuentra centrada en valores un orden de magnitud por encima. Se mide sobre la gráfica un valor de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^M = 4,8(6)$; menor a lo observado para monocristales.

De los datos obtenidos calculamos los valores $E_0^P = E_0^t = 3,02(6) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^P = 5,07(7) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 8,5(2) \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$. A partir de estos valores estimamos la densidad asociada a las fuerzas de anclaje de vórtices $U_p^P = 4,98(7) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, que alcanza un 98(3) % del valor total de la energía de interacción del sistema (U_p^P/E_{12}^P), nuevamente un orden de magnitud por encima de lo observado en monocristales libres de defectos correlacionados.

La tabla 5.4 muestra el compendio de resultados obtenidos para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a los diferentes campos aplicados que se trabajó (66 Oe, 33 Oe y 16,5 Oe). En la tabla se observa que la densidad de energía asociada al anclaje de vórtices en estas películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (U_p^P) aumenta conforme aumenta el campo magnético aplicado. Sin embargo, al igual que para el caso de monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (tabla 5.1) en comparación con la energía de interacción del sistema este valor es porcentualmente cada vez menor. La comparación entre estos dos sistemas (películas y monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$) indica que no solo los valores de densidades U_p para películas son mayores, sino que comparativamente su contribución es más importante. Esto se corresponde con el claro desorden presente en la red de vórtices en películas dada la presencia de una mayor densidad de defectos intrínsecos.

En particular, comparando los valores de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}$ obtenidos para monocristales y películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, observamos que las películas presentan valores mayores salvo para el caso de 16,5 Oe, donde los monocristales presentan un mayor valor en la dispersión de E_{12} . Esto indicaría un desorden que se hace presente de manera más clara en películas, salvo para el caso observado a 16,5 Oe donde son los monocristales los que presentan una dispersión relativa mayor. Sin embargo este valor de dispersión relativo está referenciado al valor E_{12} , por lo que la dispersión

Tabla 5.4: Datos obtenidos para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales a los diferentes campos magnéticos aplicados H . Se observa un incremento en el valor de E_{12}^P a medida que crece el campo aplicado, pero con una disminución del valor porcentual de la energía de anclaje (U_p^P/E_{12}^P) que indica un mayor orden para campos mayores. Dicho orden es mucho menor que para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de planos de macla y defectos artificiales.

H [Oe]	Densidades		Energías [erg/cm^3]			$\frac{FWHM_{(E_{12})}}{E_{12}^P}$	U_p^P [erg/cm^3]	U_p^P/E_{12}^P [$\times 100$]
	n [μm^{-2}]	B [G]	$E_0^P (= E_0^t)$	E_{12}^P	E_{12}^t			
16,5	0,165(3)	3,42(8)	$3,02(6) \cdot 10^8$	$5,07(7) \cdot 10^5$	$8,5(2) \cdot 10^3$	4,8(6)	$4,98(7) \cdot 10^5$	98(3)
33	0,818(8)	16,9(2)	$1,49(2) \cdot 10^9$	$5,75(3) \cdot 10^7$	$2,17(2) \cdot 10^7$	1,3(1)	$3,58(5) \cdot 10^7$	67(1)
66	2,82(5)	58(1)	$5,15(9) \cdot 10^9$	$2,06(2) \cdot 10^9$	$1,07(2) \cdot 10^9$	0,90(7)	$9,9(4) \cdot 10^8$	48(2)

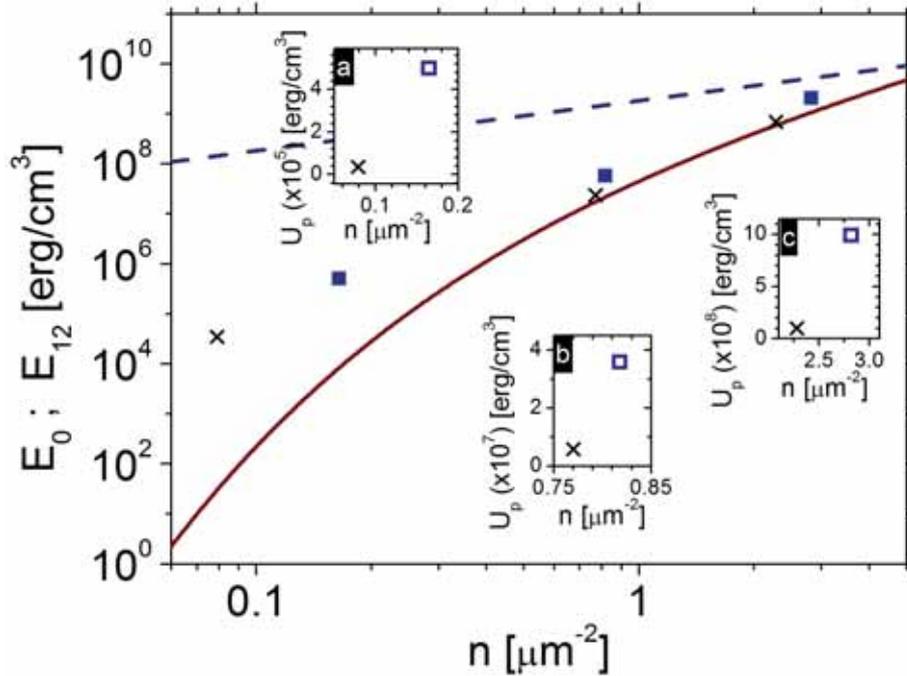


Figura 5.26: Densidades superficiales de energía de interacción E_{12} para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Se indican a modo de referencia los resultados obtenidos para monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales (figura 5.17). La línea continua indica el valor de densidad E_{12} en función de la densidad de vórtices n correspondiente a un sistema con simetría triangular perfectamente ordenado. Los detalles en la gráfica muestran los valores de densidad de energía asociada a las fuerzas de anclaje de vórtices U_p a diferentes campos magnéticos aplicados ((a) 16,5 Oe; (b) 33 Oe y (c) 66 Oe). Los símbolos corresponden a: \times monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales, y \square películas libres de defectos artificiales.

real para películas a 16,5 Oe es de $FWHM_{E_{12}^P} \approx 24 \cdot 10^5 \text{ erg}/\text{cm}^3$; mayor a $FWHM_{E_{12}^M} \approx 4,2 \cdot 10^5 \text{ erg}/\text{cm}^3$ la dispersión en monocristales libres de defectos correlacionados.

La figura 5.26 muestra los resultados de densidades de energía de interacción E_{12} y de energía asociada a fuerzas de anclaje U_p obtenidos con el modelo energético para películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales. En la imagen se comparan los valores medidos de E_{12} con el valor correspondiente a un sistema con simetría triangular y perfectamente ordenado (línea continua), indicando también a modo de referencia el valor de la autoenergía E_0 para sistemas perfectamente ordenados (línea de puntos). Además, para una comparación con resultados previos, se muestran los valores de E_{12} y U_p medidos en monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales. Se observan valores de densidades de energías de interacción mucho mayores para los sistemas compuestos por películas delgadas en comparación a los resultados previos de monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales. También los valores correspondientes de U_p son mayores para estos sistemas, alcanzando para algunos casos un orden de magnitud más que para monocristales no maclados y libres de defectos artificiales.

5.6.2. Películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con defectos artificiales

Estudiamos ahora películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con defectos superficiales generados de manera artificial. Se observó previamente (capítulo 4) que los defectos artificiales generados en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ inducen orden en la red de vórtices. Analizamos a continuación el efecto de ese orden inducido empleando el modelo energético.

Como ya fue comentado, y al igual que en monocristales, se generaron en la superficie del material defectos empleando dos técnicas distintas, la indentación a escala nanométrica y la irradiación con haz de iones focalizado. Recordamos que una de nuestras observaciones importantes fue que los experimentos con defectos generados de manera artificial en la superficie de los materiales limitan la observación de resultados a campos muy bajos (capítulo 4). Por este motivo trabajamos sólo con campos aplicados de $16,5 \text{ Oe}$.

5.6.2.1. Defectos artificiales generados por nanoindentación

Trabajamos en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con redes de defectos artificiales indentadas. En un primer paso consideramos defectos que se generaron empleando una fuerza de $0,5 \text{ mN}$ con una distancia entre líneas de $0,5 \mu\text{m}$ cubriendo un área de la muestra de más de $250 \times 250 \mu\text{m}^2$. Esta área, así como para el caso de defectos indentados en monocristales, es suficiente para observar resultados sin apreciar deformaciones dadas en los bordes del arreglo.

Paralelamente trabajamos con defectos generados empleando la misma técnica y bajo similares condiciones cambiando únicamente la fuerza a la que se realizaron las indentaciones a 2 mN .

Las figuras 5.27(a) y 5.28(a) muestran, respectivamente, las redes de vórtices para materiales con defectos generados a $0,5 \text{ mN}$ y a 2 mN . Se observa en ambas imágenes una red de vórtices desordenada para la cual gran parte de los vórtices se posiciona en los sitios de los defectos.

De las posiciones de vórtices leídas en estas imágenes obtenemos los correspondientes mapas de densidades de E_{12} para ambos arreglos de defectos. La figura 5.27(b) muestra el mapa de densidades E_{12} correspondiente a defectos generados por nanoindentación a $0,5 \text{ mN}$ (E_{12}^{PniI}), mientras que la figura 5.28(b) muestra el correspondiente a defectos generados por nanoindentación a 2 mN (E_{12}^{PniII}). Vemos que en general ambos presentan valores de densidades de energía en el mismo orden, siendo para ambos casos menores a los observados en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ sin defectos artificiales, lo que indicaría aquí un mayor orden por parte de la red.

Las distribuciones de densidades de E_{12} pueden observarse en la figura 5.29, correspondiendo la figura 5.29(a) al arreglo de defectos generado a $0,5 \text{ mN}$ (E_{12}^{PniI}) y la figura 5.29(b) al arreglo de defectos generado a 2 mN (E_{12}^{PniII}). De estas gráficas obtenemos valores de dispersión de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{PniI} = 6(1)$ y $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{PniII} = 10(3)$, notando que para ambos casos la dispersión es similar a la observada para películas libres de defectos artificiales pero con valores medios menores.

A partir de estos resultados obtenemos valores de densidades correspondientes a cada uno de estos arreglos de defectos. $E_0^{PniI} = E_0^t = 2,70(6) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{PniI} = 1,65(3) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 4,05(9) \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ para defectos generados a $0,5 \text{ mN}$; y $E_0^{PniII} = E_0^t = 2,14(4) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{PniII} = 2,00(3) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 7,6(1) \cdot 10^2 \text{ erg/cm}^3$ para defectos generados a 2 mN . Con estos valores estimamos densidades para energías asociadas al anclaje de

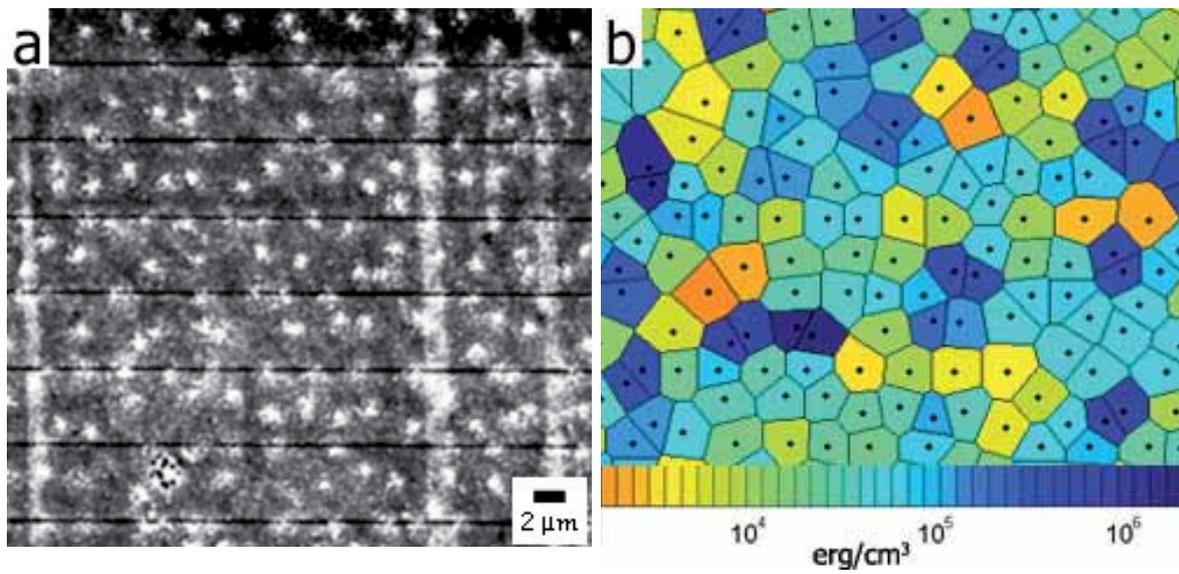


Figura 5.27: (a) Imagen de la red de vórtices a $16,5 Oe$ en películas de $YBa_2Cu_3O_7$ indentadas a $0,5 mN$ con un parámetro de red de defectos de $5 \mu m$. (b) Mapa de densidades de energía de interacción por unidad de línea para las posiciones de los vórtices observadas en (a). Se observan resultados similares a los obtenidos en estos materiales sin defectos artificiales.

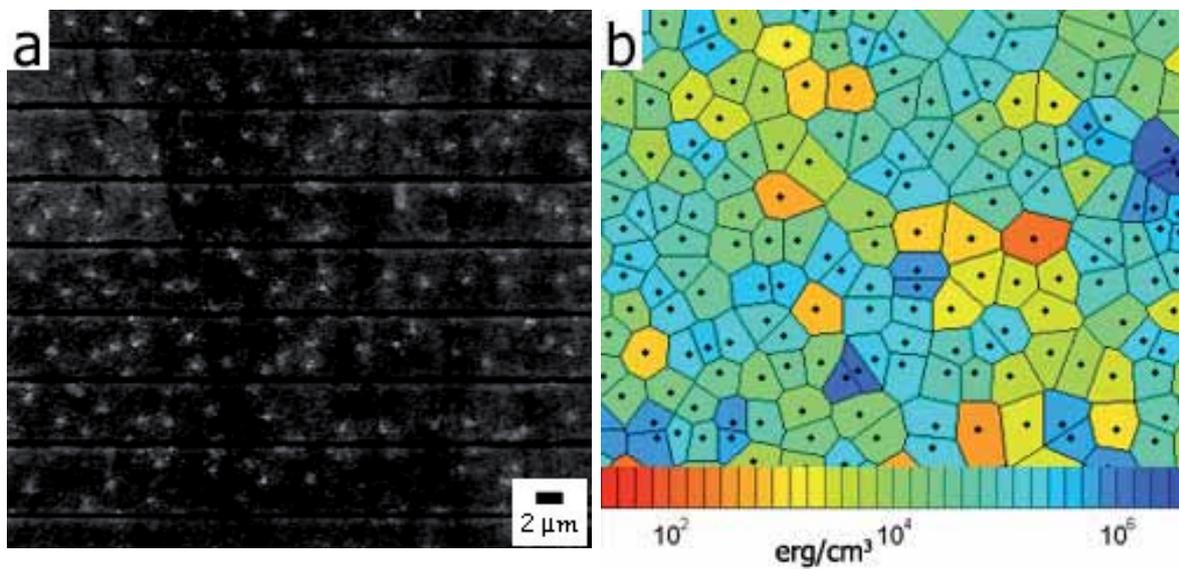


Figura 5.28: (a) Imagen de la red de vórtices a $16,5 Oe$ en películas de $YBa_2Cu_3O_7$ indentadas a $2 mN$ con un parámetro de red de defectos de $5 \mu m$. (b) Mapa de densidades de energía de interacción por unidad de línea para las posiciones de los vórtices observadas en (a). Se observan resultados similares a los obtenidos en estos materiales sin defectos artificiales.

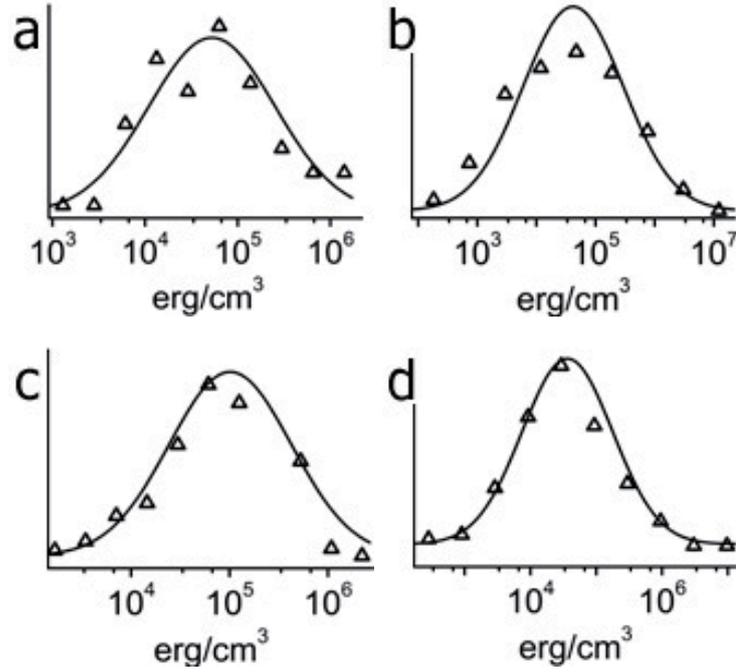


Figura 5.29: Distribuciones de densidades de energía de interacción por unidad de línea para sistemas con defectos artificiales indentados a (a) $0,5 \text{ mN}$ y (b) 2 mN , ambos con parámetro de red de defectos de $5 \mu\text{m}$; e irradiados con haz de iones focalizado a 100 pA y $60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$ con parámetro de red de defectos de (c) $5 \mu\text{m}$ y (d) $2,5 \mu\text{m}$. Los valores de dispersión se observan en el orden de lo visto para películas libres de defectos artificiales.

vórtices con valores de $U_p^{PniI} = 1,61(3) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ para el sistema a $0,5 \text{ mN}$ y $U_p^{PniII} = 1,99(3) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ para el sistema a 2 mN . Estos alcanzan un valor porcentual respecto de la energía de interacción del sistema de $U_p^{PniI}/E_{12}^{PniI} = 98(4)\%$ y $U_p^{PniII}/E_{12}^{PniII} = 100(3)\%$ respectivamente.

Tomando como referencia el sistema libre de defectos artificiales a las mismas condiciones (tabla 5.4), obtenemos para cada una de estas redes de defectos los valores $\tilde{U}_p^{PniI} = 3,4(1) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ para el sistema a $0,5 \text{ mN}$, y $\tilde{U}_p^{PniII} = 3,0(1) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ para el sistema a 2 mN . Estos valores alcanzan un $67(3)\%$ y $59(3)\%$, respectivamente, de la energía de interacción del sistema de referencia ($E_{12}^P|_{ref}$). Notamos que estos valores son similares lo que indica un efecto similar en la estructuración por parte de ambos arreglos. Este efecto es contrario al esperado, donde para defectos indentados a mayor fuerza de ataque (2 mN) esperamos una mejor estructuración de la red (mayores valores de \tilde{U}_p).

5.6.2.2. Defectos artificiales generados por irradiación con haz de iones focalizado

Así como en el caso de monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, se estudió en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ el efecto en la red de vórtices de patrones ordenados de defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado. Como fue comentado anteriormente (capítulo 4) se trabajó con arreglos con un tiempo de irradiación de $60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$ de longitud de línea, con dos patrones diferentes. El primero, al igual que para defectos indentados, a $5 \mu\text{m}$ de distancia entre líneas; y el segundo a $2,5 \mu\text{m}$ de distancia entre líneas del patrón.

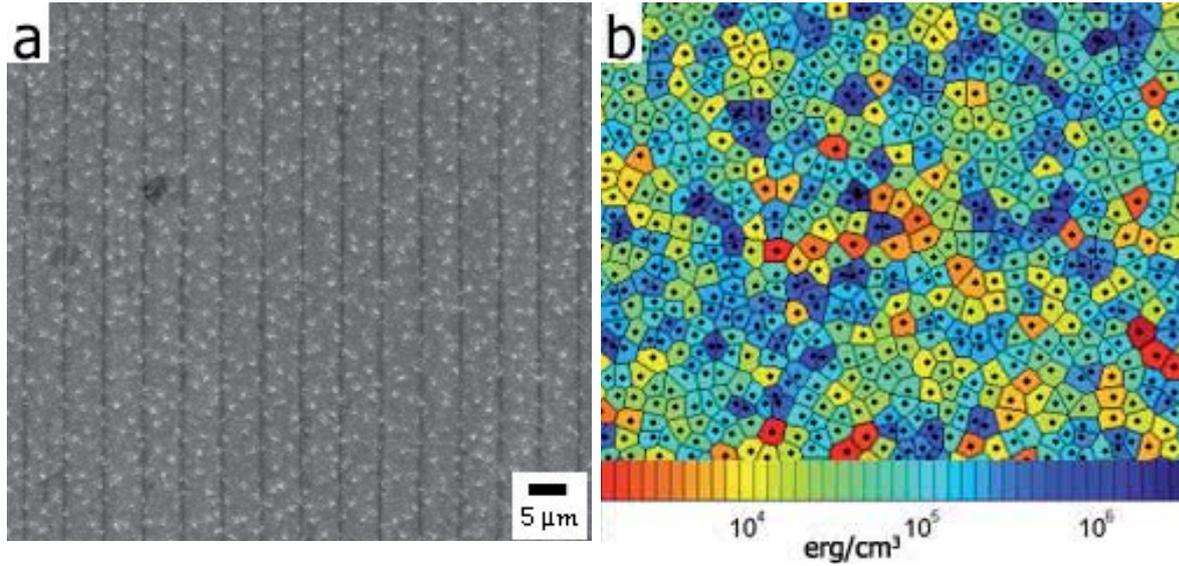


Figura 5.30: (a) Imagen de la red de vórtices a 16,5 Oe en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ irradiadas con haz de iones focalizado a 100 pA y 60 $s/100 \mu m$, con un parámetro de red de defectos de $5 \mu m$. (b) Mapa de densidades de energía de interacción por unidad de línea para las posiciones de los vórtices observadas en (a). Se observa un comportamiento en el mapa de energías similar al visto para estos sistemas sin defectos artificiales a las mismas condiciones.

Las redes de vórtices en estos sistemas (películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ irradiadas) muestran también un patrón de desorden sin simetría triangular como se observó tanto en películas libres de defectos artificiales y con defectos artificiales generados por indentación. Las figuras 5.30(a) y 5.31(a) muestran la red de vórtices en películas con defectos generados por irradiación con haz de iones focalizado con un parámetro de red de $5 \mu m$ y $2,5 \mu m$ respectivamente.

A partir de las posiciones de los vórtices leídas en estas imágenes se generan los mapas de densidades de energías de interacción que se observan en las figuras 5.30(b) y 5.31(b), correspondientes a las redes de vórtices de 5.30(a) y 5.31(a) respectivamente. En ellas se ve una dispersión en valores de E_{12} similar para ambas redes de defectos, similar también al observado en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales. Al respecto los datos obtenidos de las gráficas de distribuciones de E_{12} muestran una dispersión de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{PirI} = 5,5(7)$ para un parámetro de $5 \mu m$ y $FWHM_{(E_{12})}/E_{12}^{PirII} = 7(2)$ para un parámetro de $2,5 \mu m$ (figuras 5.29(c) y 5.29(d) respectivamente). Estos valores están en el orden de lo observado para estas películas con defectos artificiales generados por indentación, indicando una dispersión similar para todos estos sistemas (películas con defectos artificiales en general) así como para películas libres de defectos artificiales.

Con los resultados obtenidos para películas atacadas con haz de iones focalizado, se calculan valores para las densidades $E_0^{PirI} = E_0^t = 2,97(4) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{PirI} = 1,91(3) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 7,5(1) \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ asociados a películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con un arreglo de defectos irradiado con parámetro de $5 \mu m$; y $E_0^{PirII} = E_0^t = 2,48(5) \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$, $E_{12}^{PirII} = 1,36(2) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ y $E_{12}^t = 2,23(4) \cdot 10^3 \text{ erg/cm}^3$ asociado a películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con un arreglo de defectos irradiado con parámetro de $2,5 \mu m$.

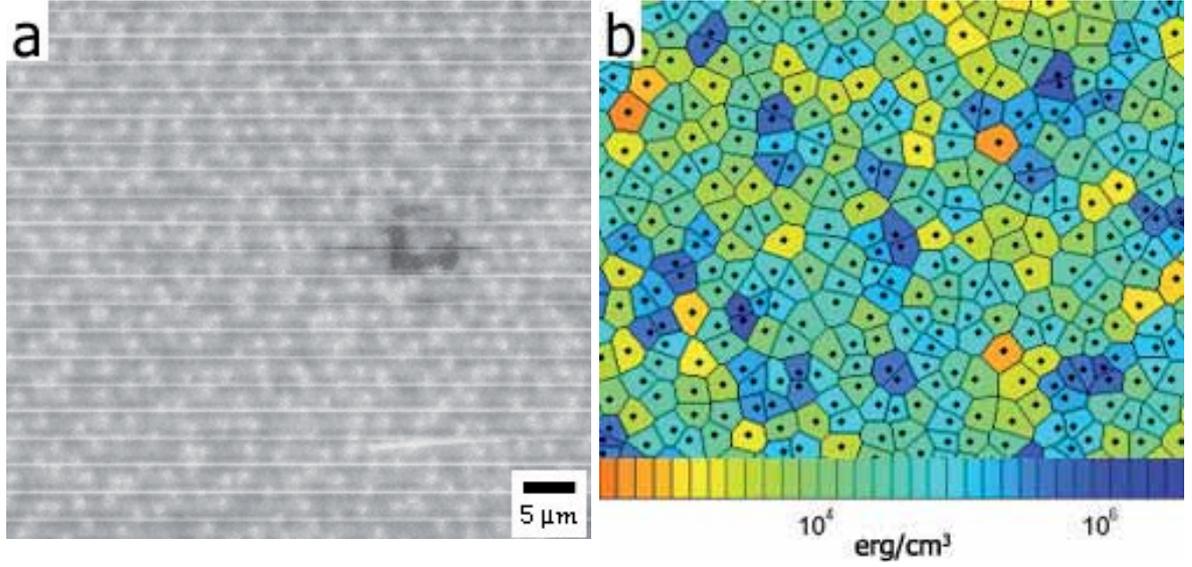


Figura 5.31: (a) Imagen de la red de vórtices a 16,5 Oe en películas de $YBa_2Cu_3O_7$ irradiadas con haz de iones focalizado a 100 pA y 60 $s/100 \mu m$, con un parámetro de red de defectos de 2,5 μm . (b) Mapa de densidades de energía de interacción por unidad de línea para las posiciones de los vórtices observadas en (a). Se observa un comportamiento en el mapa de energías similar al visto para estos sistemas con los mismos defectos a mayor parámetro de red (figura 5.30).

Luego es posible estimar valores para las densidades de energía por unidad de línea asociadas a las fuerzas de anclaje de cada uno de estos sistemas. Los valores que obtenemos son $U_p^{PirI} = 1,83(3) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ para el sistema con 5 μm de parámetro de red y $U_p^{PirII} = 1,34(2) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ para el sistema con 2,5 μm de parámetro de red. Estos valores alcanzan respectivamente un 96(3) % y un 99(3) % de la energía de interacción propia de cada uno de los sistemas (U_p^e/E_{12}^e).

Si a estos valores les restamos la contribución correspondiente a los sistemas sin defectos artificiales (tabla 5.4) obtenemos valores de $\tilde{U}_p^{PirI} = 3,1(1) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ y $\tilde{U}_p^{PirII} = 3,64(9) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ respectivamente. Estos valores alcanzan un 61(3) % y un 72(3) %, respectivamente, del valor de energía de interacción del sistema de referencia que corresponde a un sistema a iguales condiciones sin defectos artificiales en él ($\tilde{U}_p/E_{12}^P|_{ref}$).

Como podemos apreciar las densidades de energía de anclaje de vórtices estimadas para estas redes de defectos introducen un orden que, porcentualmente, corresponde a un valor similar al observado para defectos indentados lo que indicaría un efecto similar para todas las redes observadas al competir con defectos intrínsecos presentes en películas.

La tabla 5.5 muestra el compendio de resultados obtenidos para cada uno de los sistemas compuestos por películas de $YBa_2Cu_3O_7$ con defectos artificiales en ellas (defectos indentados a dos fuerzas distintas y defectos irradiados a dos parámetros de red distintos, todos ellos a 16,5 Oe). Una comparación de los resultados de densidades E_{12} y \tilde{U}_p obtenidas para los diferentes sistemas con defectos artificiales se muestra en la figura 5.32. En ella los resultados se comparan con resultados obtenidos para películas sin defectos artificiales, mostrando a modo de referencia los resultados de densidades E_{12} y U_p obtenidos para monocristales libres de planos de macla y

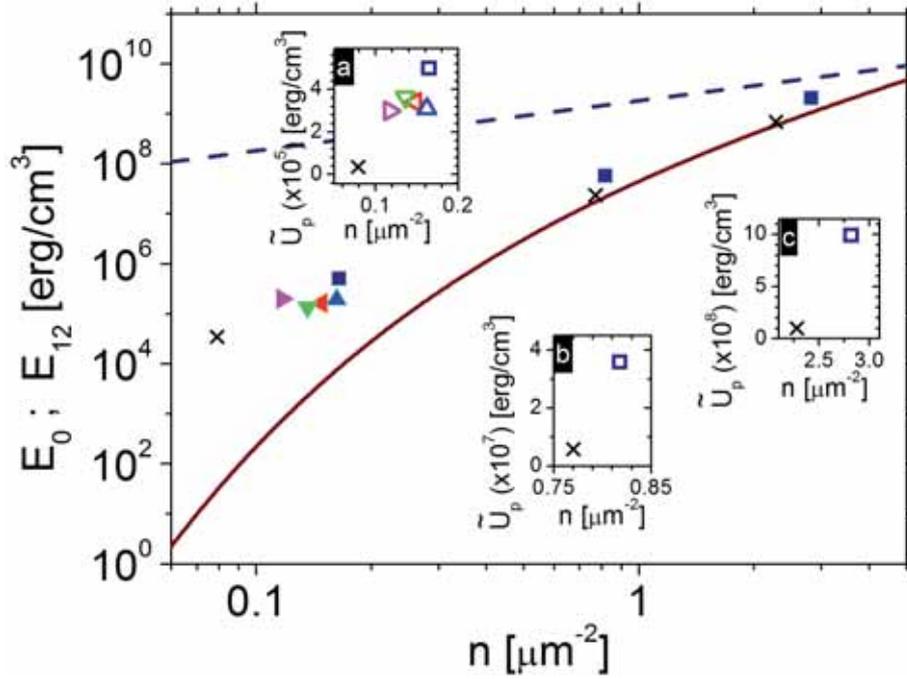


Figura 5.32: Densidades superficiales de energía de interacción E_{12} para los diferentes sistemas estudiados en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Se indican a modo de referencia los resultados obtenidos para monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales. La línea continua indica el valor de densidad E_{12} en función de la densidad de vórtices n correspondiente a un sistema con simetría triangular perfectamente ordenado. Los detalles en la gráfica muestran los valores de densidad de energía asociada a las fuerzas de anclaje de vórtices \tilde{U}_p para los mismos sistemas y a diferentes campos magnéticos aplicados ((a) 16,5 Oe; (b) 33 Oe y (c) 66 Oe). Tanto para monocristales como para películas libres de defectos artificiales, se indican los valores de U_p correspondientes. Los símbolos corresponden a: \times monocristales libres de planos de macla y defectos artificiales, \square películas libres de defectos artificiales, \triangleleft películas indentadas a 0,5 mN, \triangleright películas indentadas a 2 mN, \triangle películas irradiadas con distancia entre defectos de 5 μm , y ∇ películas irradiadas con distancia entre defectos de 2,5 μm .

defectos artificiales (figura 5.26).

Comparando los resultados para sistemas con defectos indentados vemos que la densidad de energía de interacción E_{12} para cada uno de ellos aumenta al aumentar la fuerza de generación de los defectos. Esto indica un mayor desorden (mayor diferencia con un sistema perfectamente ordenado) para el sistema con defectos más importantes (*Nanoim. II* con indentaciones realizadas a 2 mN) lo que representa un comportamiento opuesto a lo esperado. Este comportamiento podría deberse a un error en la digitalización de las posiciones dada la alteración de la superficie al generar los defectos a una fuerza tan grande. Evidencia de esto es el bajo valor de densidad de vórtices observado.

Comparando entre sí los resultados obtenidos para sistemas con defectos irradiados vemos, primero, que la energía de interacción disminuye al aumentar la densidad de defectos (al disminuir el parámetro de la red de defectos). Esto es coherente con un anclaje efectivo de la red en los defectos y una red más relajada ante una mayor densidad de los mismos. Esto se ve reflejado también en los resultados de \tilde{U}_p . Los resultados de dispersión a su vez indican un menor valor absoluto de $FWHM_{(E_{12})}$ para el sistema con más densidad de defectos, aunque en el mismo

orden para ambos sistemas.

Finalmente comparamos el sistema indentado a menor fuerza (*Nanoín. I*) con el sistema irradiado a mayor parámetro de red (*Irrad. I*). Estos dos sistemas presentan arreglos de defectos que son, topográficamente, comparables entre sí. Vemos de la comparación que el sistema irradiado presenta mayor desorden (valor de E_{12} mayor) y por consiguiente menor valor en \tilde{U}_p (menor modificación del sistema en estado natural). Esto es acorde a un anclaje más efectivo para defectos generados por indentación y coherente con los resultados obtenidos para la comparación de estos defectos en monocristales (tabla 5.3). El anclaje más afectivo indica la actuación de un campo de tensiones de estos defectos más eficaz en el anclaje de vórtices. Esto marca una diferencia real entre defectos de iguales características topográficas generados por diferentes técnicas (en este caso indentación e irradiación), lo que es coherente con lo observado en monocristales y que nos permite considerar centros de anclaje con mayor eficacia a aquellos generados por indentación frente a los generados por haz de iones focalizado.

De lo observado también se debe tener en cuenta que se trabaja con defectos artificiales superficiales. Por esto el resultado de la comparación con planos de macla es válido sólo para parte del espesor de los monocristales, ya que la estructuración fuerte que se observa debido a defectos artificiales no es una constante a lo largo del grosor del material. El efecto de anclaje de vórtices por parte de nuestros defectos superficiales tiene un alcance limitado, lo cual se demostró en el capítulo 4 al visualizar la red no estructurada en la cara opuesta de una zona con indentaciones.

El resultado de la comparación entre anclajes generados por diferentes tipos de defectos artificiales está en acuerdo con el alcance real de cada una de las técnicas, siendo que trabajamos con defectos de dimensiones topográficas similares pero con efectos diferentes a la estructura cristalina de su alrededor. Los resultados observados en monocristales (sistemas con baja densidad

Tabla 5.5: Datos de películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ para campos magnéticos aplicados de $16,5 \text{ Oe}$ con presencia de defectos artificiales generados por nanoindentación a $0,5 \text{ mN}$ (*Nanoín. I*) y 2 mN (*Nanoín. II*), ambos con parámetro de red de $5 \mu\text{m}$; y defectos irradiados con haz de iones focalizado a 100 pA y $60 \text{ s}/100 \mu\text{m}$ con parámetro de red de $5 \mu\text{m}$ (*Irrad. I*) y de $2,5 \mu\text{m}$ (*Irrad. II*). Las densidades E_0^e , E_{12}^e y \tilde{U}_p^e indican los valores asociados a los sistemas medidos experimentalmente, mientras que la densidad $E_{12}^P|_{ref}$ ($= 5,07(7) \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$) indica el valor de densidad de energía de interacción para el sistema de referencia utilizado (películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ sin defectos artificiales a $16,5 \text{ Oe}$).

Tipo de defecto	n [μm^{-2}] ($B[G]$)	Energías [erg/cm^3]			$\frac{FWHM(E_{12})}{E_{12}^e}$	\tilde{U}_p^e (U_p^e) [erg/cm^3]	$\tilde{U}_p^e/E_{12}^P _{ref}$ (U_p^e/E_{12}^e) [$\times 100$]
		E_0^e ($= E_0^t$)	E_{12}^e	E_{12}^t			
<i>Nanoín. I</i>	0,148(3)	$2,70(6) \cdot 10^8$	$1,65(3) \cdot 10^5$	$4,05(9) \cdot 10^3$	6(1)	$3,4(1) \cdot 10^5$	67(3)
	[3,06(8)]						
<i>Nanoín. II</i>	0,117(2)	$2,14(4) \cdot 10^8$	$2,00(3) \cdot 10^5$	$7,6(1) \cdot 10^2$	10(3)	$3,0(1) \cdot 10^5$	59(3)
	[2,42(5)]						
<i>Irrad. I</i>	0,162(3)	$2,97(5) \cdot 10^8$	$1,91(3) \cdot 10^5$	$7,5(1) \cdot 10^3$	5,5(7)	$3,1(1) \cdot 10^5$	61(3)
	[3,35(8)]						
<i>Irrad. II</i>	0,136(2)	$2,48(5) \cdot 10^8$	$1,36(2) \cdot 10^5$	$2,23(4) \cdot 10^3$	7(2)	$3,64(9) \cdot 10^5$	72(3)
	[2,82(5)]						

de defectos intrínsecos) arrojan una superioridad en el anclaje por parte de defectos generados por la técnica de indentación frente a los resultados de anclaje obtenidos para defectos generados por irradiación. Esto está en acuerdo con un mayor alcance por parte de defectos indentados. Por otro lado, dado un bajo valor del coeficiente de elasticidad c_{44} del tensor de tensiones del material[133] el vórtice puede torcerse sin un gran coste energético para colocarse tan solo en parte de su longitud en la posición del defecto. A pesar de desordenar la red (con el coste energético que eso implica) esto le hace ganar energía por aprovechar posiciones de defectos, obteniendo la estructuración que se observa en la superficie para un espesor del material superconductor.

5.7. Conclusiones

En este capítulo se desarrolló una herramienta para el análisis de fuerzas de anclaje de vórtices que permite cuantificar las contribuciones de diferentes tipos de centros de anclaje de manera individual. El modelo desarrollado asocia un valor de energía a las fuerzas de anclaje de vórtices del material y, por comparación con un sistema de referencia, discierne la fracción correspondiente a cada uno de los tipos de centros de anclaje presentes. La fuerza de esta herramienta radica en que permite la comparación *cuantitativa* entre diferentes tipos de centros de anclaje, logrando además extraer la información correspondiente a la naturaleza de cada uno de manera individual.

Paralelamente, y al trabajar con energías de interacción entre vórtices, esta herramienta realiza un cálculo de la energía de interacción correspondiente a cada posición de vórtice leída en la red. Esto arroja como resultado un mapa de energías de interacción para la red de vórtices, que permite identificar posiciones con mayor energía de interacción y asociarlas directamente a zonas de la superficie del material.

Por otro lado, una ventaja muy importante en cuanto a versatilidad del modelo energético, es que el mismo trabaja a partir de pares de coordenadas $(x; y)$. Por esta razón no sólo es aplicable a imágenes de decoración magnética, como se trabajó en este capítulo, sino también a cualquier tipo de imagen de la red de vórtices de la cuál puedan extraerse posiciones de vórtices. Más aún, y como fue empleado a modo de sistema de referencia a lo largo del capítulo, es posible trabajar con redes de vórtices generadas artificialmente para simular sistemas experimentales. El modelo demuestra así una gran versatilidad a la hora de aplicarlo, siendo compatible con todo tipo de técnica de visualización de la red de vórtices.

Se debe tener en cuenta que, debido a las ecuaciones utilizadas para describir el sistema de vórtices al realizar el cálculo de energías que intervienen en la red (ecuaciones 5.4 y 5.6), la aplicación del modelo dará resultados menos fiables para sistemas con parámetro de Ginzburg-Landau no muy grande. Lo que significa que para ciertos materiales ($\kappa \gg 1$) el modelo será muy confiable, mientras que para otros materiales ($\kappa \gg 1$) los resultados no serán tan precisos.

En cuanto al análisis de los diferentes tipos de centros de anclaje de vórtices, se observa una mayor efectividad de anclaje por parte de indentaciones frente a defectos irradiados tanto en monocristales como en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (con valores de \tilde{U}_p superiores incluso en más de un orden de magnitud). En monocristales, dada la configuración superficial de la red de vórtices, se observa superioridad de los defectos indentados frente a planos de macla, donde estos últimos muestran valores de energías \tilde{U}_p un 30% por debajo de los sistemas indentados.

El alcance de estos resultados es incierto, pudiendo acotarlo a distancias inferiores al espesor de nuestro material ($\sim 30 \mu m$).

Capítulo 6

Modelado de sistemas virtuales de vórtices

La posibilidad de observar las posiciones de los vórtices permite generar herramientas muy potentes para el estudio de la propia red de vórtices. Como se observó en capítulos anteriores (capítulos 3, 4 y 5), a partir de las posiciones de los vórtices nos fue posible realizar un análisis energético de las interacciones entre ellos, señalando posiciones más favorables para el anclaje de vórtices a partir de la detección de zonas de mayor interacción. También nos fue posible realizar una estimación de las energías del sistema obteniendo así una caracterización del material y de las fuerzas de anclaje presentes en el mismo. Todos estos resultados los aplicamos al estudio de defectos en materiales, generando una herramienta que permite inferir el comportamiento de la red de vórtices ante cualquier tipo de defecto (modelo para la determinación de energías en la red de vórtices, capítulo 5).

Para dar más fuerza a las hipótesis planteadas en el capítulo anterior, se desarrolló un entorno virtual donde se generaron sistemas de vórtices artificiales. Los mismos fueron sometidos a las hipótesis planteadas en dicho modelo para la determinación de energías. A estos experimentos los denominamos *modelado de sistemas virtuales de vórtices*. La comparación de resultados del modelado de sistemas permite además estimar parámetros físicos de los sistemas reales observados previamente.

La metodología de trabajo que se emplea en el modelado de sistemas comienza con la generación al azar de un conjunto virtual de posiciones de vórtices, para luego observar su evolución en un espacio de 2 dimensiones al suponer válidas las hipótesis de interacción vórtice-vórtice planteadas anteriormente en sistemas de vórtices reales. Se espera que al evolucionar a una configuración de equilibrio estos sistemas modelados se asemejen a los sistemas físicos reales observados por decoración.

En este capítulo se muestran resultados obtenidos en sistemas virtuales de vórtices modelados artificialmente, en interacción con redes de defectos lineales. Como resultado de esta interacción se obtiene una estructuración similar a la observada en sistemas visualizados por decoración. Se reafirman así las hipótesis propuestas para los sistemas reales medidos, permitiendo estimar características de los defectos, y obteniendo valores característicos de los mismos.

Dada la simplicidad del método con el que se trabaja para realizar el modelado de sistemas,

este capítulo cuenta con un análisis previo donde se estudia la fiabilidad del método empleado para el modelado. En esta parte se observan resultados obtenidos para sistemas libres de defectos donde solo se considera la interacción entre vórtices.

En cuanto a lo concerniente pura y exclusivamente al método empleado para realizar el modelado de estos sistemas, el apéndice C muestra el pseudocódigo del programa que se utilizó. El análisis de este pseudocódigo permite a cualquier lector realizar un juicio más crítico de dicho método.

6.1. Evaluación del método para modelado de sistemas

El método empleado para el modelado de sistemas consiste en la generación aleatoria de posiciones de vórtices ficticias en un espacio de 2 dimensiones, para luego proceder al ordenado de las mismas por minimización de la energía del sistema teniendo en cuenta las fuerzas de interacción que afectan a cada vórtice. En esta primera etapa no se considera la interacción vórtice-defecto, por lo que solo consideramos la interacción vórtice-vórtice como presente en el sistema.

Como hipótesis principal suponemos que todos los sistemas reales se encuentran en un estado de equilibrio al momento de visualizar la red por decoración magnética. Por lo tanto partiendo de un sistema virtual de posiciones generadas al azar buscamos que este evolucione a un estado de equilibrio. Para esto buscamos minimizar la energía del sistema alterando las posiciones de los vórtices.

En tal caso, y como ya se observó en el desarrollo de la ecuación 5.7 (capítulo 5), [7, 67] decimos que dados dos vórtices en las posiciones \mathbf{r}_μ y \mathbf{r}_ν , la contribución a la energía de interacción por unidad de línea de cada vórtice \mathcal{E}_{12}^v producto de la repulsión dada entre ellos será

$$\mathcal{E}_{12}^v = \frac{\Phi_0^2}{8\pi^2\lambda^2} K_0 \left(\frac{\sqrt{|\mathbf{r}_\mu - \mathbf{r}_\nu|^2 + 2\xi^2}}{\lambda} \right). \quad (6.1)$$

En esta ecuación Φ_0 es el cuanto de flujo, K_0 los polinomios de Hankel de orden cero y λ y ξ respectivamente la longitud de penetración y la longitud de coherencia del material superconductor. En nuestro caso, para el modelado consideramos un material homogéneo a temperatura fija (λ y ξ constantes). Trabajamos con $\lambda = cte.$ ($\lambda(t = 0,9175) \approx 250 \text{ nm}$ [99]) y en unidades arbitrarias de $\Phi_0^2/(8\pi^2\lambda^2)$ por lo que solo vemos la dependencia con la distancia entre vórtices del factor K_0 . Para el cálculo de la interacción vórtice-vórtice consideramos un radio de interacción del orden de 20λ , lo que hace que para este tipo de interacción entre vórtices (ecuación 6.1) el error para un sistema ordenado sea por mucho inferior al 0,001 %.

Al trabajar con un sistema de muchas posiciones de vórtices, la energía $\mathcal{E}_{12}^{v\mu}$ correspondiente a un vórtice en la posición \mathbf{r}_μ la obtenemos realizando una sumatoria sobre la ecuación 6.1 para todos los vórtices con posición \mathbf{r}_ν a distancias menores o iguales al radio de interacción.

Podemos así obtener tanto la posición del sistema con mayor energía como la dirección ideal en la cual moverlo para minimizarla (a través del gradiente de energía). Trabajamos entonces de manera iterativa, partiendo de un sistema de posiciones generadas al azar, y moviendo una a una las posiciones de los vórtices en nuestro sistema virtual hasta alcanzar una configuración de

equilibrio. Decimos que una configuración es de equilibrio cuando el movimiento de cualquiera de los vórtices en la dirección que indica su gradiente de energía no produce una minimización efectiva de la energía total del sistema.

Esta metodología asume una interacción puramente repulsiva entre vórtices, de módulo dado por la ecuación 6.1 a partir de las posiciones de vórtices en el sistema. Además se asume un medio que permite la superposición de las interacciones magnéticas y que se encuentra ausente de todo tipo de defectos y anomalías en el material.

Bajo estas condiciones si el método responde correctamente modelando la realidad observada previamente por decoración magnética, se obtendrá como resultado final un sistema ordenado con simetría hexagonal. Este resultado será independiente de la inducción magnética pues al no haber defectos en el sistema no esperamos encontrar una transición orden/desorden en función de la inducción como fue observado por experimentos de decoración (capítulo 3).[99]

Trabajamos en función de la inducción magnética B en el rango de $1 G$ a $100 G$, obteniendo como resultado para todos los casos sistemas ordenados con presencia de simetría triangular. Se trabaja para diferente número de posiciones, desde 50 hasta 1000 posiciones.

Los sistemas modelados se trabajan en coordenadas cartesianas en espacios de dimensiones $x_l \times y_l$ definidas por la densidad de vórtices del sistema y la cantidad de vórtices empleada en el modelado. Se consideran condiciones de contorno continuas en las dos direcciones ortogonales del sistema cartesiano, donde todo vórtice en una posición $x_0; y_0$ tiene su reflejo en las posiciones $(x_0 \pm m \cdot x_l; y_0 \pm n \cdot y_l)$ para todo par $m; n$ pertenecientes a los números naturales. Ambas dimensiones x_l e y_l se escogen mayores al doble de la distancia de interacción para evitar la interacción de un vórtice consigo mismo dadas las condiciones de contorno.

Bajo estas condiciones los resultados obtenidos para diferentes campos y cantidades de vórtices son similares. Se obtienen redes policristalinas con simetría triangular que asemejan bastante a las redes observadas experimentalmente por decoración magnética (redes con fuerte presencia de simetría triangular pero con defectos en la propia simetría). En particular la figura 6.1 muestra la evolución de uno de los sistemas trabajados, desde la generación aleatoria de posiciones hasta el estado final donde el método se detiene por no poder minimizar más la energía. La imagen corresponde a un sistema de 1000 posiciones con una inducción $B = 10 G$. En la imagen se indican las posiciones de vórtices para un área mayor a la empleada al trabajar con el sistema virtual, marcando con un recuadro en línea de puntos los límites del área utilizada en el modelado. Los puntos fuera del recuadro corresponden a las condiciones de contorno continuas propuestas para dicho sistema. Se observa que en el estado final la red presenta un orden muy claro, mostrando para este caso particular presencia de un único grano rompiendo el orden orientacional.

Analizando sistemas modelados de 1000 posiciones para diferentes condiciones de densidad de vórtices de las mismas (diferentes valores de B) observamos la evolución temporal de las energías de interacción. La figura 6.2 muestra el valor medio de la energía de interacción por vórtice E_{12} para diferentes sistemas en función de la cantidad de iteraciones (ciclos) del programa de modelado. Las líneas continuas indican el valor correspondiente a la energía de interacción para un vórtice en un sistema perfectamente ordenado con simetría triangular y de igual densidad de vórtices (E_{12}^t). Los puntos indicados con símbolos vacíos indican la energía inicial del sistema con las posiciones aleatoriamente generadas (ciclo número cero). Se observa que el sistema, bajo las

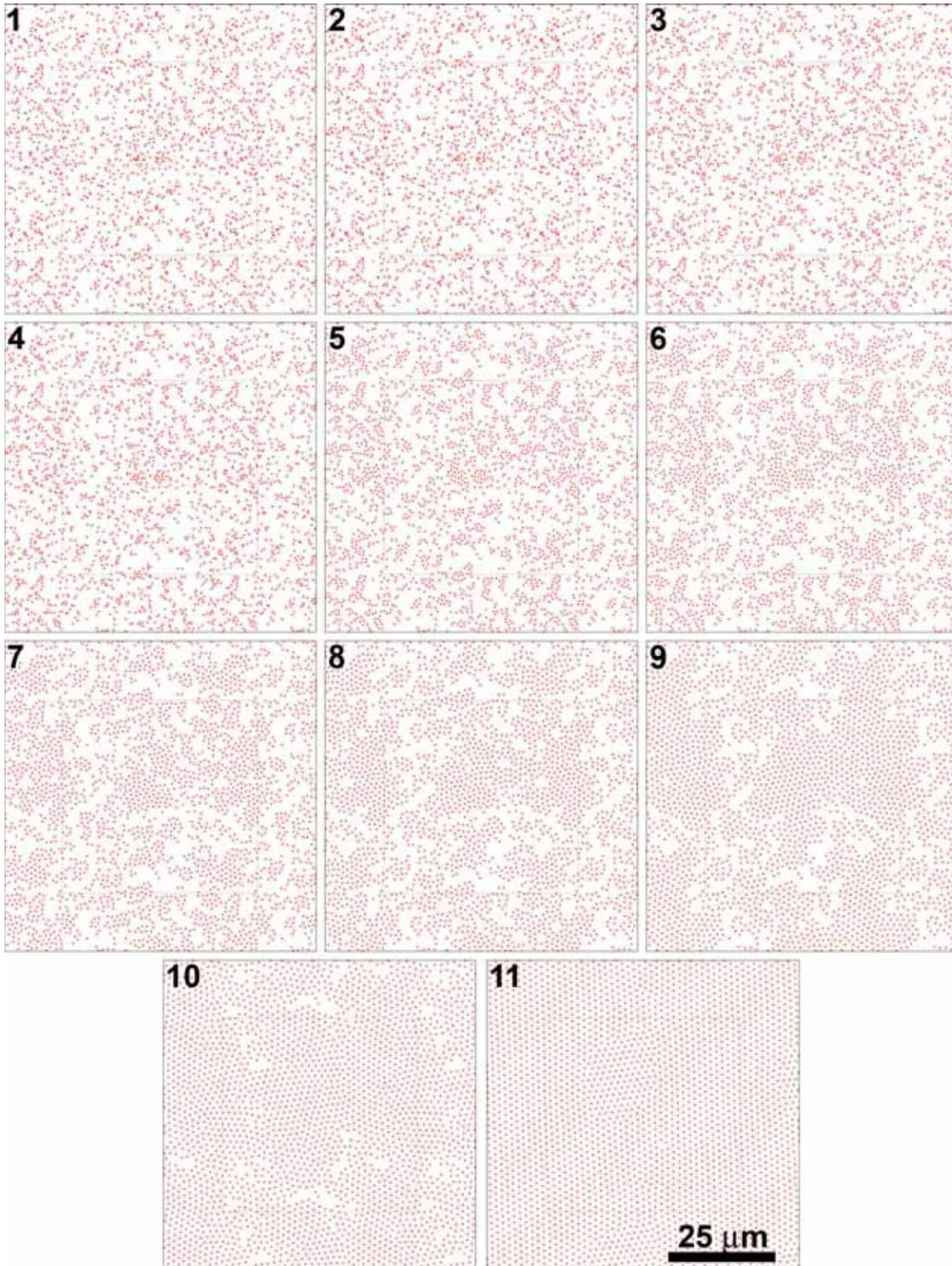


Figura 6.1: Evolución de un sistema virtual desde el estado inicial en la generación aleatoria de las posiciones hasta el estado final de mínima energía alcanzada. El ejemplo muestra un sistema con 1000 posiciones de vórtices para un valor de inducción $B = 10 \text{ G}$ con condiciones de contorno continuas. Se indica con línea de puntos el área total modelada. Se observa como resultado un sistema policristalino ordenado con simetría hexagonal, similar a los sistemas observados experimentalmente por decoración magnética.

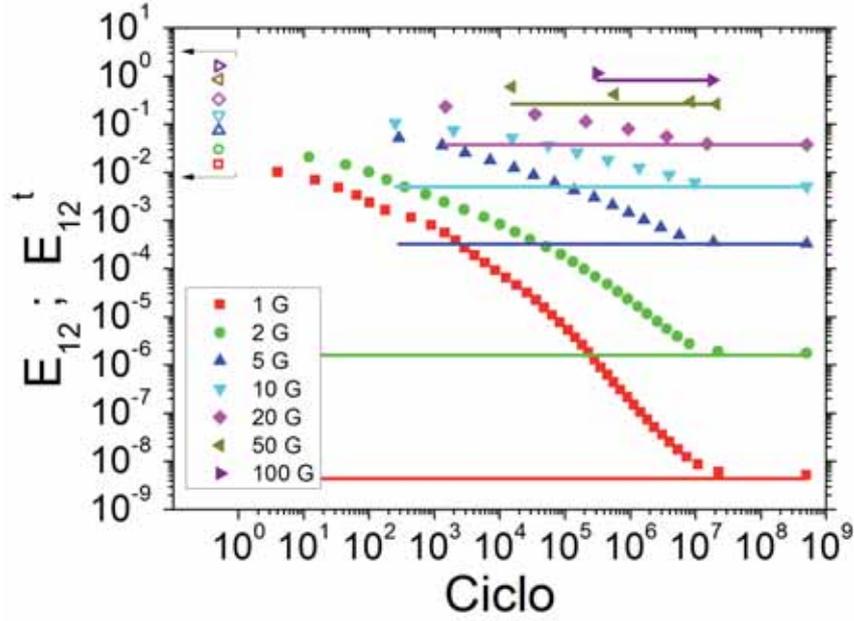


Figura 6.2: Evolución del valor de energía de interacción media por vórtice E_{12} para diferentes valores de B y en función del número de iteraciones o ciclos del programa que genera y ordena el conjunto de posiciones. Los resultados corresponden a sistemas modelados de 1000 posiciones de vórtices. Como referencia se muestra en línea continua el valor de E_{12} asociado a los correspondientes sistemas equivalentes con simetría triangular y perfectamente ordenados (E_{12}^t). Los símbolos vacíos corresponden al valor de energía de los sistemas en su configuración inicial (ciclo número 0). Se observa para todos los sistemas una clara disminución de la energía, induciendo una evolución del sistema hacia el orden. La baja diferencia entre energías E_{12} y E_{12}^t para las últimas condiciones de los sistemas indica un orden con simetría preferentemente triangular.

hipótesis preestablecidas, tiende a minimizar la energía acercándose al estado final del sistema perfectamente ordenado con simetría triangular. Esto indica una buena respuesta del método de generación de los sistemas modelados, donde la configuración final a la que tienden los sistemas es la de una red perfectamente ordenada con simetría triangular independientemente de las condiciones de densidad de vórtices con la que se trabaje.

Estudiamos los sistemas para diferentes cantidades de vórtices (entre 50 y 1000 posiciones) y densidades de vórtices (equivalentes a valores de $1 G \leq B \leq 100 G$), observando la evolución de la energía de interacción media para un vórtice del sistema (E_{12}) y comparándola con la energía de interacción de un vórtice en un sistema perfectamente ordenado (E_{12}^t) de igual densidad de vórtices.

La figura 6.3 muestra el valor de la diferencia de energías de interacción media por vórtice respecto del valor de energía de un vórtice en un sistema ordenado $(E_{12} - E_{12}^t)/E_{12} = U_p/E_{12}$. Los resultados corresponden a densidades de $B = 1 G$ (figura 6.3(a)), $B = 10 G$ (figura 6.3(b)) y $B = 100 G$ (figura 6.3(c)).

Se aprecia en las imágenes que en el estado final para el caso de $B = 100 G$ el valor de U_p es menor al 0,6% del valor de E_{12} . Para el caso de $B = 10 G$ este valor se ve incrementado en un orden de magnitud, pero siendo siempre menor al 3% en cualquiera de los casos analizados. El mayor valor porcentual de U_p lo observamos para el caso de $1 G$, donde supera por poco el 33% en el caso de mayor diferencia, encontrando casos con un valor inferior al 10% de E_{12} para

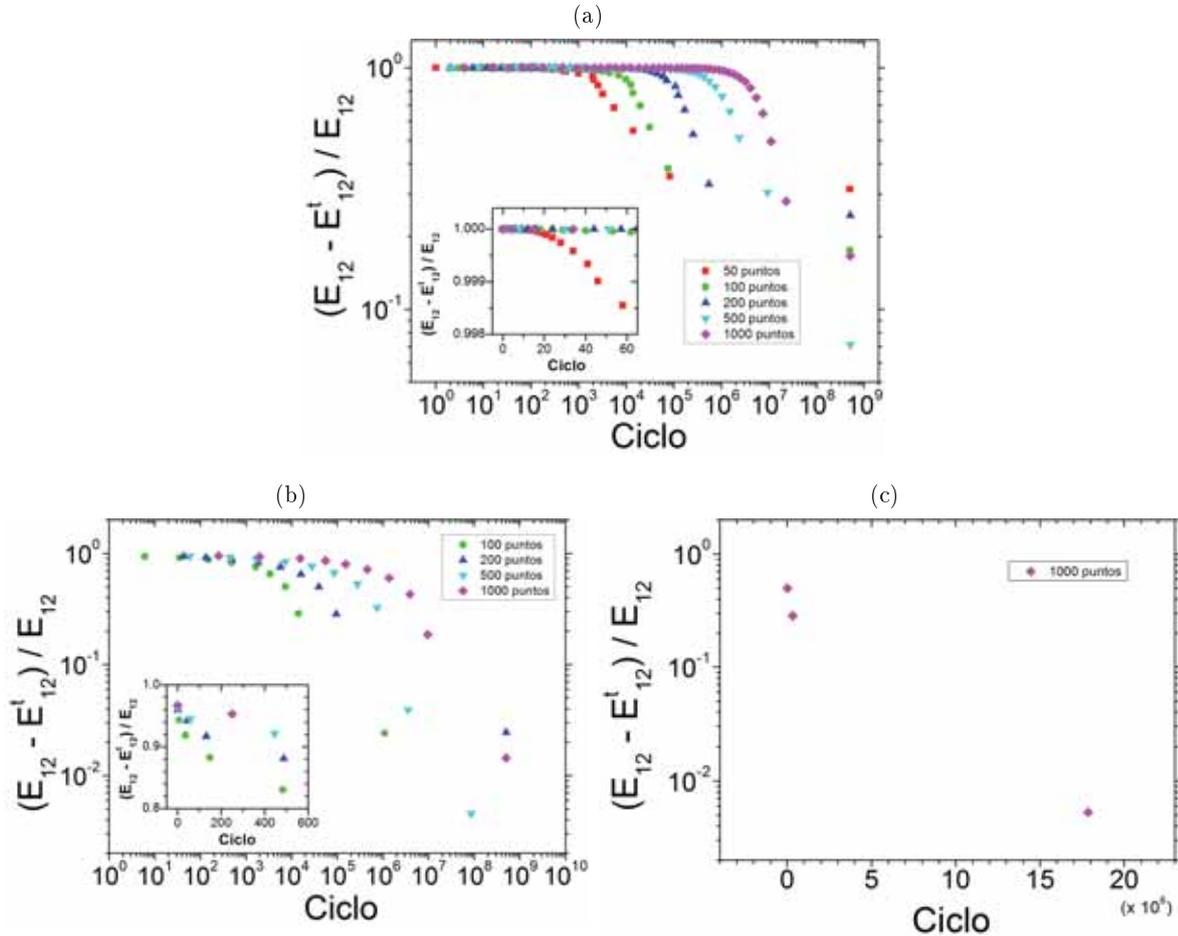


Figura 6.3: Evolución del valor de $U_p/E_{12} = (E_{12} - E_{12}^t)/E_{12}$ para sistemas virtuales modelados. Los valores se muestran en referencia a la energía de interacción de los sistemas modelados como el cociente U_p/E_{12} ; y en función del número de ciclos del programa que genera y ordena las posiciones de vórtices. La figura muestra los datos correspondientes a valores de $B = 1 G$ (figura (a)), $B = 10 G$ (figura (b)) y $B = 100 G$ (figura (c)). Para el sistema a $100 G$ en el estado final se observa un valor de U_p menor al 1%, mientras que para los sistemas a $10 G$ es un poco mayor ($< 3\%$). Para el caso de $1 G$, en su estado final U_p alcanza el 33%, mostrando para algunos casos valores menores al 20%. Estos valores están dentro de lo observado experimentalmente por decoración magnética, donde para redes policristalinas en monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ (capítulo 5, tabla 5.1, $H = 33 Oe$) esta diferencia alcanza el 25% del valor de la energía de interacción del sistema medido.

la misma. Recordemos que para el caso de sistemas ordenados en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ este valor de U_p era del 14 % para sistemas muy ordenados ($H = 66 \text{ Oe}$) alcanzando el 25 % para sistemas policristalinos con presencia de orden triangular ($H = 33 \text{ Oe}$). Sin embargo todos estos sistemas se muestran más ordenados que aquellos observados experimentalmente para campos aplicados de $H = 16,5 \text{ Oe}$ ($B < 3 \text{ G}$).

A los sistemas virtuales en su condición final les realizamos el mismo análisis que a los sistemas reales (triangulación de Delaunay y aplicación del modelo energético). Como ejemplo mostramos en la figura 6.4 el caso particular ya observado en la figura 6.1, un sistema de 1000 posiciones con una densidad equivalente a 10 G . La figura 6.4(a) muestra simplemente las posiciones (se indica en línea de puntos negra el área total modelada). La figura 6.4(b) muestra el resultado de la triangulación de Delaunay de dichas posiciones. En esta se indican en rojo los triángulos cuyos tres vértices corresponden a posiciones de vórtices con coordinación 6, señalando en gris a aquellos cuyos vértices los conforma al menos una posición sin coordinación 6. Vemos que el sistema muestra una estructura policristalina con un claro orden triangular en cada grano de manera individual, y con marcadas fronteras de grano en él, observando también una inclusión de plano y una vacante en la red de vórtices. Por otro lado, la figura 6.4(c) muestra el resultado de aplicar el modelo energético desarrollado en el capítulo anterior a las posiciones de los vórtices de este sistema. Se observa que la energía fuera de los defectos oscila en torno a valores de $2,5 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ y $3 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$. Este valor por un lado es por mucho inferior a lo que se esperaría en un sistema real observado por decoración para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, mientras que por otro lado está muy cerca del valor de energía de equilibrio. Esto indica un orden más fuerte para los sistemas modelados que para los sistemas reales, ya que en los sistemas virtuales modelados la energía asociada al anclaje de vórtices es muy baja por carecer de un mecanismo para tal efecto, observando solo anclaje colectivo⁽¹⁾ de la red. En particular para este sistema medimos un valor de $E_{12} = 2,68 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ con una energía asociada al anclaje de vórtices $U_p = 2,78 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$, que corresponde al 10,4 % del valor de E_{12} ($U_p/E_{12} \sim 10\%$). Para este sistema observamos un valor de $E_0 = 8,64 \cdot 10^8 \text{ erg/cm}^3$. También medimos una dispersión en energías de interacción de $FWHM_{(E_{12})}/E_{12} = 0,04$, la cual es mucho menor que lo medido en cualquier sistema observado experimentalmente por decoración donde para sistemas muy ordenados se midieron dispersiones con un valor de 0,3 (monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a 66 Oe , capítulo 5, tabla 5.1).

Observamos que mediante este método es posible generar redes artificiales de vórtices que asemejan los sistemas observados experimentalmente mediante decoración magnética. Estos sistemas virtuales, por carecer de mecanismo alguno de anclaje de vórtice a posiciones fijas del material, presentan un mejor orden, lo cual se ve reflejado en valores de energías U_p mucho menores que para sistemas experimentales. Tanto el método para generar estos sistemas virtuales, como las hipótesis consideradas para la interacción de los mismos son válidas ya que, mediante simple minimización de la energía del sistema, arriban a configuraciones con un orden casi perfecto.

⁽¹⁾Entendemos por *anclaje colectivo* a la fuerza que impide a un vórtice moverse solo por el hecho de tener que modificar las posiciones de los vórtices en su entorno, sin estar este asociado a ningún tipo de defecto del material. El anclaje colectivo lo asociamos pura y exclusivamente a interacciones vórtice-vórtice entre el vórtice considerado como anclado y el resto de la red de vórtices en general.



Figura 6.4: Estudio realizado a un sistema modelado de 1000 posiciones de vórtices a $B = 10 G$. La figura (a) muestra la disposición de las posiciones una vez ordenado el sistema. Se observa un orden con simetría triangular mostrando una clara policristalinidad en la configuración de las posiciones. El recuadro en línea de puntos negros indica la zona modelada. La figura (b) muestra la triangulación de Delaunay de las posiciones de vórtices en (a). En ella se muestran en rojo los triángulos compuestos por posiciones con coordinación 6 y en gris aquellos con al menos una posición con coordinación diferente de 6. Se observa una clara frontera de grano delimitando un grano con una orientación en la simetría de la red diferente del resto de la red. La figura (c) muestra el mapa de energías de interacción correspondiente a las posiciones mostradas en (a). Se observa una dispersión de energías en torno a $2,7 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$ con anomalías en energías de interacción asociadas directamente a la presencia de defectos en la simetría de la red (figura (b)).

De esta manera no sólo concluimos al respecto del método para la generación de sistemas modelados sino también sobre el modelo energético desarrollado en el capítulo anterior (capítulo 5) y las hipótesis consideradas para el mismo. Vemos que considerar las energías de interacción como factor dominante en la configuración de las redes observadas por decoración es algo acertado. Esto hace posible asociar posiciones de vórtices con mayor energía a un equilibrio energético dado por interacciones entre vórtices y defectos del material. Decimos que la formulación de nuestro modelo energético es en buena medida correcta, la cual asocia las fuerzas de anclaje de vórtices presentes en el material con la diferencia de energías de interacción del sistema medido con un sistema similar de orden triangular perfecto. Más aun decimos que es muy importante la corrección que implica considerar como sistema de referencia un sistema similar libre de los defectos a estudiar. Esta corrección permite anular los efectos producidos por la presencia de defectos intrínsecos del material o del anclaje colectivo de la red, efectos que producen en sí una diferencia importante entre las energías de interacción del sistema medido con uno de orden perfecto. Esto lo observamos para sistemas modelados donde incluso en ausencia de defectos (resultados mostrados hasta el momento) existe una energía finita de anclaje de vórtices.

6.1.1. Metaestabilidad en el ordenamiento de las posiciones artificiales de vórtices

El análisis anterior está en acuerdo con las hipótesis aplicadas principalmente en el modelo energético. Sin embargo antes de trabajar con el agregado de defectos en el material hay un punto más a resolver en este método, que es la metaestabilidad de los sistemas virtuales.

Analíticamente, el agregado de un defecto a nuestros sistemas modelados (defecto lineal) implica la consideración de muchos más parámetros durante el proceso de minimización de energía. El inconveniente que esto genera durante el modelado de sistemas es el incremento en el tiempo de cálculo de cada ciclo. Por eso al trabajar con el modelado de sistemas con presencia de defectos trabajamos en dos etapas, una primera etapa que permite la aproximación a un sistema ordenado carente de defectos, para luego pasar a una segunda etapa en la cual se considera la presencia de defectos modificando el orden anteriormente alcanzado. Esto es equivalente a pensar en un sistema donde inicialmente las fuerzas que influyen en su ordenamiento son solo las de interacción entre vórtices, para que luego comience a cobrar importancia la interacción vórtice-defecto. Podemos considerar que de esta manera trabajamos análogamente a un experimento real de enfriado de la muestra con campo magnético aplicado, donde a medida que disminuye la energía de agitación térmica lo hace también la de interacción entre vórtices (por su correspondiente disminución en el valor de $\lambda(T)$) dando paso así a un crecimiento en importancia de la interacción de vórtices con defectos.

Sin embargo al emplear esta metodología descubrimos que este método no es lo suficientemente fuerte para evitar estados metaestables con mínimos relativos de energía. Dado que este método siempre avanza a estados de menor energía, no le es posible a ningún sistema evolucionar a estados temporales de mayor energía que le permitan dejar atrás mínimos relativos.

Un ejemplo claro de esto es un sistema previamente ordenado al cuál se le agrega un único defecto. La energía para desplazar toda la red para que una posición coincida con el defecto hará que el sistema aumente temporalmente su energía total (anclaje colectivo de la red de vórtices),

lo que no es posible con la metodología empleada hasta el momento. Experimentos virtuales realizados para esta tesis mostraron que incluso defectos lineales aislados con una energía de hasta 5 órdenes de magnitud superior a la energía de interacción vórtice-vórtice no son capaces de alterar el orden en la red. Sin embargo partiendo de sistemas totalmente desordenados (generación de posiciones aleatorias y ordenamiento considerando ya la presencia del defecto) se observó una clara estructuración de la red debido a la presencia del defecto bajo las mismas condiciones.

Este resultado es muy importante porque también señala la posible presencia de estados metaestables en sistemas modelados libres de defectos, donde el sistema podría mantener defectos en su simetría tan solo debido al anclaje de vórtices colectivo.

Por esto agregamos una pequeña modificación al proceso de modelado de sistemas. Conservando una primera etapa en el proceso que permita un ágil ordenado de las posiciones de vórtices agregamos una segunda etapa, la cual considera metaestabilidad tanto así como el agregado de interacciones vórtice-defecto. La modificación en el proceso consiste en evaluar la evolución de la energía luego de una cantidad arbitraria $p > 1$ de pasos, permitiendo que en estados intermedios la energía fluctúe sin ningún tipo de restricción. De esta manera la red puede amoldarse a las nuevas condiciones del sistema de una manera más libre aumentando la probabilidad de llegar a un estado de mínima energía absoluto sin quedar en estados metaestables anteriores.

Gráficamente esto lo explica la figura 6.5. En ella observamos esquemáticamente la posible evolución de la energía \mathbb{E} de un sistema en función de los ciclos al momento de su modelado. Si realizamos una evaluación de la energía para cada ciclo observaríamos, como indica la figura 6.5(a), que no siempre se produce una minimización de la energía (ciclos 6; 7; 8; 13; 18 y 20), encontrando que al cambiar a la nueva configuración la energía aumenta a pesar de observar que en general la energía disminuirá al final del proceso. En este ejemplo, si buscáramos de manera estricta la minimización de la energía del sistema para cada ciclo, el sistema se detendría en la configuración dada por el ciclo número 5. Sin embargo al darle más libertad al sistema durante su evolución, al momento de buscar una configuración de mínima energía observamos que puede evolucionar libremente evitando estancarse en mínimos locales. En el ejemplo esquemático de la figura, vemos que así como muestra la figura 6.5(b), si se evalúa la energía sólo para algunos de los ciclos, es posible evitar estados de metaestabilidad, permitiendo que el sistema evolucione a nuevos estados que con las consideraciones anteriores sería imposible alcanzar. En este ejemplo, al evaluar las energías del sistema para 1 de cada 5 ciclos, el valor de energía siempre es menor que para el punto anterior evaluado.

Con esta idea en mente, aplicamos una pequeña modificación al método de generación y modelado de sistemas virtuales de vórtices. Luego de la primera etapa de ordenamiento de las posiciones generadas de manera aleatoria, la segunda etapa se verá modificada por este mecanismo. Se espera así evitar estados metaestables, incluso corrigiendo posibles configuraciones metaestables dadas en la primera etapa. La idea es dejar evolucionar al sistema para evaluar si existe una minimización real de la energía luego de una dada cantidad de ciclos, pero no haciendo esta evaluación constantemente. Al respecto de esta modificación en el programa para el modelado de sistemas, el apéndice C muestra el pseudocódigo correspondiente a ambas etapas.

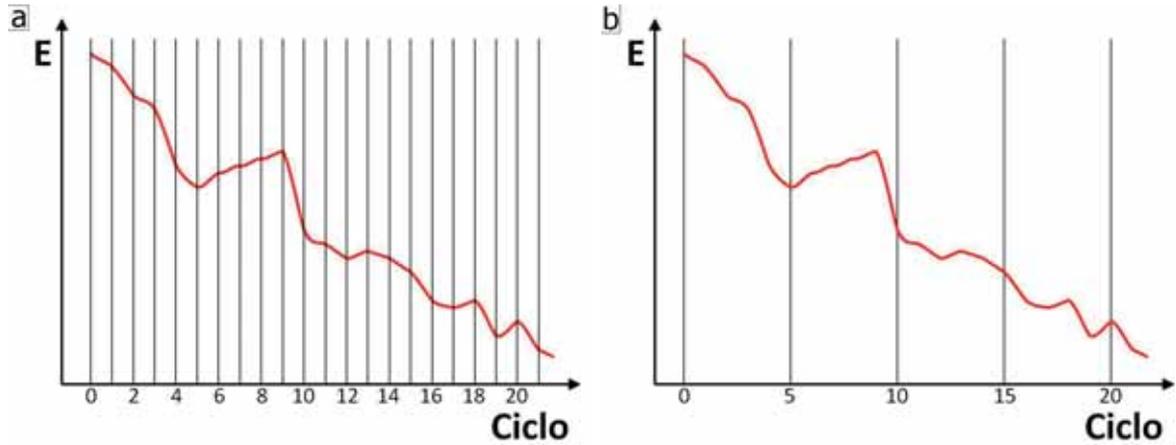


Figura 6.5: Esquema de la optimización del método para generación y ordenamiento de posiciones de vórtices en sistemas modelados. En el caso de evaluar la energía del sistema para cada ciclo (figura (a)) es posible llegar a estados de mínima energía relativos. Para evitar esto una solución es dejar que el sistema evolucione libremente buscando una minimización global de la energía, lo que se logra permitiendo que el sistema incluso aumente su energía de manera temporal (figura (b)).

6.2. Inclusión de defectos

Trabajamos ahora considerando la presencia de defectos en el sistema, imponiendo anomalías de simetría lineal en el material. Intentando simular las hipótesis planteadas con los sistemas observados por decoración magnética en el capítulo 4 (sistemas con defectos lineales generados artificialmente en la superficie de los materiales).

Primero realizamos un análisis de sistemas virtuales con la inclusión de un único defecto lineal, para el caso de dos valores de densidades de vórtices diferentes. Por un lado se trabajó con un valor de densidad $n = 0,118 \mu m^{-2}$; que corresponde a un valor de $B \approx 2,5 G$ ($B = 2,45 G$) muy similar a lo observado para monocristales de $YBa_2Cu_3O_7$ con defectos artificiales a $H = 16,5 Oe$. Por otro lado se trabajó con un valor mayor de densidad; $n = 1,25 \mu m^{-2}$; que corresponde a una inducción $B \approx 25 G$ ($B = 25,8 G$) un orden de magnitud superior. Este valor de inducción, en base a lo observado en experimentos de decoración, correspondería a sistemas policristalinos con orden triangular en la red de vórtices. Los defectos los consideramos como pozos de potencial parabólicos, con un ancho total de 4λ , centrados en la posición r^d del defecto y con valor nulo en los bordes (a distancias de 2λ de su posición) como esquematiza la figura 6.6. La densidad superficial de energía por unidad de línea u_d asociada a cada defecto se mide en relación a la energía de interacción de un vórtice en un sistema libre de defectos ($u_d/E_{12}^{ref} = cte.$), y es la que el defecto posee en su centro (mínimo del pozo potencial parabólico).

Comenzamos trabajando a la menor densidad de vórtices de las 2 empleadas en el modelado de sistemas con defectos. La figura 6.7 muestra las posiciones de vórtices y sus correspondientes mapas de energías de interacción para un defecto con una energía asociada u_d del 170 %, 240 % y 1000 % de la energía de interacción promedio asociada a un vórtice en un sistema modelado similar pero libre de defectos ($E_{12}^{ref} \approx 1 \cdot 10^3$). En las imágenes de las posiciones de los vórtices se indica con línea de puntos negra el área empleada para el modelado y con línea azul discontinua

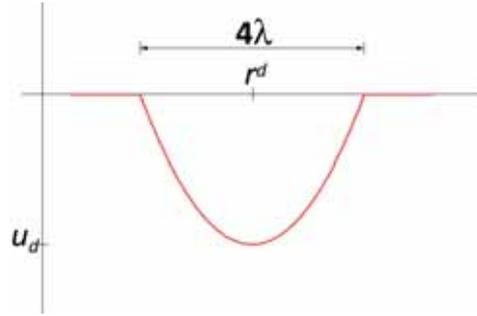


Figura 6.6: Perfil de un defecto lineal aplicado a sistemas virtuales (pozo de energía asociado a un defecto). El defecto presenta energéticamente un perfil parabólico de profundidad u_d con un ancho de 2λ hacia cada lado de su posición r^d . El aporte energético asociado a vórtices en la posición de un defecto se lo considera negativo.

la posición del defecto. Para ninguno de los casos observados es clara la estructuración de la red dada la presencia del defecto en el material. Sólo en el caso de mayor energía se observa una fuerte ocupación del defecto, pero sin una propagación clara del orden al resto de vórtices en la red.

Esto lo comparamos con resultados en sistemas modelados para densidades de vórtices n mayores ($B = 25 G$), observando que en este caso el efecto de estructuración es mucho más claro. La figura 6.8 muestra el resultado correspondiente considerando una energía u_d de 170%, 240% y 1000% de E_{12}^{ref} ($E_{12}^{ref} \approx 1.10^8$). En este caso, y dado que la densidad es mayor, la energía media de interacción asociada a un vórtice en sistemas libres de defectos será mucho mayor, como se observa en los mismos mapas de energía de las figuras 6.7 y 6.8; en particular de unos 5 órdenes de magnitud superior que para el caso de B tan solo un orden de magnitud por debajo ($B = 2, 5 G$).

Es clara la diferencia entre los resultados para ambas densidades, donde para el sistema de menor densidad de vórtices no existe un efecto de estructuración claro a iguales condiciones de u_d/E_{12}^{ref} que para el sistema a mayor densidad.

Para obtener una clara estructuración también en los sistemas a baja inducción magnética ($B = 2, 5 G$), aumentamos aun más la energía u_d asociada al defecto intentando encontrar una respuesta comparable a la ya observada para sistemas a mayor densidad ($B = 25 G$). Buscamos un valor de u_d tal que la energía de interacción para los vórtices en el defecto (E_{12}^{def}) sea superior a la energía de interacción para vórtices fuera del defecto (E_{12}^{ref}). En particular para sistemas virtuales a $B = 25 G$ un valor de $u_d/E_{12}^{ref} = 1000\%$ nos da un resultado de $E_{12}^{def}/E_{12}^{ref} \approx 3$, por lo que establecemos este valor como el criterio para hablar de una estructuración efectiva. La figura 6.9 muestra resultados correspondientes al modelado de sistemas con presencia de un defecto cuya energía es 2 y 3 órdenes de magnitud superior a la densidad de energía de interacción E_{12}^{ref} (10000% y 100000% respectivamente). Para estas condiciones es posible observar una clara estructuración de la red dada la presencia del defecto.

Para las dos densidades trabajadas se observa una estructuración de la red de vórtices debido a la presencia de un defecto lineal aislado con energías asociadas a los defectos de $10^5 \text{ erg/cm}^3 < u_d < 10^6 \text{ erg/cm}^3$ para sistemas con $B = 2, 5 G$ ($10000\% < u_d/E_{12}^{ref} < 100000\%$, figura 6.9(d));

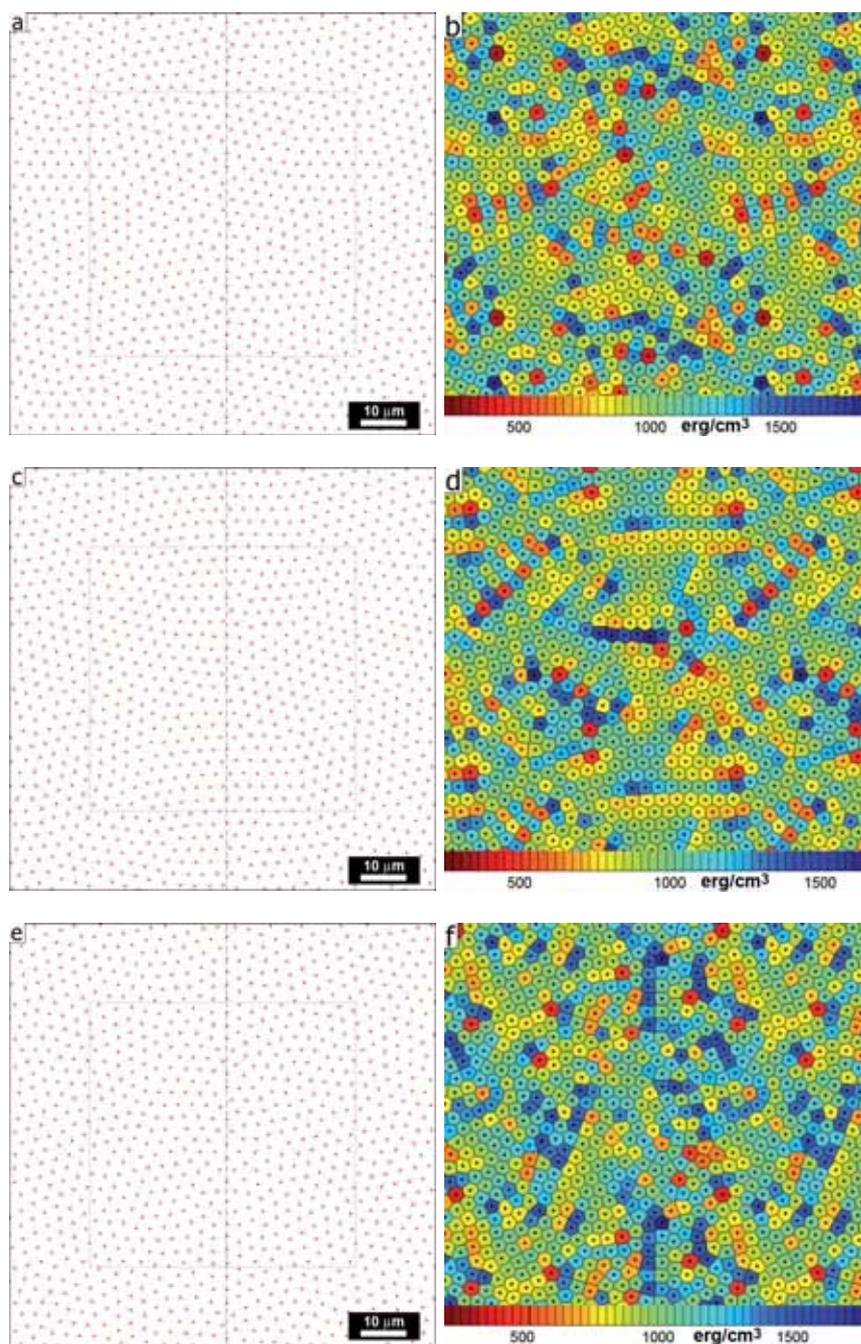


Figura 6.7: Sistemas virtuales de vórtices y mapas de densidades de energías de interacción E_{12} para un valor $B \approx 2,5 G$ con inclusión de un defecto individual. Se trabaja para tres valores de energías asociadas al defecto u_d diferentes. Estos valores de energías corresponden porcentualmente al 170% (figuras (a) y (b)), 240% (figuras (c) y (d)) y 1000% (figuras (e) y (f)) del valor de energía de interacción de una posición alejada del defecto ($E_{12}^{ref} \sim 10^3 \text{ erg/cm}^3$). Se indica con línea de puntos negra en las gráficas de posiciones el recuadro correspondiente a las posiciones modeladas. Las líneas discontinuas en azul indican las posiciones de los correspondientes defectos. Para estos casos en los mapas de energías no se aprecian efectos de una clara estructuración en ninguno de los sistemas modelados, sin embargo para el caso de mayor energía de defectos es posible observar gran parte del defecto ocupado por posiciones de vórtices.

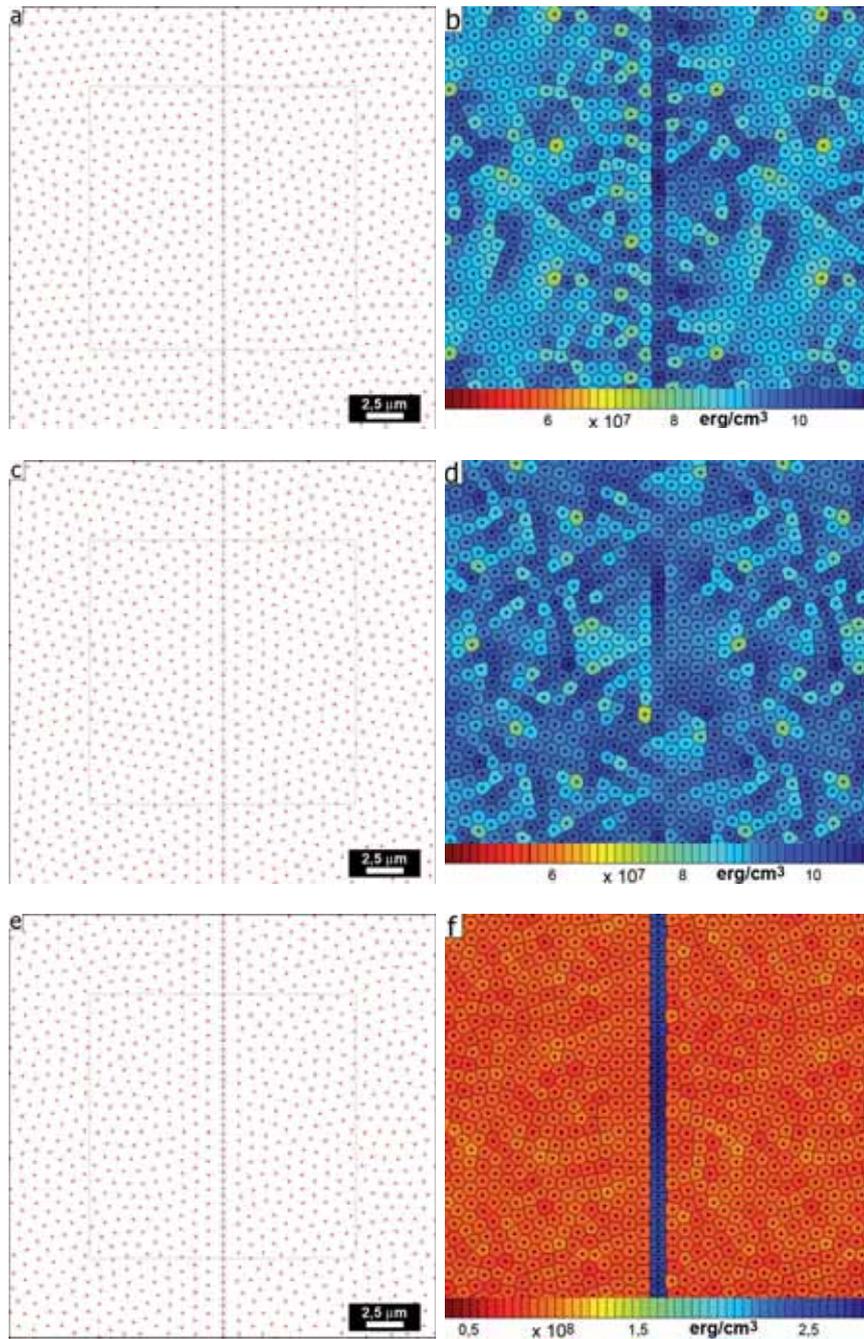


Figura 6.8: Sistemas virtuales de vórtices y mapas de densidades de energías asociados para un valor de inducción de campo $B \approx 25 G$ con inclusión de un defecto lineal aislado. Análogamente al caso de menor densidad de vórtices, se trabaja para tres valores diferentes de energías u_d asociadas al defecto en cada uno de los sistemas. Los valores corresponden al 170% (figuras (a) y (b)), 240% (figuras (c) y (d)) y 1000% (figuras (e) y (f)) del valor de energía de interacción de una posición alejada del defecto ($E_{12}^{ref} \sim 10^8 \text{ erg/cm}^3$). Para cada caso se indica el área real empleada en el modelado (recuadro en línea de puntos negra) y la posición del defecto (línea discontinua en azul). Se observa una estructuración mucho más clara que en el caso anterior de valor de inducción B un orden de magnitud inferior (figura 6.7).

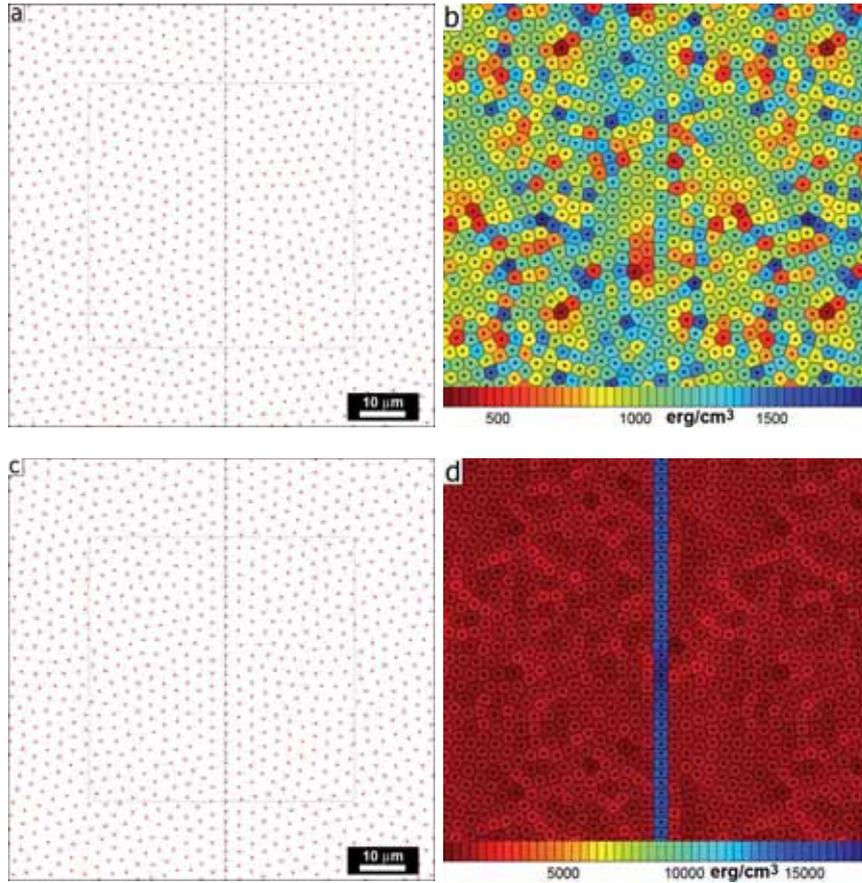


Figura 6.9: Sistemas virtuales de vórtices y mapas de densidades de energías asociados para un valor de densidad de vórtices correspondiente a $B \approx 2,5 G$ con inclusión de un defecto lineal aislado de energía mucho mayor que lo estudiado anteriormente (figura 6.7). Se trabaja ahora para valores de energías u_d de 10000% (figuras (a) y (b)) y 100000% (figuras (c) y (d)) de E_{12}^{ref} . Se observa una estructuración muy clara para energías del defecto de 100000%, comparable al efecto de estructuración dado en sistemas a mayor inducción con defectos de tan solo un 1000% (figura 6.8).

y $10^8 \text{ erg/cm}^3 < u_d < 10^9 \text{ erg/cm}^3$ para sistemas con $B = 25 \text{ G}$ ($240\% < u_d/E_{12}^{ref} < 1000\%$, figura 6.8(f)).

Recordamos que las densidades E_{12}^{ref} para cada uno de estos dos campos difieren en 5 órdenes de magnitud ($E_{12}^{ref}|_{B=2,5 \text{ G}} \approx 10^3 \text{ erg/cm}^3$; $E_{12}^{ref}|_{B=25 \text{ G}} \approx 10^8 \text{ erg/cm}^3$). Sin embargo para lograr resultados de estructuración similares la diferencia en u_d es de tan solo 3 órdenes de magnitud. Esto lo asociamos a la diferencia en densidades, que implica una menor distancia media para sistemas con mayor densidad de vórtices y por consiguiente una mayor energía de interacción.

En cuanto a los sistemas modelados con presencia de un defecto aislado a $B = 25 \text{ G}$ y para el mayor valor de u_d empleado, observamos en el mapa de energías que existe una diferencia en las energías de interacción entre vórtices dentro y fuera del defecto de menos de un orden de magnitud ($E_{12}^{def}/E_{12}^{ref} \approx 2, 5 \cdot 10^8/0, 9 \cdot 10^8 \approx 3$). Para este caso no contamos con sistemas reales observados por decoración con los que compararlos. Sin embargo para el caso de $B = 2, 5 \text{ G}$ y al mayor valor de u_d empleado, el mapa de energías muestra una diferencia en las energías de interacción de un orden de magnitud entre vórtices dentro y fuera del defecto ($E_{12}^{def}/E_{12}^{ref} \approx 15 \cdot 10^3/1 \cdot 10^3 = 15$). Este valor es comparable a lo observado por decoración magnética en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con defectos artificiales indentados (capítulo 5, tablas 5.1 y 5.3) donde también se observa una clara estructuración de la red de vórtices ($E_{12}^{Min}/E_{12}^M = 1, 37(1) \cdot 10^5/3, 50(4) \cdot 10^4 \approx 4$), siendo menor para el caso de vórtices en defectos irradiados ($E_{12}^{Mir}/E_{12}^M = 4, 42(8) \cdot 10^4/3, 50(4) \cdot 10^4 \approx 1, 3$). Esta similitud en la estructuración de sistemas reales observados por decoración y sistemas virtuales modelados nos permite realizar una comparación entre ambos. Para realizar dicha comparación tomamos la magnitud \tilde{U}_p/E_{12} como magnitud de referencia para la comparación entre defectos en sistemas reales y virtuales. En particular escogemos \tilde{U}_p como magnitud que caracteriza el anclaje de vórtices en cada material, tomando esta magnitud relativa a E_{12} puesto que ambos sistemas presentan distintas energías de interacción E_{12} .

6.2.1. Arreglos de defectos

Utilizando los resultados más importantes de estructuración en sistemas modelados con defectos lineales aislados, realizamos el modelado de sistemas virtuales con arreglos periódicos de defectos lineales. Trabajamos con una distancia entre defectos de $2, 5 \mu\text{m}$ a los mismos valores de inducción magnética B ya empleados para defectos individuales ($B = 2, 5 \text{ G}$ y $B = 25 \text{ G}$).

La figura 6.10 muestra resultados observados para sistemas modelados a valores de $B = 2, 5 \text{ G}$ con arreglos de defectos de diferentes energías asociadas a los mismos. En particular energías u_d de 10000% (figuras 6.10(a) y 6.10(b)), 20000% (figuras 6.10(c) y 6.10(d)) y 200000% (figuras 6.10(e) y 6.10(f)) de E_{12}^{ref} .

Para estos resultados comprobamos que existe una muy fuerte estructuración, con todos los vórtices en posiciones de defectos tal y como ya habíamos visto para defectos aislados con energías asociadas similares. Se observa también un aumento en la energía de interacción media por vórtice asociado a la estructuración de la red de vórtices. Notamos que para el caso de menor energía u_d , la energía de interacción E_{12} triplica (aproximadamente) el valor de energía de interacción asociado a un vórtice alejado de un defecto E_{12}^{ref} . Observamos que para el caso de mayor energía asociada a defectos en estos sistemas modelados, las energías de interacción están en el orden de aquellas medidas para monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con defectos artificiales irradiados con igual

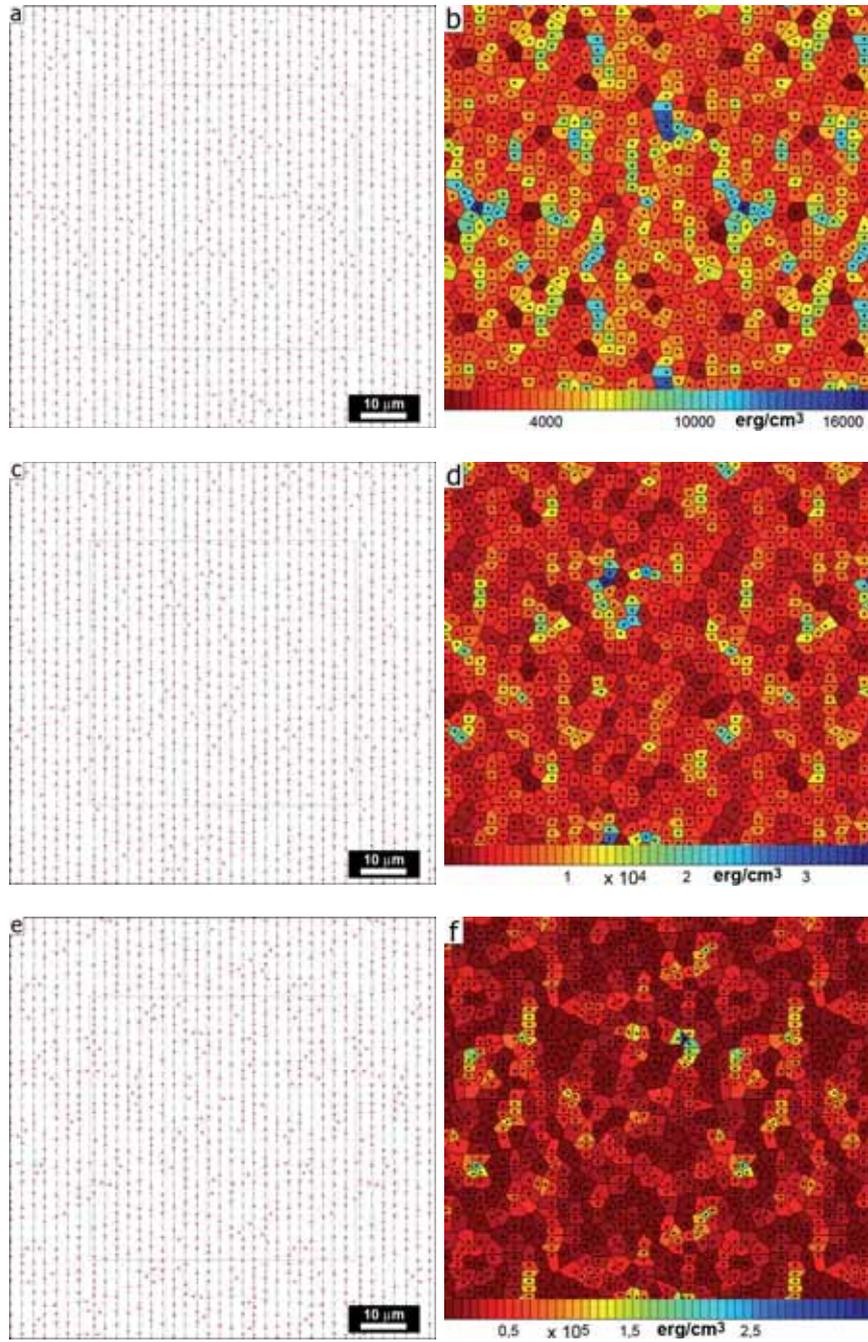


Figura 6.10: Sistemas virtuales a $B = 2,5 G$ con arreglos de defectos lineales en ellos. Se muestran las posiciones finales para los diferentes sistemas y los correspondientes mapas de energías de esas posiciones. La distancia entre defectos es de $2,5 \mu m$. Las energías u_d asociadas a cada defecto en el arreglo corresponden a 10000 % (figuras (a) y (b)), 20000 % (figuras (c) y (d)) y 200000 % (figuras (e) y (f)) de E_{12}^{ref} . Se observa en todos los casos una fuerte estructuración, donde casi todos los vórtices se ubican en posiciones de defectos.

distancia entre ellos, $2,5 \mu m$ (capítulo 5, tabla 5.3).

La tabla 6.1 muestra los resultados obtenidos al aplicar el modelo energético a los sistemas virtuales mostrados en la figura 6.10. La tabla también indica el resultado correspondiente de aplicar el modelo energético a un sistema virtual libre de defectos bajo iguales condiciones de densidad de vórtices (sistema de referencia).

Comparativamente, la figura 6.11 muestra sistemas con arreglos de defectos, modelados a mayor densidad de vórtices ($B = 25 G$). En este caso las energías u_d asociadas a un defecto en el arreglo corresponden a valores del 170 % (figuras 6.11(a) y 6.11(b)), 240 % (figuras 6.11(c) y 6.11(d)) y 1000 % (figuras 6.11(e) y 6.11(f)) de E_{12}^{ref} . Bajo estas condiciones de densidades de vórtices, la energía asociada a los defectos será en módulo mucho mayor que la aplicada para el caso de modelado de sistemas a menor densidad (figura 6.10). Sin embargo el cociente u_d/E_{12}^{ref} es mucho menor para este caso donde $B = 25 G$ (figura 6.11).

Para los resultados en estos sistemas observamos también una fuerte estructuración de la red. En este caso, y dado que la distancia entre defectos ($2,5 \mu m$) es claramente mayor al parámetro de red de la red de vórtices, una gran cantidad de vórtices se colocan fuera de las posiciones de los defectos. Sin embargo el aumento de la densidad de vórtices en las posiciones de los defectos respecto del resto del material es muy claro. Por ello la energía de interacción entre vórtices es

Tabla 6.1: Resultados obtenidos de aplicar el modelo energético a los diferentes sistemas modelados con arreglos de defectos. Se indica el valor de inducción magnética B correspondiente a cada sistema y la energía asociada a un defecto en el arreglo en valor porcentual respecto de la energía de interacción para un vórtice en un sistema de iguales características libre de defectos ($u_d/E_{12}^{ref} \times 100$) y en valor neto (u_d). Para cada valor de inducción B se dan como referencia los valores correspondientes a un sistema libre de defectos, indicándose como (*ref*) en la tabla. Para el caso de $B = 2,5 G$ se observan valores de \tilde{U}_p/E_{12} sutilmente superiores que para los sistemas reales trabajados a bajos valores de B (capítulo 5, tabla 5.3), a pesar de haber observado estructuraciones similares en sistemas con un único defecto lineal para valores de u_d/E_{12}^{ref} en el rango se muestra.

B [G]	u_d/E_{12}^{ref} [$\times 100$] (u_d [erg/cm ³])	Energías [erg/cm ³]			\tilde{U}_p (U_p) [erg/cm ³]	\tilde{U}_p/E_{12} (U_p/E_{12}) [$\times 100$]
		E_0 (= E_0^t)	E_{12}	E_{12}^t		
2,5	(<i>ref</i>)	$2,09 \cdot 10^8$	$1,00 \cdot 10^3$	641	[363]	[36]
	10000 [$1 \cdot 10^5$]	$2,10 \cdot 10^8$	$4,52 \cdot 10^3$	661	$3,49 \cdot 10^3$ [$3,85 \cdot 10^3$]	77 [85]
	20000 [$2 \cdot 10^5$]	$2,10 \cdot 10^8$	$6,09 \cdot 10^3$	646	$5,08 \cdot 10^3$ [$5,45 \cdot 10^3$]	83 [89]
	200000 [$2 \cdot 10^6$]	$2,09 \cdot 10^8$	$3,29 \cdot 10^4$	636	$3,12 \cdot 10^4$ [$3,22 \cdot 10^4$]	95 [98]
25	(<i>ref</i>)	$2,20 \cdot 10^9$	$9,59 \cdot 10^7$	$8,44 \cdot 10^7$	$1,15 \cdot 10^7$	12
	170 [$1,63 \cdot 10^8$]	$2,20 \cdot 10^9$	$1,02 \cdot 10^8$	$8,41 \cdot 10^7$	$6,86 \cdot 10^6$ [$1,84 \cdot 10^7$]	7 [18]
	240 [$3,26 \cdot 10^8$]	$2,20 \cdot 10^9$	$1,10 \cdot 10^8$	$8,40 \cdot 10^7$	$1,49 \cdot 10^7$ [$2,64 \cdot 10^7$]	13 [24]
	1000 [$9,59 \cdot 10^8$]	$2,20 \cdot 10^9$	$2,07 \cdot 10^8$	$8,41 \cdot 10^7$	$1,12 \cdot 10^8$ [$1,23 \cdot 10^8$]	54 [59]

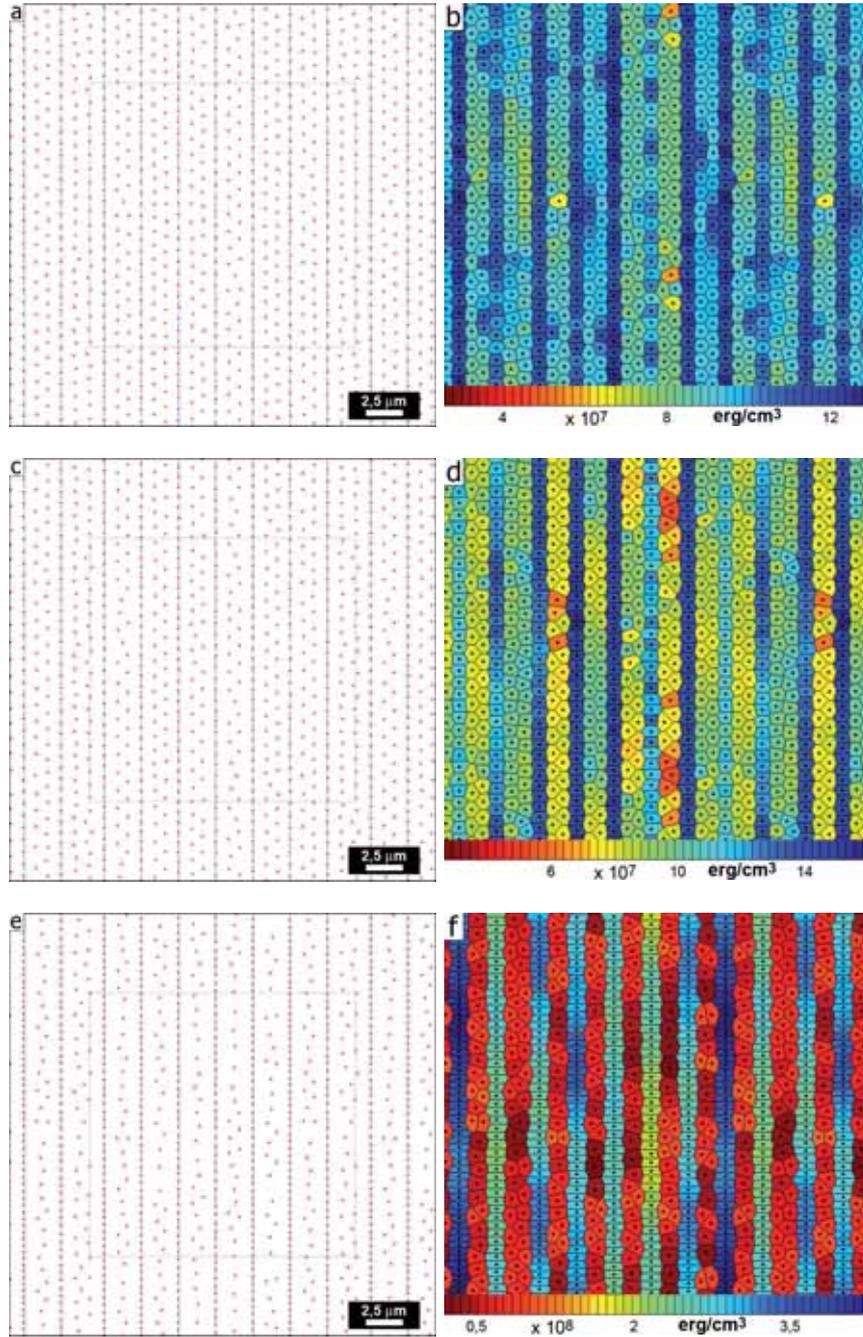


Figura 6.11: Sistemas virtuales a $B = 25 G$ con arreglos de defectos lineales en ellos. Se muestran las posiciones finales para los diferentes sistemas y los correspondientes mapas de energías de esas posiciones. Al igual que para los sistemas a menor densidad de vórtices, la distancia entre defectos es de $2,5 \mu m$. Las energías u_d asociadas a cada defecto en el arreglo corresponden a 170 % (figuras (a) y (b)), 240 % (figuras (c) y (d)) y 1000 % (figuras (e) y (f)) de E_{12}^{ref} . Se observa una fuerte estructuración de la red con una alta densidad de vórtices en las posiciones de defectos, mucho mayor que la densidad de vórtices en posiciones fuera de ellos. La alta densidad de vórtices en las posiciones de defectos se ve claramente en los mapas de energías de interacción, que muestran diferencias de hasta casi un orden de magnitud.

superior para las posiciones de vórtices en los sitios de los defectos (de 1,5 a 3,5 veces mayor aproximadamente), señalando claramente tanto la estructuración como la posición de los defectos en los mapas de energías de interacción.

Al respecto la tabla 6.1 muestra los valores medios de energías obtenidos al aplicar el modelo energético a los diferentes sistemas. Se muestran también resultados para un sistema libre de defectos, el cual sirve como referencia a los demás sistemas para estimar valores de energías asociados solamente a los defectos. Para inducciones de 2,5 G se observa un comportamiento similar en \tilde{U}_p/E_{12} al obtenido experimentalmente para monocristales con defectos artificiales nanoindentados de $\sim 75\%$ (capítulo 5, tabla 5.3). Por otro lado los resultados a mayores campos arrojan valores menores de \tilde{U}_p/E_{12} . Esto estaría de acuerdo con los resultados observados en monocristales maclados a diferentes campos, donde el valor de \tilde{U}_p/E_{12} disminuye con el campo a pesar de observar una clara estructuración de la red, indicando que la contribución de la energía de anclaje disminuye en comparación con la energía de interacción al aumentar el campo.

6.3. Conclusiones

En este capítulo hemos desarrollado un método el cuál, a partir de la minimización de la energía de una configuración aleatoria de posiciones de vórtices, genera sistemas virtuales que intentan emular los sistemas observados por decoración magnética en este mismo trabajo de tesis.

Una vez desarrollado este método se comprobó su fiabilidad analizando el ordenamiento de sistemas virtuales en ausencia de defectos intrínsecos. Luego estudiamos sistemas virtuales con defectos lineales y los comparamos con los sistemas observados por decoración en capítulos anteriores. Se trabajó con sistemas virtuales en configuración de mínima energía y con criterios de estructuración similares a los observados para los sistemas reales. Esto nos permitió atribuir el desorden obtenido a los mecanismos de anclaje de vórtices presentes en el material, de forma similar al estudio realizado en el capítulo 5.

Para densidades de $B = 2,5 G$ se observó una clara estructuración para defectos aislados con valores de energía u_d de entre 2 y 3 órdenes de magnitud por encima de la energía de interacción E_{12}^{ref} del propio sistema libre de defectos. Un resultado de estructuración equivalente ($E_{12}^{def}/E_{12}^{ref} \sim 3$ o superior) para densidades de $B = 25 G$ se observa con energías u_d asociadas a defectos de tan solo un orden de magnitud mayor a la energía de interacción E_{12}^{ref} del propio sistema libre de defectos.

Con estos resultados se trabajó con redes de defectos artificiales logrando comparar resultados a $B = 2,5 G$ con resultados obtenidos para monocristales con defectos artificiales observados por decoración magnética. Tomando como criterio de comparación el valor de densidad de energía de anclaje de vórtices \tilde{U}_p relativo a la densidad de energía de interacción E_{12} del sistema (\tilde{U}_p/E_{12}), fue posible hacer una comparación directa entre monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ indentados ($\tilde{U}_p/E_{12} \approx 75\%$) y sistemas virtuales, obteniendo un valor de energía u_d asociado a los defectos de entre 2 y 3 órdenes de magnitud por encima de la energía de interacción E_{12}^{ref} de un vórtice en un sistema virtual libre de defectos ($u_d/E_{12}^{ref} = 10000\% - 200000\%$). Esta comparación la realizamos de manera directa dado el similar valor obtenido para la magnitud porcentual \tilde{U}_p/E_{12} en ambos casos.

De esta comparación podemos estimar un valor de energía de anclaje u_d^{Min} asociado a nuestros defectos artificiales generados por indentación a $0,5 \text{ mN}$ (capítulo 5, tabla 5.3) de $\sim 10^6 \text{ erg/cm}^3 - 10^7 \text{ erg/cm}^3$. Este valor lo podemos considerar como una cota mínima ya que para nuestros sistemas virtuales los defectos lineales estructuran la red compitiendo solamente con la energía de interacción vórtice-vórtice.

Capítulo 7

Conclusiones Generales

El trabajo de tesis que aquí se presenta estudia las interacciones vórtice-defecto en superconductores $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a partir de la visualización de la red de vórtices. El mismo abarca desde la construcción y puesta en marcha del sistema experimental empleado hasta el análisis de resultados mediante el desarrollo de un modelo teórico para el estudio energético de las interacciones presentes en la red de vórtices. Paralelamente, la realización de un modelado de sistemas virtuales de redes de vórtices artificiales brinda resultados en acuerdo al modelo teórico desarrollado, reforzando así las hipótesis planteadas y consolidando las conclusiones.

Para ello se desarrolló un sistema de decoración magnética capaz de mostrar distribuciones de campo magnético local, empleándolo en particular para la visualización de vórtices sobre la superficie de materiales superconductores. El sistema es capaz de trabajar en atmósfera controlada, a bajas temperaturas ($\sim 4,2\text{ K}$) y permite la aplicación de campo magnético a densidades de flujo superiores a 10 mT controlando la orientación respecto a la superficie del material a estudiar.

Los resultados obtenidos permiten realizar una comparación tanto cualitativa como cuantitativa de la efectividad en el anclaje de vórtices asociada a los diferentes tipos de sistemas con los que se trabajó. Un primer estudio a partir de la visualización de la red de vórtices en monocristales y películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ libres de defectos artificiales permitió realizar una caracterización del comportamiento de la red ante la presencia de defectos intrínsecos de estos materiales, obteniendo en particular resultados para la red ante la presencia de planos de macla en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Un estudio similar realizado en los mismos materiales con presencia de arreglos lineales de defectos artificiales superficiales permitió comparar los efectos de estructuración de la red de vórtices dados por causa de la presencia de estos nuevos defectos, observando que la estructuración ejercida en la red conserva también el carácter de superficial.

Los resultados experimentales obtenidos por decoración magnética en monocristales de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ confirman el relevante papel de la interacción de los defectos cristalinos con la red de vórtices. Es de gran importancia el resultado de la interacción de la red de vórtices con defectos tales como los planos de macla que, en monocristales, demostraron ser capaces de estructurar la red.

Los experimentos posteriores llevados a cabo en materiales con arreglos de defectos permitieron el estudio del comportamiento de la red en plena interacción con estos. Pudimos evaluar el comportamiento de la red en interacción con diferentes tipos de arreglos de defectos super-

ficiales generados mediante haz de iones focalizado y nanoindentación. La comparación con el sistema previo mostró como resultado una efectiva estructuración de la red por parte de los defectos artificiales, siendo estos capaces incluso de competir con defectos naturales presentes en el material. Técnicas como la indentación a escala nanométrica o la irradiación con haz de iones focalizado se mostraron eficientes para la generación de defectos capaces de estructurar la red de vórtices. Sin embargo el tratamiento de estos resultados, sobre todo los relacionados con películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, muestran que las herramientas empleadas inicialmente para su análisis no son suficientemente eficaces para realizar una comparación cuantitativa de la eficacia de los defectos en la estructuración de la red de vórtices.

El estudio se completó con el desarrollo de un modelo energético que permite estimar las energías asociadas a las fuerzas de anclaje de vórtices. El sistema de análisis desarrollado constituye una novedosa herramienta para una comparación efectiva con carácter cuantitativo de la interacción vórtice-defecto de los sistemas estudiados.

Trabajando con los resultados obtenidos previamente tanto en sistemas libres de defectos artificiales como en sistemas con arreglos de defectos nanoestructurados, fue posible realizar una comparación cuantitativa de las interacciones de la red con los diferentes tipos de defectos mencionados mediante el modelo energético. El modelo desarrollado para tal fin utiliza las posiciones de vórtices en la red para calcular las energías de interacción entre vórtices del sistema. En base a estas energías, es capaz de estimar las energías asociadas a la interacción vórtice-defecto del sistema estudiado, permitiendo incluso el análisis de cualquier tipo de defecto en particular, centrandó nuestros estudios en los defectos superficiales generados artificialmente. Los resultados permitieron asociar a la naturaleza de un defecto una energía que relacionamos directamente con la capacidad de anclaje de vórtices del tipo de defecto particular bajo estudio.

El desarrollo de este modelo es un paso muy importante pues no existen registros anteriores de herramientas para el cálculo de interacciones del tipo vórtice-defecto que permitan cuantificar las mismas de manera clara y específica. La ventaja del modelo energético que planteamos en esta tesis radica en la independencia de la geometría del defecto analizado, lo que permite a su vez extender su aplicación al análisis de todo tipo de defectos presentes en los materiales superconductores. Como valor añadido el modelo permite la obtención de mapas de densidades de energías de interacción entre vórtices. La capacidad de discernir las fuerzas a las que cada vórtice está sometido en la red permite localizar anomalías en el material, donde la variación local de la densidad de energía de interacción es un buen indicador de la presencia de inhomogeneidades en el mismo.

Con la aplicación del modelo energético fue posible comparar interacciones de la red con diferentes tipos de defectos artificiales, encontrando mucho más efectivo el anclaje de vórtices por parte de defectos indentados que por parte de defectos irradiados, tanto en monocristales como en películas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

Estos resultados se complementaron con el modelado de vórtices artificiales en redes virtuales para el estudio de su distribución espacial inducida por defectos y arreglos de defectos. La similitud de resultados entre sistemas reales y sistemas modelados consolida las hipótesis asumidas como aplicables en los sistemas reales medidos, reforzando el modelo energético desarrollado. Por otro lado, al trabajar con sistemas modelados con presencia de arreglos de defectos, fue posible

estimar la importancia de los defectos frente a las interacciones entre vórtices en la red. Comparando resultados medidos y modelados para la estructuración de la red de vórtices fue posible hacer una estimación del pozo energético asociado a un defecto artificial, estimándolo entre uno y dos órdenes de magnitud superior que la energía de interacción para densidades de $B \approx 2,5 G$.

Independientemente, al respecto del montaje del sistema de decoración, la experiencia adquirida durante todo el proceso (desde las primeras etapas del montaje hasta la obtención de resultados en diferentes materiales) permitió desarrollar variaciones en el proceso de decoración. Como avance importante en este aspecto, mencionamos que el sistema trabaja con un protocolo de control de presión que evita el control dinámico a lo largo de todo el proceso de decoración, mejorando las condiciones de repetitividad de los experimentos. Este protocolo, empleado para la obtención de todos los resultados que se muestran en esta tesis, ha dado muy buenos resultados en gran variedad de materiales, trabajando desde películas delgadas de 250 nm de espesor, hasta monocristales de más de $25 \mu\text{m}$ de espesor, empleando en el transcurso de esta tesis materiales con diferentes propiedades como Pb , $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ o $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

Finalmente los resultados de estructuración de la red de vórtices obtenidos en materiales $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ con redes de defectos artificiales mostraron un claro aumento de la fuerza de anclaje de vórtices. Estos resultados son interesantes por las posibilidades de aplicación que presentan al estudio de cintas superconductoras de segunda generación para el transporte eléctrico y dispositivos electrónicos basados en SATC. Su aplicación dependerá de la facilidad de adaptación a líneas de producción que las propias técnicas de generación de defectos demuestren. Los resultados nos indican que puede ser más conveniente trabajar con un tipo de defectos que con otro, sin embargo ambos resultados son positivos en cuanto al anclaje de vórtices se refiere. Resultados preliminares no incluidos en esta memoria mostraron que los resultados de estructuración a bajo campo observados en películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ crecidas por métodos químicos con arreglos de defectos superficiales generados por haz de iones focalizado (resultados observados por decoración magnética) son coherentes con mediciones de transporte eléctrico realizadas a altos campos.[\[135\]](#)

Notamos que este trabajo demuestra avances en tres frentes importantes. Por un lado hemos puesto en marcha una técnica de visualización de dominios magnéticos (aplicada aquí exclusivamente al estudio de vórtices en materiales superconductores). Esta técnica está presente en media docena de laboratorios en el mundo. Por otra parte hemos generado una herramienta de fácil aplicación para el estudio cuantitativo de las energías asociadas al anclaje de vórtices (modelo para la determinación de energías en la red de vórtices). La misma ha demostrado ser muy dócil en cuanto a ámbito de aplicación se refiere, permitiendo trabajar en diferentes materiales observados por decoración y demostrando sus posibilidades trabajando incluso en sistemas artificialmente generados. Por último se realizó un avance muy importante en relación a la naturaleza de los centros de anclaje de vórtice artificiales, logrando comparar resultados de manera cuantitativa para las diferentes técnicas empleadas en la generación de los mismos. Dicho análisis, realizado precisamente en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, es extensible al estudio de cintas superconductoras y a dispositivos electrónicos.

Por otro lado parte de este texto (capítulo 2 y apéndices A y B) está orientado a la continuación de los trabajos de visualización de la red de vórtices con el sistema de decoración

magnética implementado. Esto pretende afianzar una nueva línea de investigación basada en el trabajo aquí desarrollado, con la obtención de resultados inmediatos de estructuración de la red de vórtices en películas delgadas de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ a partir de la visualización de vórtices. Esta vía aporta nueva información completando los resultados obtenidos mediante medidas eléctricas y magnéticas.[34, 136] La aplicación del modelo energético aquí desarrollado sirve como brújula, orientando la investigación. Contar con un método de clasificación para los diferentes tipos de defectos en función de la fuerza de anclaje de vórtices por ellos ejercida, permite obtener un diagnóstico previo de la interacción vórtice-defecto presente en el sistema bajo estudio. Esto, de la mano de una técnica simple y de aplicación directa (la decoración magnética), brinda una vía de análisis capaz de optimizar los resultados, evaluando de manera precoz la respuesta de la red de vórtices, simplemente observando su estructuración.

Apéndice A

Protocolo empleado para la realización de experimentos de decoración magnética

En este apéndice se describe el protocolo empleado para realizar la totalidad de experimentos de decoración magnética mostrados en este trabajo de tesis.

El equipo de decoración se instaló con el fin principal de realizar visualización de la red de vórtices en sistemas superconductores. Por este motivo, el protocolo que se describe aquí está orientado a trabajar a bajas temperaturas y con campos magnéticos aplicados.

A continuación se listan los pasos a seguir para realizar una decoración magnética de manera eficiente y luego se describen al detalle todos estos pasos enumerados para lograr así su mejor comprensión.

Este listado de pasos fue condensado en función de la experiencia adquirida a lo largo de un gran número de decoraciones realizadas en diferentes materiales y bajo diferentes condiciones. En este sentido, el orden de estos pasos, a pesar de poder ser modificado, es bastante natural y se recomienda seguirlo estrictamente.

La explicación de los pasos que conforman este protocolo de decoración magnética pretende que, a partir del conocimiento, sea más fácil asimilar la secuencia de pasos. De esta manera, conociendo a fondo la física detrás de cada paso, se hace posible modificar esta secuencia para poder realizar cualquier tipo de experimentos al que pueda adaptarse el equipo, sin referirnos necesariamente a decoración magnética de vórtices en materiales superconductores en estado mixto.

A.1. Listado de pasos para la decoración

1. Se mide el nivel de He líquido en el recipiente donde será sumergido el equipo de decoración y se señala, en el propio equipo de decoración, la altura hasta la que será introducido dentro de dicho recipiente.
2. Se verifica el buen funcionamiento de los circuitos eléctricos de alimentación de corriente al filamento y a las bobinas; probando que no estén cortocircuitados, que tengan continuidad

y que la aislación entre ellos y con la carcasa del equipo sea efectiva.

3. Se purga la cámara de decoración con gas He.
 - a) Se evacua el equipo hasta alcanzar una presión menor a 60 *mtorr*.
 - b) Se purga 5 veces introduciendo He gas en la cámara evacuada, haciendo que la presión supere los 10 *torr* para que luego vuelva a bajar a menos de 60 *mtorr*.
 - c) Se evacua el equipo hasta alcanzar una presión del orden de los 40 *mtorr* para luego llevar el sistema a una presión del orden de los 10 *torr*, dejando la cámara de decoración con este valor de presión final.
4. Se introduce el equipo de decoración en el recipiente que contiene el He líquido, sumergiéndolo lentamente hasta la altura previamente marcada en el punto 1.
5. Si para introducir el equipo al He líquido tuvo que ser desconectado del sistema de vacío, se lo reconecta al mismo no sin antes haber purgado el sistema repitiendo los pasos 3a y 3b.
6. Se deja entrar He gas hasta un valor al menos 50 *mtorr* por encima de la presión de decoración a utilizar, pero elevando la presión como mínimo 50 *mtorr* por encima del valor actual. Luego se evacua hasta alcanzar la presión de decoración a utilizar para el experimento.
7. Se realiza la decoración.

Nótese que no se ha indicado en ningún momento cuándo aplicar campo magnético al sistema ya que esto dependerá del tipo de experimento a realizar. Por ejemplo, si se quisiera realizar la visualización de la red de vórtices en un experimento de enfriado con campo magnético, el mismo deberá aplicarse antes de comenzar a sumergir el equipo en el He líquido (paso 4). Por el contrario, si se quiere realizar una visualización de la red de vórtices para un experimento donde se enfría la muestra a campo cero, el campo deberá aplicarse una vez ya realizado al paso 4.

A.2. Detalle experimental de los pasos para la decoración

A continuación se da una breve explicación que ayuda a entender la importancia de cada paso. Una vez conocido el por qué de los mismos es posible entender el orden de la secuencia y adaptar el listado de pasos al experimento a realizar, en función de los requerimientos de dicho experimento.

Paso 1. Un experimento típico de decoración puede realizarse en menos de dos horas. Esto implica que en un lapso de una hora y fracción el equipo de decoración, con todas sus partes mecánicas, ha sido enfriado desde temperatura ambiente hasta temperatura de He líquido ($\sim 4,2 K$), ha termalizado a esta temperatura y finalmente ha sido nuevamente calentado hasta temperatura ambiente.

Este ciclaje térmico que sufre el equipo afecta principalmente a las uniones físicas entre materiales de distintos coeficientes de expansión térmica.

Los materiales que más sufren estos efectos son las soldaduras, en particular aquellas de los circuitos eléctricos del equipo que en general están realizadas con aleaciones de estaño-plomo (soldaduras blandas). Las mismas pueden verse afectadas por este ciclaje térmico deteriorándose al punto de romperse.

Para disminuir el riesgo de rotura de algunas partes del equipo producto del ciclaje térmico, se recomienda sumergirlo en He líquido la altura mínima necesaria.

Por supuesto que para lograr una buena transmisión de calor de la muestra al baño de He líquido es necesario que toda la cámara de decoración esté sumergida. Así, conociendo hasta dónde debe sumergirse el equipo de decoración en el recipiente que contiene el He líquido, se disminuye el riesgo de rotura del equipo sin descuidar los resultados de los experimentos.

Paso 2. El ciclaje térmico que sufre el equipo puede afectar no solo soldaduras en circuitos eléctricos sino también aislaciones de los mismos.

Cada vez que se realiza un nuevo experimento, y antes de comenzar con el mismo, es recomendable la comprobación de posibles daños producidos por el ciclaje térmico en experimentos anteriores de decoración. En particular las partes más afectadas por este efecto son los circuitos eléctricos de alimentación de corriente tanto a las bobinas que generan el campo magnético como al filamento que evapora el material ferromagnético.

La comprobación se realiza con el sistema aun a temperatura ambiente ya que esto facilita cualquier posible tarea de reparación, descartando así cualquier malfuncionamiento de los circuitos eléctricos del equipo durante el nuevo experimento.

Paso 3. Al purgar la cámara de decoración con He gas se elimina todo tipo de impurezas en el gas contenido en ella a la vez que se reduce el porcentaje de humedad.

Trabajar entre presiones de 60 *mtorr* y 10 *torr* durante el purgado de la cámara simplemente habla del volumen de gas de naturaleza desconocida que se deja dentro de la misma y del volumen de gas He que se introduce. El realizar este proceso 5 veces nos asegura estar dejando en el interior de la cámara un porcentaje de gas desconocido inferior a una parte en un millón. Esta estimación se puede hacer fácilmente usando la ecuación de estado de los gases ideales $P \cdot V = n \cdot R \cdot T$ y asumiendo que la temperatura y el volumen de la cámara son constantes durante este paso. Si conocemos la variación de presión podremos estimar la variación del porcentaje de partículas de gas desconocido cada vez que se agrega gas He (en cada una de las etapas de purgado). Luego de 5 veces de repetir el mismo proceso el resultado que obtenemos es mucho menor a una parte en un millón, notando que con menos repeticiones del proceso de purgado obtendríamos también resultados aceptables.

Una vez finalizado el proceso de purgado de la cámara de decoración se introduce He gas hasta dejar el sistema bajo una presión determinada. Con esto solo se pretende que al momento de enfriar el equipo la cámara se encuentre a valores de presión que rondan los valores típicos de presión en experimentos de decoración (~ 200 *mtorr*).

En definitiva el proceso asegura que en el interior de la cámara de decoración haya prácticamente gas He con un muy bajo contenido de impurezas, procurando además que una vez la cámara de decoración haya termalizado con la temperatura del baño de He líquido, la presión en

su interior sea próxima al valor de presión a utilizar durante el experimento.

Paso 4. Este paso se debe hacer procurando no enfriar demasiado rápido el sistema para evitar daños en el equipo producto del ciclaje térmico.

Un punto a tener en cuenta es que este paso puede modificarse sumergiendo previamente el equipo de decoración en un baño de N líquido. Una vez termalizado el sistema a temperatura de N líquido, el equipo puede sumergirse en el baño de He líquido. Realizar este paso de manera previa minimiza el consumo de He durante la decoración⁽ⁱ⁾.

Al respecto del consumo de He líquido también es interesante recordar que algunas de las partes del equipo están fabricadas en Cu. Como se sabe, este material tiene una transformación estructural de fase en torno a los 120 K⁽ⁱⁱ⁾. Al introducir previamente el equipo de decoración en un baño de N líquido la energía disipada debido a dicha transición es absorbida por el baño. De esta manera, realizando esta transición en N líquido, se disminuye el consumo de He durante el experimento de decoración.

Paso 5. Para este paso es importante recordar que la cámara de decoración ya se encuentra en contacto con el baño de He líquido. Bajo estas condiciones no se debe conectar el sistema de decoración con el sistema de vacío si este no ha sido previamente purgado. Este requisito se exige para evitar cualquier tipo de condensación o adsorción de impurezas en las paredes frías del equipo. Dado que la muestra se encontrará termalizando (si no ya termalizada) con el baño de He líquido, cumplirá ella misma la función de pared fría, adsorbiendo impurezas y condensando humedad en su superficie.

Paso 6. Una vez el equipo haya termalizado con el baño de He líquido el valor de la presión al que nos encontremos antes de realizar la decoración dependerá de diversos factores como, por ejemplo, la profundidad a la que se haya sumergido el equipo en el líquido. Además, la presión a la que se debe realizar la decoración dependerá de las características del experimento. Por lo que al momento de comenzar a regular la presión de decoración podemos estar por encima o por debajo de la presión de decoración a utilizar, lo que implica que según el caso será necesario evacuar la cámara o aumentar la presión agregando gas a su interior.

Ante esta situación se estandariza el proceso introduciendo siempre una cantidad mínima de He gas (50 *mtorr*) para luego llevar al sistema a la presión de decoración. De la misma manera, este protocolo exige introducir He gas hasta llevar al sistema a un valor por encima de la presión de decoración sin importar la presión a la que nos encontremos, obligando siempre a evacuar la cámara hasta disminuir la presión un valor mínimo (50 *mtorr*).

Con esta metodología, aumentando la presión antes de comenzar la decoración un valor mínimo de 50 *mtorr* pero siempre hasta un valor de 50 *mtorr* por encima de la presión de decoración, se evita que algunos experimentos se vean beneficiados respecto de otros por variar el proceso al introducir He gas al sistema o no según sea el caso.

Paso 7. Nótese que este protocolo solo habla de consideraciones respecto a la mecánica del procedimiento de decoración magnética o decoración Bitter. La intención del mismo es conocer el funcionamiento del equipo de decoración para poder utilizarlo como herramienta con la cuál

⁽ⁱ⁾Para una decoración típica se evapora poco menos de medio litro de He líquido. Estos valores pueden fluctuar dependiendo de las condiciones del experimento (duración, energía disipada por las bobinas de campo magnético, velocidad de enfriamiento del equipo, etc.).

⁽ⁱⁱ⁾Transformación de fase martensítica para el Cu.

poder aplicar la física tal cual es.

Es por esto que en este último paso no se especifica cómo se debe hacer la decoración. El valor de campo aplicado a la muestra, la dirección del mismo, el tener corriente circulando por la muestra a decorar, el haber termalizado el equipo a temperatura de He líquido, la naturaleza de la muestra a decorar, el material a evaporar,... todos estos son factores que hacen a la física detrás del experimento.

En definitiva, el equipo de decoración magnética no es más que una cámara de evaporación sellada al vacío que nos permite trabajar a bajas temperaturas y con campo magnético aplicado. Eso es lo que aquí se intenta explicar cómo utilizar de manera simple para poder hacer de él un uso eficiente y responsable, procurando preservar su vida útil sin afectar las propiedades de la muestra en ello.

A.3. Conclusiones

En los experimentos de decoración magnética aun hay algunos factores que son desconocidos. En particular la convección de gas dentro de la cámara al momento de evaporar el material ferromagnético no ha sido nunca estudiada, factor que juega un papel importante al momento de la decoración.

El desconocimiento de este tipo de variables (entre otras) hace que los resultados de experimentos de decoración magnética puedan diferir unos de otros sin razón aparente alguna. Por este motivo se recomienda realizar los experimentos de decoración bajo un estricto protocolo y ante el más riguroso de los controles.

Seguir estos pasos no asegura el éxito en los experimentos pero sí el poder descartar posibles causas de fallo ante experimentos no exitosos.

Apéndice B

Mantenimiento del sistema de decoración magnética

El sistema de decoración magnética, como se lo ha descrito, es un sistema por naturaleza de fabricación artesanal por lo cual es importante dedicar parte de la descripción del mismo a su buen uso pero principalmente a su mantenimiento.

En este apéndice nos referimos a algunos detalles operativos que vale la pena destacar para el correcto mantenimiento del sistema en condiciones operativas. Se pretende que este también permita una mejor valoración del trabajo expuesto en esta tesis.

B.1. Fabricación de filamentos

Como se dijo, los filamentos son piezas descartables. Su uso se limita a una única decoración sea esta exitosa o no. Su construcción es una tarea sencilla que tan solo requiere del conocimiento de su función dentro de la cámara de decoración.

Un filamento consta de una pequeña cantidad de hierro (Fe) arrollada a un pequeño hilo de tungsteno (W) de unos $2,5\text{ cm}$ de longitud con forma de “V”. Para su fabricación se emplean alambres de poco diámetro ($\phi^{Fe} = 0,125\text{ mm}$ y $\phi^W = 0,1\text{ mm}$) destinando a cada filamento una cantidad de material ferromagnético a evaporar muy pequeña ($\sim 0,018\text{ mg}$).

El W en el filamento funciona como fuente calefactora del Fe, por lo que es necesario que ambos estén en muy buen contacto térmico. Sin embargo, y dado que ambas piezas (hilo calefactor de W y arrollamiento de Fe) se fabrican por separado se procura que el diámetro interior del arrollamiento de Fe sea el mismo que el diámetro del hilo calefactor de W.

La fabricación de un filamento consta de unos pocos pasos simples, contando como material inicial con solo una bobina de hilo de cada uno de los materiales, W y Fe.

- Se fabrican arrollamientos de Fe.

Por lo general se fabrica uno solo y de gran extensión, para luego dividirlo en pequeños arrollamientos donde cada uno tiene la cantidad de Fe necesaria para una única decoración (para un único filamento).

- Se cortan hilos de W de las dimensiones requeridas.

Cada hilo de W formará un filamento, por lo que se procura que estos pequeños trozos de W estén en buenas condiciones (sin marcas ni torceduras).

- Se enhebra cada hilo de W en un arrollamiento de Fe.

Para facilitar este proceso, previamente se afila una de las puntas de cada hilo de W. El resultado final de este paso es un trozo de Fe enrollado en un hilo de W, que en conjunto cumplen las condiciones idóneas para ser empleados como filamento en decoración (cantidad de Fe, largo del hilo de W, contacto térmico entre ellos, entre otros).

- Se le da forma al filamento.

Con esto se procura que el Fe quede en la zona caliente del W (vértice de la “V”), asegurando el contacto térmico entre ambos.

El filamento cumple una tarea muy importante en los experimentos de decoración. Se encarga de evaporar el Fe en el interior de la cámara de decoración. Sin embargo su diseño y construcción son muy precisos para disminuir el calentamiento del interior de la cámara. Dada la importancia de la función del filamento durante una decoración, se los construye procurando evitar anomalías en los mismos que puedan inducir tensiones mecánicas durante su uso (calentamiento) y por consiguiente su rotura antes de la evaporación del Fe. Por esto mismo se procura trabajar con alambres de W de muy alta pureza ($> 99,99\%$).

La fabricación de filamentos no es un proceso complicado, solo se debe tener en cuenta la fragilidad de los materiales considerando las dimensiones de los mismos.

B.2. Limpieza del equipo

Así como es importante controlar los gallos producto del ciclaje térmico del equipo, mantener la limpieza del mismo es un punto crucial en la obtención de buenos resultados. En cada experimento de decoración se evapora material que no solo se deposita en la muestra sino también en las paredes de la cámara de decoración. Experimentalmente se ha comprobado que, a pesar de no ser un aspecto crítico, la limpieza influye en la calidad de los resultados obtenidos en los experimentos de decoración. Por otro lado, y en caso de no obtener buenos resultados en algún experimento de decoración, la limpieza de la cámara de decoración en las proximidades del filamento se puede utilizar como indicador de una posible no evaporación de material ferromagnético.

Apéndice C

Pseudocódigos para el modelado de redes virtuales de vórtices

En el capítulo 6 se realizó el modelado de diferentes conjuntos de posiciones de vórtices bajo las hipótesis consideradas en los capítulos anteriores, principalmente en la formulación del modelo para la estimación de energías asociadas a fuerzas de anclaje (capítulo 5).

A partir de los resultados obtenidos de la comparación entre sistemas observados y sistemas modelados, entre otras cosas se concluyó que las hipótesis consideradas eran válidas para explicar la respuesta observada en los diferentes casos analizados, permitiendo formular de manera acertada el modelo antes mencionado.

En este apéndice se muestra el pseudocódigo (estructura básica del código computacional real) empleado para el modelado de los diferentes sistemas virtuales obtenidos. Su lectura permite un análisis más crítico de los resultados ya observados a partir de entender su esquema básico de funcionamiento.

Se muestran aquí dos etapas diferentes. La primera incluye la generación y ordenamiento de las posiciones. La segunda abarca la inclusión de defectos en el material virtual, considerando una pequeña modificación para evitar el estancamiento del proceso de modelado en estados metaestables.

C.1. Primera etapa

Generación de posiciones iniciales de vórtices y ordenamiento de ellas por estricta minimización de la energía del sistema. Para esta primera etapa se considera solo la energía de interacción vórtice-vórtice.

- Defino características del sistema.
 - Cantidad de posiciones de vórtices.
 - Densidad de vórtices.
 - Distancia de modificación de las posiciones.
- Genero de manera aleatoria las posiciones de vórtices cuidando que no se repita ninguna, considerándolas inicialmente a todas para el análisis energético.

- Guardo las posiciones generadas en un archivo al disco.
- Comienzo un ciclo individual de ordenamiento.
 - Calculo la energía del sistema.
 - Escojo la posición a modificar (solo la de mayor energía de todas las consideradas) y la dirección de modificación (según el gradiente de energía en la posición).
 - Modifico la posición y calculo la energía del sistema para la nueva configuración.
 - Comparo las energías de los sistemas sin modificar y modificado y evalúo si la energía se minimiza con la nueva configuración.
 - Si la nueva configuración no minimiza la energía restauro el sistema a su configuración original y del listado de posiciones que permito modificar quito la que he modificado ahora para no volver a escogerla en el próximo ciclo.
 - ◊ Si ya he intentado modificar todas las posiciones para esta configuración del sistema y ninguna minimizó la energía (ya he quitado todas las posiciones del listado de posiciones que permito modificar) disminuyo la distancia de perturbación y vuelvo a considerar todas las posiciones para ser modificadas.
 - Si la nueva configuración minimiza la energía modifico definitivamente el sistema y, si no lo estaba haciendo, considero otra vez todas las posiciones para ser modificadas.
 - Guardo las posiciones en un archivo al disco según cuál sea el estado actual del sistema en comparación con la última vez que almacené las posiciones.
- Termino el ciclo individual de ordenamiento. Si lo creo conveniente comienzo uno nuevo, sino termino la etapa aquí guardando las posiciones finales en un archivo al disco.

C.2. Segunda etapa

Inclusión de defectos en el sistema. Ordenamiento de las posiciones de vórtices por minimización de la energía del sistema permitiendo una evolución parcial de manera libre (sin restricción alguna en la evolución de la energía). Esta etapa parte de una configuración de posiciones previamente ordenadas durante la primera etapa.

- Leo las posiciones de vórtices de un archivo previamente guardado en el disco. Observo las características del mismo (cantidad de posiciones de vórtices y densidad de vórtices).
- Defino características restantes del sistema.
 - Distancia de modificación de las posiciones.
 - Cantidad de ciclos “ p ” de libre evolución del sistema.
- Calculo la energía del sistema.
- Comienzo un ciclo individual de ordenamiento.

- Escojo al azar tanto la posición a modificar como la dirección de modificación.
- Modifico la posición escogida.
- Evalúo si he realizado una cantidad “ p ” de ciclos permitiendo una libre evolución.
 - Si aun no alcanzo la cantidad “ p ” de ciclos en los que permito la libre evolución cambio solo temporalmente la posición del punto modificado.
 - Si ya he realizado una cantidad de ciclos igual o mayor a “ p ” permitiendo la libre evolución de las posiciones de vórtices, calculo la energía del sistema y evalúo si existe minimización respecto de la última configuración evaluada.
 - ◊ Si la nueva configuración minimiza la energía del sistema la dejo como definitiva, considerando para el próximo ciclo que ya he hecho “ p ” (o más) ciclos con evolución libre del sistema.
 - ◊ Si la nueva configuración no minimiza la energía del sistema restauro sus posiciones originales (a la última configuración energéticamente evaluada), considerando al próximo ciclo como el primero de los “ p ” ciclos en los que permito una evolución libre del sistema.
 - Evalúo si solo se han realizado “ p ” modificaciones libres del sistema lo restauro a la configuración inicial del mismo (“ p ” ciclos atrás).
 - Si he realizado más de “ p ” evoluciones libres en el sistema restituyo sólo la última posición modificada (pues he evaluado la energía en el ciclo anterior).
- Guardo las posiciones en un archivo al disco según cuál sea el estado actual del sistema en comparación con la última vez que almacené las posiciones.
- Terminó el ciclo individual de ordenamiento. Si lo creo conveniente comienzo uno nuevo, sino termino la etapa aquí guardando las posiciones finales en un archivo al disco.

Bibliografía

- [1] D. van Delft, *Freezing physics. Heike Kamerlingh Onnes and the quest for cold*, edited by K. van Berkel, W. Frijhoff, A. van Helden, W. Krul, A. de Swaan, and R. Visser (Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences, 2007).
- [2] H. K. Onnes, KNAW, Proceedings, **11**, 168 (1908).
- [3] H. K. Onnes, Leiden Comm., 120b (1911).
- [4] H. K. Onnes, Leiden Comm., 122b (1911).
- [5] H. K. Onnes, Leiden Comm., 124c (1911).
- [6] W. Meissner and R. Ochsenfeld, *Naturwissenschaften*, **21**, 787 (1933).
- [7] M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*, reprint edition 1980 ed., edited by B. Bayne and M. Gardner (McGraw-Hill and Robert E Krieger Publishing Company, Inc., 1975).
- [8] W. De Haas and J. Voogd, Leiden Comm., **199c**, 31 (1929).
- [9] W. De Haas and J. Voogd, Leiden Comm., **214b**, 9 (1931).
- [10] G. F. Hardy and J. K. Hulm, Phys. Rev., **89**, 884 (1953).
- [11] B. T. Matthias, T. H. Geballe, S. Geller, and E. Corenzwit, Phys. Rev., **95**, 1435 (1954).
- [12] J. E. Kunzler, E. Buehler, F. S. L. Hsu, and J. H. Wernick, Phys. Rev. Lett., **6**, 89 (1961).
- [13] J. G. Bednorz and K. A. Müller, Zeitschrift für Physik B Condensed Matter, **64**, 189 (1986).
- [14] J. K. Hulm and B. T. Matthias, *Science*, **208**, 881 (1980).
- [15] 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).
- [16] H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, and T. Asano, Jpn. J. Appl. Phys., **27**, L206 (1988).
- [17] S. X. Dou, X. L. Wang, Y. C. Guo, Q. Y. Hu, P. Mikheenko, J. Horvath, M. Ionescu, and H. K. Liu, Supercond. Sci. Technol., **10**, A52 (1997).
- [18] L. Gao, Y. Y. Xue, F. Chen, Q. Xiong, R. L. Meng, D. Ramirez, C. W. Chu, J. H. Eggert, and H. K. Mao, Phys. Rev. B, **50**, 4260 (1994).
- [19] Y. C. Kim, J. R. Thompson, J. G. Ossandon, D. K. Christen, and M. Paranthaman, Phys. Rev. B, **51**, 11767 (1995).
- [20] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu, Nature, **410**, 63 (2001).

- [21] T. G. Holesinger, L. Civale, B. Maiorov, D. M. Feldmann, J. Y. Coulter, D. J. Miller, V. A. Maroni, Z. Chen, D. C. Larbalestier, R. Feenstra, X. Li, Y. Huang, T. Kodenkandath, W. Zhang, M. W. Rupich, and A. P. Malozemoff, *Advanced Materials*, **20**, 391 (2008).
- [22] S. R. Foltyn, L. Civale, J. L. MacManus-Driscoll, Q. X. Jia, B. Maiorov, H. Wang, and M. Maley, *Nature Materials*, **6**, 631 (2007).
- [23] Y. Iijima, N. Tanabe, O. Kohno, and Y. Ikeno, *Appl. Phys. Lett.*, **60**, 769 (1992).
- [24] X. D. Wu, S. R. Foltyn, P. Arendt, J. Townsend, C. Adams, I. H. Campbell, P. Tiwari, Y. Coulter, and D. E. Peterson, *Appl. Phys. Lett.*, **65**, 1961 (1994).
- [25] D. P. Norton, A. Goyal, J. D. Budai, D. K. Christen, D. M. Kroeger, E. D. Specht, Q. He, B. Saffian, M. Paranthaman, C. E. Klabunde, D. F. Lee, B. C. Sales, and F. A. List, *Science*, **274**, 755 (1996).
- [26] D. Dimos, P. Chaudhari, J. Mannhart, and F. K. LeGoues, *Phys. Rev. Lett.*, **61**, 219 (1988).
- [27] Y. Kamihara, H. Hiramatsu, M. Hirano, R. Kawamura, H. Yanagi, T. Kamiya, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.*, **128**, 10012 (2006).
- [28] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.*, **130**, 3296 (2008).
- [29] M. R. Norman, *Physics*, **1**, 21 (2008).
- [30] N. Roma, S. Morlens, S. Ricart, K. Zalamova, J. M. Moreto, A. Pomar, T. Puig, and X. Obradors, *Superconductor Science and Technology*, **19**, 521 (2006).
- [31] S. Morlens, N. Romá, S. Ricart, A. Pomar, T. Puig, and X. Obradors, *Journal of Materials Research*, **22**, 2330 (2007).
- [32] A. Hassini, A. Pomar, C. Moreno, A. Ruyter, N. Roma, T. Puig, and X. Obradors, *Physica C: Superconductivity*, **460-462**, 1357 (2007).
- [33] M. Gibert, T. Puig, and X. Obradors, *Surface Science*, **601**, 2680 (2007).
- [34] J. Gutierrez, A. Llordés, J. Gázquez, M. Gibert, N. Romà, S. Ricart, A. Pomar, F. Sandiumenge, N. Mestres, T. Puig, and X. Obradors, *Nature Materials*, **6**, 367 (2007).
- [35] J. Gutierrez, T. Puig, and X. Obradors, *Applied Physics Letters*, **90**, 162514 (2007).
- [36] A. Palau, T. Puig, X. Obradors, and C. Jooss, *Phys. Rev. B*, **75**, 054517 (2007).
- [37] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.*, **108**, 1175 (1957).
- [38] F. London and H. London, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A149**, 71 (1935).
- [39] A. B. Pippard, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A216**, 547 (1953).
- [40] V. L. Ginzburg and L. D. Landau, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz*, **20**, 1064 (1950).
- [41] L. P. Gor'kov, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.*, **36**, 1918 (1959).
- [42] L. P. Gor'kov, *Soviet Physics - JETP*, **9**, 1364 (1959).
- [43] E. H. Brandt, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **27**, 980 (2001).
- [44] H. Kronmüller and H. Riedel, *Phys. Status Solidi*, **77**, 581 (1976).

-
- [45] J. N. Rjabinin and L. W. Schubnikow, *Phys. Z. Sow.*, **7**, 122 (1935).
- [46] J. N. Rjabinin and L. W. Schubnikow, *Nature*, **135**, 581 (1935).
- [47] L. W. Schubnikow, W. I. Chotewitsch, J. D. Schepelew, and J. N. Rjabinin, *Phys. Z. Sow.*, **10**, 39 (1936).
- [48] L. W. Schubnikow, W. I. Chotewitsch, J. D. Schepelew, and J. N. Rjabinin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **7**, 221 (1937).
- [49] A. A. Abrikosov, *Soviet Physics JETP*, **5**, 1174 (1957).
- [50] J. R. Waldram, *Superconductivity of metals and cuprates* (IOP Publishing, 1996).
- [51] A. M. Campbell and J. E. Evetts, *Advances in Physics*, **50**, 1249 (2001).
- [52] G. Blatter, V. B. Geshkenbein, and A. I. Larkin, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 875 (1992).
- [53] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, and V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.*, **66**, 1125 (1994).
- [54] C. Dekker, W. Eidelloth, and R. H. Koch, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3347 (1992).
- [55] M. P. A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 1415 (1989).
- [56] W. Jiang, N. C. Yeh, D. S. Reed, U. Kriplani, D. A. Beam, M. Konczykowski, T. A. Tombrello, and F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 550 (1994).
- [57] D. R. Nelson and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. B*, **48**, 13060 (1993).
- [58] E. Zeldov, D. Majer, M. Konczykowski, V. B. Geshkenbein, V. M. Vinokur, and H. Shtrikman, *Nature*, **375**, 373 (1995).
- [59] R. E. Hetzel, A. Sudbo, and D. A. Huse, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 518 (1992).
- [60] A. Schilling, R. A. Fisher, N. E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W. K. Kwok, and G. W. Crabtree, *Nature*, **382**, 791 (1996).
- [61] J. A. Fendrich, W. K. Kwok, J. Giapintzakis, C. J. van der Beek, V. M. Vinokur, S. Fleshler, U. Welp, H. K. Viswanathan, and G. W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1210 (1995).
- [62] D. Larbalestier, A. Gurevich, D. M. Feldmann, and A. Polyanskii, *Nature*, **414**, 368 (2001).
- [63] G. Burns, *High-Temperature Superconductivity: An Introduction* (Academic Press Inc., 1992).
- [64] W. K. Kwok, G. W. Crabtree, A. Umezawa, B. W. Veal, J. D. Jorgensen, S. K. Malik, L. J. Nowicki, A. P. Paulikas, and L. Nunez, *Phys. Rev. B*, **37**, 106 (1988).
- [65] I. V. Grigorieva, J. W. Steeds, and K. Sasaki, *Phys. Rev. B . Rapid Communication*, **48**, 16865 (1993).
- [66] E. H. Brandt, *Superconductor Science and Technology*, **22**, 034019 (2009).
- [67] J. R. Clem, *Journal of Low Temperature Physics*, **18**, 427 (1975).
- [68] J. L. MacManus-Driscoll, S. R. Foltyn, Q. X. Jia, H. Wang, A. Serquis, L. Civale, B. Maiorov, M. E. Hawley, M. P. Maley, and D. E. Peterson, *Nature Materials*, **3**, 439 (2004).

- [69] B. Maiorov, S. A. Baily, H. Zhou, O. Ugurlu, J. A. Kennison, P. C. Dowden, T. G. Holesinger, S. R. Foltyn, and L. Civale, *Nature Materials*, **8**, 398 (2009).
- [70] H. F. Hess, R. B. Robinson, R. C. Dynes, J. M. J. Valles, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.*, **62**, 214 (1989).
- [71] A. M. Troyanovski, J. Aarts, and P. H. Kes, *Nature*, **399**, 665 (1999).
- [72] F. Bitter, *Phys. Rev.*, **38**, 1903 (1931).
- [73] U. Essmann and H. Träuble, *Physics Letters A*, **24**, 526 (1967).
- [74] Y. Fasano and M. Menghini, *Superconductor Science and Technology*, **21**, 023001 (2008).
- [75] I. V. Grigorieva, *Superconductor Science and Technology*, **7**, 161 (1994).
- [76] M. Menghini, R. B. G. Kramer, A. V. Silhanek, J. Sautner, V. Metlushko, K. De Keyser, J. Fritzsche, N. Verellen, and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. B*, **79**, 144501 (2009).
- [77] H. K, M. T, B. J, IgarashiM, K. S, P. G, K. U, and T. A, *Nature*, **360**, 51 (1992).
- [78] A. Oral, S. J. Bending, and M. Henini, *Applied Physics Letters*, **69**, 1324 (1996).
- [79] A. V. Silhanek, M. V. Milosevic, R. B. G. Kramer, G. R. Berdiyrov, J. Van de Vondel, R. F. Luccas, T. Puig, F. M. Peeters, and V. V. Moshchalkov, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 017001 (2010).
- [80] K. Kadowaki, *Sci. Tech. Adv. Mater*, **6**, 589 (2005).
- [81] A. Moser, H. J. Hug, I. Parashikov, B. Stiefel, O. Fritz, H. Thomas, A. Baratoff, H.-J. Güntherodt, and P. Chaudhari, *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1847 (1995).
- [82] A. Schwarz, U. H. Pi, M. Liebmann, R. Wiesendanger, Z. G. Khim, and D. H. Kim, *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 012507 (2006).
- [83] P. E. Goa, H. Hauglin, M. Baziljevich, E. Il'Yashenko, P. L. Gammel, and T. H. Johansen, *Supercond. Sci. Technol.*, **14**, 729 (2001).
- [84] R. Straub, S. Keil, R. Kleiner, and D. Koelle, *Appl. Phys. Lett.*, **78**, 3645 (2001).
- [85] L. Y. Vinnikov, T. L. Barkov, P. C. Canfield, S. L. Bud'ko, and V. G. Kogan, *Phys. Rev. B*, **64**, 024504 (2001).
- [86] S. J. Bending, *Advances in Physics*, **48**, 449 (1999).
- [87] N. V. Sarma and J. R. Moon, *Philosophical Magazine*, **16**, 433 (1967).
- [88] R. I. Hutchinson, P. A. Lavin, and J. R. Moon, *A new technique for the study of ferromagnetic domain boundaries*, Vol. 42 (1965) p. 885.
- [89] E. Babaev and M. Speight, *Phys. Rev. B*, **72**, 180502 (2005).
- [90] V. Moshchalkov, M. Menghini, T. Nishio, Q. H. Chen, A. V. Silhanek, V. H. Dao, L. F. Chibotaru, N. D. Zhigadlo, and J. Karpinski, *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 117001 (2009).
- [91] K. Kimoto, Y. Kamiya, M. Nonoyama, and R. Uyeda, *Japanese Journal of Applied Physics*, **2**, 702 (1963).

-
- [92] A. Tasaki, S. Tomiyama, S. Iida, N. Wada, and R. Uyeda, *Japanese Journal of Applied Physics*, **4**, 707 (1965).
- [93] W. Gong, H. Li, Z. Zhao, and J. Chen, *Journal of Applied Physics*, **69**, 5119 (1991).
- [94] Y. Fasano, *Observación microscópica de transformaciones estructurales en la materia de vórtices: desorden, elasticidad, dimensionalidad y dinámica de nucleación y crecimiento*, Ph.D. thesis, Instituto Balseiro and Comisión Nacional de Energía Atómica and Universidad Nacional de Cuyo, S. C. de Bariloche, Argentina (2003).
- [95] Y. Fasano, M. Menghini, G. Nieva, and F. de la Cruz, *Phys. Rev. B*, **62**, 15183 (2000).
- [96] R. P. Huebener, *Magnetic flux structures in superconductors*, edited by M. Cardona, P. Fulde, and H. J. Queisser (Springer-Verlag, 1979).
- [97] B. M. Balashova and Y. V. Sharvin, *J. Exptl. Theoret. Phys.*, **31**, 40 (1956).
- [98] B. M. Balashova and Y. V. Sharvin, *Soviet Phys. - JETP*, **4**, 54 (1957).
- [99] P. L. Gammel, D. J. Bishop, J. P. Rice, and D. M. Ginsberg, *Phys. Rev. Lett.*, **68**, 3343 (1992).
- [100] C. A. Bolle, P. L. Gammel, D. G. Grier, C. A. Murray, D. J. Bishop, D. B. Mitzi, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.*, **66**, 112 (1991).
- [101] J. A. Herbsommer, G. Nieva, and J. Luzuriaga, *Phys. Rev. B*, **62**, 3534 (2000).
- [102] I. V. Grigorieva, W. Escoffier, J. Richardson, L. Y. Vinnikov, S. Dubonos, and V. Oboznov, *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 077005 (2006).
- [103] I. V. Grigorieva, W. Escoffier, V. R. Misko, B. J. Baelus, F. M. Peeters, L. Y. Vinnikov, and S. V. Dubonos, *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 147003 (2007).
- [104] L. Vinnikov, L. Gurevich, I. Grigoryeva, A. Koshelev, and Y. Osip'yan, *Journal of the Less Common Metals*, **164-165**, 1271 (1990).
- [105] A. Silhanek, R. Kramer, J. V. de Vondel, V. Moshchalkov, M. Milosevic, G. Berdiyrov, F. Peeters, R. Luccas, and T. Puig, *Physica C: Superconductivity*, **470**, 726 (2010).
- [106] Y. Fasano, M. de Seta, M. Menghini, H. Pastoriza, and F. de la Cruz, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, **102**, 3898 (2005).
- [107] Y. Fasano, J. A. Herbsommer, F. de la Cruz, F. Pardo, P. L. Gammel, E. Bucher, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. B*, **60**, R15047 (1999).
- [108] “Catálogo spi,” .
- [109] “Catálogo de winchester,” .
- [110] F. Weiss, J. Sénateur, A. Rouault, M. Audier, Y. Bréchet, S. Blais, and R. Blum, *Cryogenics*, **33**, 50 (1993).
- [111] N. V. Sarma and A. Wilcockson, *Philos. Mag.*, **20**, 539 (1967).
- [112] A. Sakaji and I. Licata, eds., *Lev Davidovich Landau and his Impact on Contemporary Theoretical Physics (Horizons in World Physics, Volume 264)* (Nova Science Publishers, Inc., NY, USA., 2009) pp. 87–109.

- [113] Y. Fasano, J. Herbsommer, and de la Cruz F., *Physica Status Solidi (b)*, **215**, 563 (1999).
- [114] R. F. Luccas, *Análisis de excitaciones tipo vórtices en sistemas $(Y_{1-x}Pr_x)Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$* , Master's thesis, Instituto Balseiro and Comisión Nacional de Energía Atómica and Universidad Nacional de Cuyo (2004).
- [115] A. E. Koshelev and V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3580 (1994).
- [116] A. Duarte, E. Fernandez Righi, C. A. Bolle, F. de la Cruz, P. L. Gammel, C. S. Oglesby, E. Bucher, B. Batlogg, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. B*, **53**, 11336 (1996).
- [117] F. Pardo, F. De La Cruz, P. L. Gammel, C. S. Oglesby, E. Bucher, B. Batlogg, and D. J. Bishop, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 4633 (1997).
- [118] C. A. Bolle, Ph.D. thesis, Instituto Balseiro and Comisión Nacional de Energía Atómica and Universidad Nacional de Cuyo, S. C. de Bariloche, Argentina (1995).
- [119] D.-H. Wu and S. Sridhar, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 2074 (1990).
- [120] A. Pradhan, S. Roy, S. Kumar, P. Chaddah, R. Prasad, N. Soni, and K. Adhikari, *Physica C: Superconductivity*, **216**, 169 (1993).
- [121] X. S. Rao, C. K. Ong, B. B. Jin, and Y. P. Feng, *Physica C: Superconductivity*, **341-348**, 2747 (2000).
- [122] D.-X. Chen, E. Pardo, and A. Sanchez, *Magnetics, IEEE Transactions on*, **38**, 1742 (2002).
- [123] D.-X. Chen, J. Brug, and R. Goldfarb, *Magnetics, IEEE Transactions on*, **27**, 3601 (1991).
- [124] M. Guillaume and *et al.*, *J. Phys.: Condens. Matter*, **6**, 7963 (1994).
- [125] X. Qi and J. L. MacManus-Driscoll, *Journal of Crystal Growth*, **213**, 312 (2000).
- [126] A. Vostner, S. Tönies, H. W. Weber, Y. S. Cheng, A. Kursumovic, J. E. Evetts, S. H. Mennema, and H. W. Zandbergen, *Superconductor Science and Technology*, **16**, 1152 (2003).
- [127] A. Kursumovic, R. I. Tomov, R. Huhne, J. L. MacManus-Driscoll, B. A. Glowacki, and J. E. Evetts, *Superconductor Science and Technology*, **17**, 1215 (2004).
- [128] M. Gibert Gutiérrez, *Self-assembled strain-induced oxide nanostructures grown by chemical solutions*, Ph.D. thesis, Universitat Autònoma de Barcelona and Departament de Materials Magnètics i Superconductors and ICMAB-CSIC (2009).
- [129] J. Zabaleta, N. Mestres, P. Abellán, M. Gibert, F. Sandiumenge, T. Puig, and X. Obradors, *Nanotechnology*, **21**, 025302 (2010).
- [130] P. G. Shewmon, *Diffusion in solids* (McGraw-Hill Series).
- [131] J. Weertman and J. R. Weertman, *Elementary dislocation theory* (Macmillan Series in Material Science).
- [132] J. Zabaleta Llorens, *Autoensamblaje dirigido de nanoestructuras de $Ce_{0,9}Gd_{0,1}O_{2-y}$ crecidas por vía química sobre sustratos nanoindentados*, Master's thesis, Universitat Autònoma de Barcelona and Institut de Ciència de Materials de Barcelona and Consejo Superior de Investigaciones Científicas (2008).

- [133] E. H. Brandt and A. Sudbo, *Physica C*, **180**, 426 (1991).
- [134] J. E. Sonier, R. F. Kiefl, J. H. Brewer, D. A. Bonn, J. F. Carolan, K. H. Chow, P. Dosanjh, W. N. Hardy, R. Liang, W. A. MacFarlane, P. Mendels, G. D. Morris, T. M. Riseman, and J. W. Schneider, *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 744 (1994).
- [135] A. Palau, C. Monton, R. F. Luccas, T. Puig, X. Granados, and X. Obradors, in *9th European Conference on Applied Superconductivity (EUCAS)* (Dresden (Alemania), 2009).
- [136] J. Figueras, T. Puig, X. Obradors, W. K. Kwok, L. Paulius, G. W. Crabtree, and G. Deutscher, *Nature Physics*, **2**, 402 (2006).

Epílogo (a modo de *Agradecimientos*)

“Nada de esto fue un error”

Roberto Fidel Ernesto Sorokin Esparza

Quería no olvidarme de nadie y ponerlos a todos, pero es una tarea imposible. Sé que hay gente que contribuyó a esto de manera científica, gente que ya he nombrado, pero también hay gente que merece el reconocimiento por acompañarme, aconsejarme y sostenerme desde lo personal. Con esto no me olvido de los primeros, pero me pareció que la formalidad que ellos merecían le restaba importancia a otro grupo igual de importante para la finalización de este trabajo.

Es mucha la gente que pasó por mi vida en esta etapa. Etapa que comenzó hace mucho tiempo, en el momento en que hice mi primera triangulación (destornillador-radio-alcance de mi padre con el pié), siempre con el afán de descubrir, de saber qué más había, que hacía que todo funcionase y (el más importante) “¿por qué sigue funcionando si ya lo desarmé..?”⁽¹⁾. Hoy, desde acá, puedo decir que no miro atrás para ver todo lo que dejé o perdí en el camino sino que miro al costado para ver todo lo que traje conmigo, todo lo que gané en el viaje y toda la gente que se entusiasmó con esto, con esta apuesta. Me enamoré de la ciencia (y de tantas otras cosas...). Algunos de esos amores aprendí a manejarlos y los guardo en algún rincón del corazón. Otros aun no aprendo a controlarlos (y otros tantos ya sin esperanzas siquiera de predecirlos), a esos también los atesoro. Creo que están todos acá, o al menos se que hice mi mejor esfuerzo para no olvidarme de ninguno.

Agradezco a todos por haber hecho que mi día a día fuese una eterna alegría, incluso en días en que la vida parecía oponerse a ello.

A Teresa por todo lo vivido, desde el principio hasta el final. Me llevo muchas cosas y me quedan mil más en el tintero que espero algún día encontrar el papel adecuado donde saber escribirlas.

A Paco por traerme, por darme las alas que yo jamás hubiese sabido encontrar (Paco, te debo mucho, incluso millones de disculpas).

A Gladys porque todo este trabajo está acá gracias a que, desinteresadamente, se encargó de seguir cuidándome. Mil millones de gracias.

⁽¹⁾La cuestión de “cómo se vuelve a armar” nunca fue algo que me inquietara sobremanera, eso se lo dejo a mis padres para cuando ellos escriban sus *Agradecimientos*.

A Kari y Xavi por todo, incluso por prestarme una familia (y dejármela a cargo durante un tiempo). A Marce y Glo por ser parte de esa flia. (y por las tradiciones culinarias de viernes por la noche). A Kari en especial por legarme la BBAA.

A mis queridos de la Belles Arts, Blanca, Anna, Esteve, Elena, Maite, els baixos... Y también a mi gente de la Genciana (dSMdS), David, Mary, Paula, Eugenia, Pablo, Nuria, Mariona (G.), Elisa, Xavi (G.), Carme, Isaac... en especial a David por acercarme a ellos.

A toda la gente del ICMA B (y sé que me olvidaré de muchos) por recibirme, acompañarme, educarme, golpearme e incluso permitirme crecer. Steff, Awa, Andrea (Guanaco), Neus, Katerina, Roberto I, Félix, Ingrid Cañero, Ingrid Cabrera, Carmelo, el Goñi, Manuel Cobián, Sebas, Paul, Joffretti, Adrián, Llover, Aitor, Bernat, Cesar, Patricia, Fernando, Anna Llordés, Marta Gibert, Marta Vilardell, Nico, Oscar, Ceci, Moni, David Muñoz, David Habrovski, Roxana, Franco y Laura, Marc, Belencita, Jone, Roger, Mary, Emi, Lise, Claudia, Patrizia, Eva, Josh, Carlos, Nina, Nerea, Ana López, Magalí y el Edu, María José, Silvia, Javi, Albert, Víctor, *et al.* A la gente de teatro, sobre todo a Félix y Anna; la gente de la coral; toda la gente del volley, desde el principio; la del futbol; El grupo de Kart; el innumerable grupo del club de los viernes, que se extendía más allá de los viernes y que luego perdió el nombre pero no el espíritu.

No dejaré de agradecer toda la buena onda de Trini, Vicente y Patricia que me sacaron tantas veces la *papas del fuego*⁽ⁱⁱ⁾. A los tres, mil gracias por TODO.

A los amigos de fuera del ICMA B que a pesar del tiempo de ausencia supieron seguir presentes. Kimura, Flor, Jaime, Carla, Marcos, Yanina, Pablito, Mariela, Sandra, Anke, Mireia, Laura (y sus dos flores), Ellen, Lien, el Samu, Bernardo y Carla, Pedro, Vero (Musa), Pieter, Marco y el grupo de los portugueses, Mari, Andi, Feli, el Negro, el Chino y toda la gente del futbol, el Rodri, Ger, Maty, Javi y Marquitos (el equipón), la comadre Erika, la comadre Elsa, la Vero, mi vieja, mi viejo, Andrea y el Fede, la Mimi, el Negro, Nico La Forgia, Moira, la Pipi, el Mauri, *et al.* Y sí, seguro que también me olvido de infinito.

Tengo que destacar la labor de algunos y agradecer por preocuparse por mí de manera especial. Al Sebas por estar apenas llegué, sin preguntar y aunque no fuera necesario, incluso yéndome a buscar al aeropuerto así sin más. A Neus por los litros de café compartidos. Solo vos sabés lo que eso significa, mil gracias por todos esos silencios. A Manuel por su forma de ser él... pero durante más de 6 años. A Félix por llegar sin pedir permiso, apostando a que valía la pena. A Mireia por aguantarme estoicamente en la parte más complicada de esto, sin perder nunca la alegría por la Vida. A Marce y Glo, mi flia. de este lado del charco. A Kwai Chang Caine por toda su sabiduría. A Kimura y Carla por todo lo que supimos conseguir. Niños, ya no nos quedan cerebros de repuesto para seguir quemando. A Claudia que supo aparecer en esta última etapa dándole frescor a la recta final. A Blanca desde siempre. A la Katerina esotérica. A Joffre, Mariela y Pomelo. A Adrián por todas las veces que me reí con los mismos chistes (y por todos los que supimos reinventar también). A Franco por la banda, los conciertos, la música, las conversaciones con Yauma por escái (los cuatro), por la *arroma* o *arregateo* y por todo lo demás también. A Patricia, con quien compartí esta aventura desde casi el principio y hasta casi el final. Niña, ha sido un placer saberte cerca a lo largo de todo este tramo de vida. Al personal del Borda por dejarme estar este tiempo acá. A Moira por cuidarnos tanto a la Caro como a

⁽ⁱⁱ⁾ *papas* = patatas.

mi. A Carolina por bancarme en todas, incluso cuando no supe estar ahí. A mi hija Nerea por permitirme el honor de velar por ella. A la Mimi por saber ver mis puntitos y todo otro montón de cosas más. A Carlos enormemente, por alentarme a terminar esto a pesar de esto.

Cecilia merece un párrafo aparte, porque sí, vos sabés. Gracias por todo, en serio.

A mi familia (la de Plottier) que crece todo el tiempo, por todo lo que pasamos juntos y separados, al mismo tiempo y desfasados, solos pero acompañados. Ma, Pa, Vero y Javi; y también Andrea y Fede. Los quiero bocha, los admiro, son mis ídolos (aunque no lo crean).

Alguna vez lo dije y hoy lo repito. Cuando lea esto recordaré con mucho cariño a todas las personas que nombro. Cada una es un montón de recuerdos; una eterna mezcla de imágenes, sonidos, colores, olores, sabores, brillos, risas, saltos al vacío y un enorme “etcétera” que espero no acabe nunca. Pero también están los otros, los que recordaré al releer esto y descubrir que se me quedaron en el fondo del cajón olvidados, y que por mucha fuerza que hice (con los ojos cerrados y todo) los encontré justo después de imprimir esto en papel (que estoy seguro que la marca a fuego que dejaron por suerte no desaparecerá nunca). A ellos les pido perdón, porque ellos también saben que hemos saltado al vacío juntos para encontrarnos cara a cara con la caída.

Sé que llegar hasta aquí ha implicado cometer muchos errores, solo espero no haber cometido nunca el error de no saber aceptarlos. También sé que no soy el único en esto, por eso pido disculpas a todos aquellos a quienes les pedí (y aun les pido) ser perfectos.

Roberto F. Luccas
Barcelona, Junio de 2011



Roberto Fabián Luccas

Tesis Doctoral

Prof. Teresa Pulg
Directora

Dr. Xavier Granados
Co-Director

Dr. Javier Rodríguez Viejo
Tutor

Grupo de Materiales
Superconductores y
Estructuración a
Gran Escala

Institut de Ciència de
Materials de Barcelona

Consejo Superior de
Investigaciones Científicas

Departamento de Física

Universitat Autònoma
de Barcelona

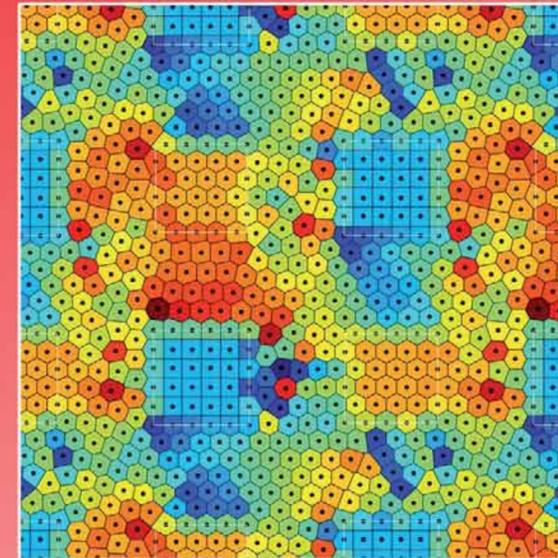


Estudio Energético de Redes de Vórtices Nanoestructuradas en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ mediante Decoración Magnética

DOCTORADO EN CIENCIA DE MATERIALES

Estudio Energético de Redes de Vórtices Nanoestructuradas en $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ mediante Decoración Magnética

Roberto Fabián Luccas



Bellaterra (Cerdanyola del Vallès) - Mayo 2011