

Trabajo de Fin de Grado

**Estudio del movimiento de vórtices en
nanoestructuras superconductoras**

Study of vortex movement in superconducting nanostructures

Departamento de Física de la Materia Condensada

Autor

Rubén Corcuera Paños

Directores

Antonio Badía Majós

Irene Lucas del Pozo

Facultad de Ciencias

2020

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Superconductividad: desarrollo histórico	1
1.2. Algunas propiedades básicas	2
1.3. Teoría de Ginzburg-Landau	3
1.3.1. Clasificación de los materiales superconductores	4
1.4. Vórtices de corriente	5
1.5. Uniones Josephson	6
1.6. Superconductores de alta temperatura: YBCO	7
1.7. Objetivos del trabajo	8
1.8. Estructura del trabajo	9
2. Presentación de resultados	10
2.1. Caracterización estructural	10
2.1.1. XRD	10
2.1.2. XRR	11
2.1.3. Estructura final	11
2.2. Transición resistiva superconductora	12
2.3. Magnetorresistencia	13
3. Estudio de la magnetorresistencia: consideraciones teóricas	15
3.1. Magnetorresistencia macroscópica	15
3.2. Magnetorresistencia microscópica: vórtices en láminas delgadas	16
3.2.1. Modelo de Sochnikov	16
3.2.2. Modelo de Kuit	17
3.2.3. Modelo de Clem	17
4. Análisis de los resultados experimentales	19
4.1. Magnetorresistencia macroscópica	19
4.2. Magnetorresistencia microscópica	20
5. Conclusiones	24
A. Descripción de los métodos experimentales	27
A.1. Fabricación de las muestras	27
A.2. Caracterización estructural	28
A.2.1. Difracción de rayos X	28
A.2.2. Reflectividad de rayos X	29
A.3. Litografía	29
A.4. Caracterización eléctrica	30
A.4.1. Transición superconductora	30
A.4.2. Magnetorresistencia	31

Capítulo 1

Introducción

La superconductividad es un amplio campo de la física de la materia condensada, muy interesante por las aplicaciones que ofrece, así como las que están todavía en desarrollo. Su completo entendimiento sigue siendo un desafío enorme, ya que las teorías existentes no son capaces de explicar toda la fenomenología observada en los materiales que presentan este estado.

En cambio, las técnicas de nanoestructuración con las que podemos trabajar hoy en día, están permitiendo poco a poco avanzar en este problema y clarificar más y más desafiantes aspectos del mismo.

1.1. Superconductividad: desarrollo histórico

Los estudios con líquidos criogénicos se desarrollaron a partir del deseo de observar ciertos gases a temperaturas muy bajas; a finales del siglo XIX, *James Dewar* consiguió licuar hidrógeno (20 K). En este contexto, cabe destacar que *Heike Kamerlingh Onnes*, conocido como el padre de la superconductividad, comenzó un programa para licuar helio en 1882 y lo consiguió en 1908 utilizándolo como refrigerante; este hecho abrió una nueva oportunidad de estudiar las propiedades de los materiales a temperaturas próximas al cero absoluto, ya que el helio licua a 4.2 K a presión ambiente.

En particular, a principios del siglo XX, las propiedades de transporte eléctrico de los metales a bajas temperaturas despertaban un enorme interés; *Onnes* realizó estudios con este helio líquido sobre las propiedades eléctricas del mercurio; en concreto, estudió la resistencia de una muestra al paso de la corriente en función de la temperatura, ya que, destilando el mercurio (por ser líquido) podría eliminar las impurezas y estudiar las propiedades reales del material. En 1911, descubrió cómo la muestra a una temperatura muy próxima a 4.2 Kelvin no presentaba resistencia al paso de la corriente. Lo sorprendente era que la transición a resistencia nula se producía de una manera muy rápida y no suavemente cuando se tiende hacia el cero absoluto como cabía esperar.

Onnes midió el comportamiento de otras muestras de mercurio para confirmar que se trataba de una propiedad del material y no de un efecto experimental en su muestra, confirmando que, bajo una “temperatura crítica”, el mercurio pasaba a un nuevo estado que bautizó como estado superconductor.

Pocos años después, en 1913, recibió el premio Nobel de Física por sus investigaciones en propiedades de la materia a muy bajas temperaturas, ya que descubrió, además del mercurio, otros dos metales superconductores más fáciles de usar que el mercurio líquido, el estaño y el plomo. Ese año, además, descubrió que podía romper el estado superconductor cuando se aplicaba un valor de corriente lo suficientemente alto, que hoy conocemos como corriente crítica.

Posteriormente, se descubrieron superconductores con una temperatura crítica superior, en torno a los 20 Kelvin; la mayoría de estos eran aleaciones de superconductores puros con otros metales, como puede ser el $NbTi$.

Conforme se producían avances en campos como la mecánica cuántica o la teoría de transiciones de fase, se fueron descubriendo conceptos teóricos que permitían la explicación de este nuevo estado de la materia. De hecho, fue a finales de los años 50 cuando *Bardeen*, *Cooper* y *Schrieffer* desarrollaron la teoría BCS, que es la teoría más completa sobre superconductividad existente.

Pero fue en 1987 cuando se descubrió un cuprato, el $YBa_2Cu_3O_7$, cuya temperatura de transición era de 92 K, lo cuál fue una completa revolución, tanto por lo elevado de dicha temperatura como por el reto teórico que suponía explicar que esto sea posible; tecnológicamente, el gran interés suscitado se debe a que se podía enfriar dicho material con nitrógeno líquido (que licua a 77 K), y sin necesidad de usar helio líquido, que, debido a que es muy escaso, tiene un alto coste económico.

Desde su descubrimiento, la superconductividad ha ofrecido muchas aplicaciones, algunas tan útiles como la creación de altos campos magnéticos; ya que estos materiales no disipan corriente puesto que no presentan resistencia, construyendo electroimanes con cables superconductores podemos generar unos campos magnéticos enormes. Estos electroimanes son usados, por ejemplo, en medicina cuando se desea hacer resonancia magnética.

Pero además de estas aplicaciones que podemos denominar como a gran escala, la superconductividad tiene aplicaciones a pequeña escala, como puede ser la microelectrónica basada en uniones Josephson, detectores de flujo magnético muy sensibles (SQUIDS)...

Y además de estas, que ya son una realidad, también existen muchas otras que están aún en su fase de desarrollo, como puede ser la fabricación de motores y transformadores, la levitación magnética o la computación cuántica.

1.2. Algunas propiedades básicas

Además de la citada propiedad de resistividad nula, los superconductores presentan otras características que los hacen muy interesantes, como puede ser el efecto Meissner. Este efecto se traduce en la expulsión del flujo magnético fuera del material superconductor. Idealmente, esto convierte a los superconductores en materiales diamagnéticos perfectos ($\chi = -1$). Para expulsar el flujo que intenta penetrar en el material se crean en él unas supercorrientes, conocidas como corrientes persistentes, que provocan que el campo total en el interior sea nulo.

En realidad, no todos los materiales presentan incondicionalmente un efecto Meissner completo, sino que existe un grupo dentro de ellos, que llamaremos superconductores tipo II, que, bajo ciertas condiciones, permite la penetración cuantizada de flujo magnético, sufriendo un efecto Meissner parcial. Posteriormente en este trabajo se justificará por qué se produce este efecto parcial.

Como ya hemos dicho, este estado de la materia se produce por debajo de una temperatura y una corriente críticas, de modo que si estamos por encima de ellas no existe superconductividad; pero la temperatura y la corriente no son las únicas magnitudes físicas capaces de destruir el estado superconductor, la aplicación de un campo magnético suficientemente alto también es capaz de colapsar el material volviéndolo normal. Fenomenológicamente se encuentra una dependencia del campo crítico con la temperatura de la siguiente forma:

$$H_c(T) = H_c(0) \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2} \right) \quad (1.1)$$

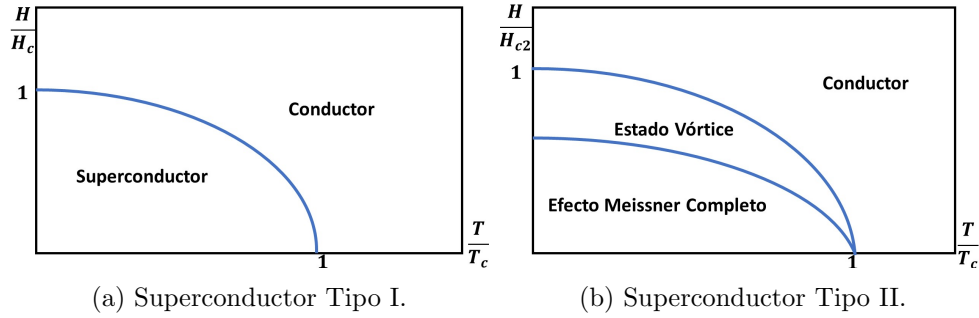


Figura 1.1: Diagramas de fase.

donde $H_c(0)$ es el valor del campo magnético para el cuál se destruiría el estado superconductor a temperatura nula y T_c la temperatura crítica.

Podemos entonces definir un diagrama de fases del material en función de la temperatura y el campo magnético: siempre que estemos por debajo de la corriente crítica del material, si nos encontramos bajo la curva de la figura, tendremos el material en estado superconductor.

De acuerdo con lo dicho anteriormente, podemos ver en la figura 1.1 que existe una diferencia en el diagrama de fases entre los superconductores denominados tipo I y tipo II: en los tipo II podemos ver un estado mixto entre el estado conductor y el estado en el que se produce el efecto Meissner completo; tenemos un estado conocido como estado de vórtices, correspondiente con lo que hemos mencionado anteriormente sobre la penetración parcial de flujo magnético: el material está penetrado por tubos de flujo magnético cuantizado, rodeados de vórtices de corriente.

1.3. Teoría de Ginzburg-Landau

Puede decirse, que a nivel microscópico, la teoría más completa que explica la superconductividad fue ideada por *Bardeen, Cooper y Schrieffer* en 1957, conocida como teoría BCS por sus creadores. Dicha teoría explica cómo la superconductividad se produce mediante la formación de los denominados “pares de Cooper”, que son la unión entre dos electrones con momento \vec{k} y spin \vec{s} contrario, lo que permite a esta partícula avanzar sin resistencia por el medio. En el desarrollo de este trabajo no profundizaremos en esta teoría, ya que podemos usar una teoría termodinámica más simple.

Así pues, debido al papel que juega la temperatura en la superconductividad, es natural pensar que debe subyacer una teoría termodinámica que explique la transición de fase entre el estado normal (en el que se produce disipación) y el estado superconductor. En efecto, para describirla, *Ginzburg y Landau* desarrollaron una teoría (desde ahora GL) basándose en la existencia de una magnitud física conocida como parámetro de orden; dicho parámetro de orden será nulo en una de las fases, mientras que dejará de ser nulo cuando se produzca la transición a la otra.

La teoría GL define como parámetro de orden una función de onda compleja $\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})|e^{i\varphi(\vec{r})}$, cuyo módulo al cuadrado se corresponde con la densidad de electrones superconductores; vemos entonces clara la transición de fase: cuando estemos en fase normal, la densidad de electrones superconductores será nula, mientras que cuando se produzca la condensación a estado superconductor, aparecerá una fracción de electrones acoplados que transportan corriente sin pérdidas.

En el entorno próximo a la transición, podemos hacer una expansión de la densidad de energía libre en serie de potencias del parámetro de orden; además, se demostró que podemos considerar tan sólo las potencias pares en el desarrollo, ya que son estas las que dan sentido físico

al problema¹. Además, la expresión de la densidad de energía libre contiene un término de energía electromagnética, formado por la energía magnetostática y la cinética de la supercorriente². En definitiva, la densidad de energía libre F contendrá términos que involucren a $|\Psi|^2$ y su gradiente:

$$F = \alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - e^* \vec{A} \right) \Psi \right|^2 + \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (1.2)$$

Esta expresión contiene los parámetros α y β , que son característicos del material que estemos estudiando y sus propiedades intrínsecas; además, son dependientes de la temperatura. De hecho, estos parámetros, en estado superconductor, deben cumplir:

$$\alpha < 0 \quad ; \quad \beta > 0 \quad (1.3)$$

Para entenderlo basta considerar la reducción de la energía libre por la aparición del parámetro de orden, de modo que la ecuación 1.4 debe presentar un mínimo. Dicha ecuación presentará un mínimo si se cumplen las condiciones mencionadas en (1.3).

$$F_s - F_n = V_s \left(\alpha|\Psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\Psi|^4 \right) \quad (1.4)$$

El término de la izquierda de la ecuación se conoce como energía de condensación del estado superconductor, que se corresponde con la diferencia de energía libre entre el estado superconductor y el estado normal.

Mediante el análisis físico de la expresión (1.2) surgen naturalmente dos parámetros, conocidos como longitud de penetración y longitud de coherencia, que van íntimamente ligados a α y β (combinaciones de los mismos)[9].

- **Longitud de Coherencia** ξ : Es la longitud característica en la que el parámetro de orden puede variar de su valor de equilibrio (prefactor en la variación de Ψ).

- **Longitud de Penetración** λ : Es la longitud característica en la que pueden penetrar campos magnéticos en el interior del superconductor (prefactor en la variación de B).

Ambos parámetros presentan una dependencia térmica, de modo que comúnmente se definen a temperatura nula y se calculan a otras temperaturas mediante las ecuaciones (1.5):

$$\lambda(T) = \lambda_0 \left(1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right)^{-1/2} \quad \xi(T) = 0,74\xi_0 \left(1 - \frac{T}{T_c} \right)^{-1/2} \quad (1.5)$$

donde λ_0 y ξ_0 denotan la longitud de penetración y la longitud de coherencia a temperatura nula respectivamente.

1.3.1. Clasificación de los materiales superconductores

Una vez introducidas las dos longitudes características que parametrizan el fenómeno superconductor, podemos hacer una clasificación de los materiales en función de sus valores. Primero, definimos el parámetro de Ginzburg-Landau, que es el cociente entre estas longitudes:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.6)$$

¹Ya que el cuadrado del módulo de la función de onda es la densidad de electrones superconductores.

²El tercer término de la ecuación 1.2 es la forma mecano-cuántica de la energía cinética de una partícula cargada en presencia de un campo magnético.

Según el valor de este parámetro, podemos hacer la distinción entre superconductores Tipo I y Tipo II:

$$\text{Tipo I} : \kappa < \frac{1}{\sqrt{2}} \quad \text{Tipo II} : \kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Vamos a ver que la distinción mencionada puede explicarse de modo cualitativo mediante un análisis gráfico³. Si estudiamos energéticamente la penetración del campo magnético en el material superconductor tenemos dos principales contribuciones: la energía magnética, que aumenta de 0 a $B^2/2\mu_0$ en una distancia del orden de la longitud de penetración, y por otro lado la energía de los electrones, que disminuye al formar pares de Cooper en una distancia del orden de la longitud de coherencia. Si estudiamos la contribución de ambas energías a la vez, observamos que en los superconductores tipo I, la formación de interfases internas entre una zona superconductora y una conductora presenta un máximo, mientras que en los tipo II aparece un mínimo en un cierto rango de campos magnéticos; aunque el panorama completo es más complejo, con este análisis podemos hacernos una idea de por qué en los superconductores tipo I no resulta ventajoso tener zonas con campo magnético, pero sí lo es en los superconductores tipo II.

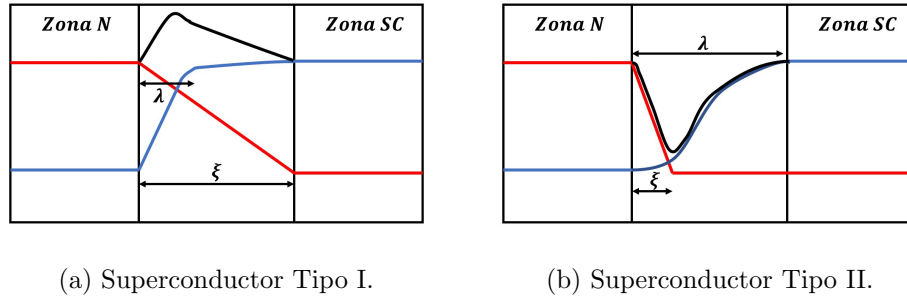


Figura 1.2: Energías para la formación de interfases N-SC. En rojo la energía de los electrones, en azul la energía magnetostática, en negro la energía total.

1.4. Vórtices de corriente

Debido a la importancia de los vórtices en los superconductores tipo II, debemos dedicar una sección para estudiarlos en cierta profundidad. A partir de la teoría GL, podemos describir matemáticamente la forma de los vórtices. Consideramos la expresión de la función de onda compleja, y teniendo en cuenta en la ecuación (1.2) la expresión para la cinética de la supercorriente, podemos interpretarla clásicamente como $\frac{1}{2}m^*v_s^2$. A partir de la expresión para la densidad de corriente obtenemos:

$$\vec{J}_s = |\Psi|e^*v_s = \frac{|\Psi|^2e^*}{m^*} (\hbar\nabla\varphi - e^*\vec{A}) \quad (1.7)$$

donde e^* es la carga efectiva de los pares de Cooper, es decir, dos veces la del electrón, y m^* una masa efectiva.

De hecho, la integración de esta supercorriente en un camino cerrado en torno a un vórtice conduce a la cuantización del flujo que es capaz de penetrar, siendo este un número entero de fluxones⁴:

$$\oint_L \vec{J}_s \cdot d\vec{l} = 0 = 2\pi\hbar n - 2e \int \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \Rightarrow \Phi = n\Phi_0 \quad \text{con} \quad \Phi_0 = h/2e \quad (1.8)$$

³A. Abrikosov realizó la demostración rigurosa en 1952. [Doklady Akademii Nauk SSR 86, 489 (1952)]

⁴Un fluxón Φ_0 es el cuanto de flujo magnético, que es una constante universal; su valor está dado por la ecuación (1.8): $\Phi_0 = 2,067833758 \cdot 10^{-15} \text{Wb}$.

Para este resultado hemos usado que la integral de la supercorriente por una línea cerrada externa que contiene a un vórtice debe ser nula, la multiplicidad de la fase del parámetro de orden del superconductor, así como la sustitución de la integral de línea del potencial magnético vector por el rotacional del mismo, obteniendo la integral del campo magnético \vec{B} a través de la superficie.

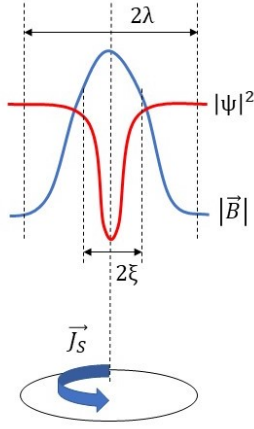


Figura 1.3:
Parámetros de un vórtice.

Cuando sometemos una muestra superconductora a un campo magnético ligeramente superior al campo crítico 1 (a partir del cuál la penetración de flujo es energéticamente favorable), podemos considerar que los vórtices son elementos aislados, mientras que cuando aumentamos el valor de campo ya no podemos tratarlos de forma individual: dicho de otro modo, son interactuantes.

Se puede demostrar mediante argumentos energéticos que la interacción entre dos vórtices es del tipo dipolar magnético⁵, de modo que en función de la dirección del campo magnético en el vórtice, estos pueden atraerse o repelerse. Los vórtices en un superconductor masivo se disponen en una red triangular conocida como red de *Abrikosov*. Cuando se varía la temperatura se producen fases esméticas⁶ en las que dicha red se distorsiona, sirviendo como transición al estado conductor, en la que los vórtices colapsan y vuelven conductora toda la muestra.

Cabe destacar que los vórtices sufren una fuerza similar a la fuerza de *Lorentz* cuando aplicamos sobre la muestra una corriente macroscópica, de modo que los vórtices son impulsados a lo largo del material.

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} \quad (1.9)$$

Debido a la ley de *Faraday*, el movimiento de dichos vórtices provocará la aparición de una diferencia de potencial; podemos calcular la potencia disipada como el producto de esta corriente por la diferencia de tensión generada. Tenemos entonces debido a este movimiento una resistencia; se puede demostrar que esta resistencia es proporcional al cociente entre el campo magnético aplicado y el campo máximo que es capaz de soportar [9], lo que es equivalente al cociente entre el área en estado normal y en estado superconductor.

Generalmente, el movimiento no es completamente libre, ya que los materiales presentan centros de anclaje para los vórtices: estos centros son defectos en el material, como alteraciones estructurales o impurezas. Basándonos en este modelo mecánico podemos decir que existe una fuerza máxima para la cuál los vórtices son capaces de permanecer anclados en estos centros, mientras que si la fuerza tipo *Lorentz* debida a la corriente supera esta fuerza máxima se arranca el vórtice y se produce disipación.

1.5. Uniones Josephson

En los años 60, *B. Josephson* predijo que podían producirse supercorrientes tipo túnel en la unión entre superconductores separados por una unión débil (como una capa delgada de aislante) debido a la naturaleza cuántica de los pares de Cooper. Además, predijo que dichas corrientes producían unos efectos sorprendentes: en ausencia de diferencia de tensión eléctrica entre las dos zonas superconductoras se produce una corriente túnel continua, mientras que si establecemos una diferencia de tensión se produce una corriente alterna.

⁵Basta con pensar que son pequeñas espiras de corriente circular coaxiales.

⁶Estas fases se corresponden con una deformación de la red triangular, en las que los vórtices se mueven de su posición de equilibrio, pero sin estar completamente desordenados.

La deducción de las ecuaciones que rigen estas uniones emergen de forma natural al considerar la función de onda compleja de los pares de Cooper, es decir, el parámetro de orden de la teoría GL. Con las ecuaciones que gobiernan dicha teoría, se llega a una expresión para la corriente que atraviesa la unión[6]:

$$I(t) = I_c \text{sen}(\Delta\gamma) \quad (1.10)$$

donde I_c es la corriente máxima capaz de atravesar la y el argumento del seno está relacionado con la diferencia de fase de la función de onda de los pares de Cooper entre las dos zonas superconductoras y el potencial magnético vector (diferencia de fase invariante gauge):

$$\Delta\gamma = \varphi_1 - \varphi_2 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A}(\vec{r}, t) d\vec{l} \quad (1.11)$$

Podemos ver que la corriente a través de la unión está modulada por la integral del potencial magnético vector.

La gran utilidad práctica de estas uniones son los conocidos como *Superconducting Quantum Interference Devices* (SQUID), que son sensores de campo magnético. Se construyen como anillos de superconductor en los que se interponen dos uniones Josephson; el funcionamiento de estos sensores se basa en que el flujo que es capaz de penetrar está de nuevo cuantizado en forma de fluxones, de modo que podemos distinguir variaciones muy pequeñas de flujos magnéticos con anillos muy pequeños. De nuevo, esto se demuestra integrando la relación (1.7) en un camino cerrado que atraviesa la unión.

En nuestro trabajo, el efecto Josephson cobrará relevancia puesto que nos permitirá interpretar los detalles del comportamiento resistivo en superconductores con uniones Josephson intrínsecas: es decir, zonas internas con propiedades debilitadas por defectos estructurales.

1.6. Superconductores de alta temperatura: YBCO

El material que hemos seleccionado para el desarrollo de este trabajo es el YBCO⁷. Es un superconductor tipo II que pertenece al grupo de los superconductores de alta temperatura crítica HTS⁸. La transición al estado superconductor se produce (en YBCO masivo) a 95 Kelvin, pues hay que decir que la presencia de impurezas durante la fabricación del material y la existencia de defectos en el mismo puede afectar a dicha temperatura.

Está ampliamente aceptado que los planos de óxido de cobre son responsables básicos de la superconductividad⁹. Tendremos entonces que la temperatura crítica estará ligada a la densidad electrónica en dichos planos, ya que en ellos se formaran los pares de Cooper. Se trata por tanto de un material fuertemente anisótropo: cuando estudiamos los parámetros superconductores (λ, ξ) en las distintas direcciones del material, su valor cambia mucho.

En el caso de este trabajo estamos trabajando a escala nanométrica, de modo que el valor de dichos parámetros es comparable al tamaño de la propia

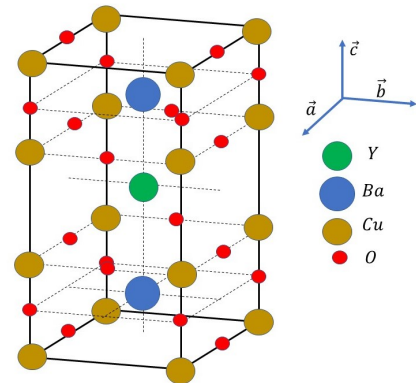


Figura 1.4: Celda unidad del superconductor YBCO.

⁷ $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$

⁸High Temperature Superconductors

⁹Fenomenológicamente se encuentra que las corrientes superconductoras se propagan mucho mejor en dichos planos.

muestra, aspecto muy relevante. Por ejemplo, al tratarse de láminas delgadas, la temperatura crítica que se obtiene es ligeramente distinta a la del YBCO masivo.

En la figura 1.4 podemos observar la celda unidad del YBCO, en la que hemos escogido los ejes a y b en el plano de cobre y oxígenos, de modo que el eje c será perpendicular a dicho plano. Podemos ver que la estructura cristalina es del tipo Perovskita, teniendo una celda ortorrómbica.

Podemos distinguir tres tipos de planos en la estructura a lo largo del eje c: planos de óxido de cobre CuO , planos con los átomos de Bario y otro con el átomo de Ytrio. Son precisamente los oxígenos y el cobre los átomos que dan una estructura tipo Perovskita.

Los parámetros de red para el YBCO masivo los podemos encontrar en bibliografía y se muestran en la siguiente tabla, así como los parámetros superconductores en las distintas direcciones del material. Nótese que se trata de un superconductor tipo II extremo ($\lambda \gg \xi$).

$T_c (K)$	$H_{c1} (T)$	$H_{c2} (T)$	$a, b (\text{Å})$	$c (\text{Å})$	$\lambda_{a,b} (nm)$	$\lambda_c (nm)$	$\xi_{a,b} (nm)$	$\xi_c (nm)$
95	0,1 – 0,2	100	3,819	11,656	140	700	0,2 – 1,6	0,15 – 0,3

Tabla 1.1: Parámetros característicos del YBCO.

Dentro del grupo de los óxidos superconductores de alta temperatura crítica (por encima de la temperatura de ebullición del nitrógeno) el YBCO presenta varias ventajas: tiene un comportamiento muy estable frente al campo magnético y una gran estabilidad mecánica. La razón de usar este material en el desarrollo del trabajo es el auge que ha tenido, tanto por poder utilizarlo solamente con nitrógeno líquido, como por la cantidad de estudios en los que se ha utilizado. Relacionado con esto último, existen muchas referencias sobre la nanoestructuración del mismo, de modo que podremos comparar los resultados que obtengamos con otros escritos en la bibliografía.

1.7. Objetivos del trabajo

Una vez que se han introducido algunas ideas básicas sobre superconductividad, que forman el núcleo mínimo de interpretación para este trabajo, así como del YBCO, material que usaremos, ya podemos establecer cuál es el fin del mismo:

- **Fabricación de muestras:** Como competencia básica que se desea adquirir durante la realización del trabajo está la fabricación de las muestras mediante crecimiento por láser pulsado (PLD). El aprendizaje del método de fabricación servirá para comprender mejor las estrategias usadas por la física experimental. Posteriormente, mediante litografía, daremos forma a las muestras fabricadas.

- **Caracterización estructural:** Una vez fabricadas las muestras debemos asegurar que el proceso de crecimiento ha sido correcto, midiendo cuál es el espesor fabricado y la rugosidad de la muestra. Para esta caracterización usaremos un equipo de Rayos X de alta resolución (HRXRD), estudiando la difracción de los mismos a través de la muestra (XRD) para la caracterización de la red cristalina y la reflectividad de estos en la interfase lámina-sustrato (XRR) para el espesor y la rugosidad.

- **Transición superconductora:** Habiendo caracterizado estructuralmente nuestras muestras, pasaremos a comprobar que efectivamente son superconductoras. Para ello, utilizaremos líquidos criogénicos que nos permitan aplicar las bajas temperaturas necesarias y mediremos la resistencia de nuestras muestras en función de la temperatura.

- **Magnetorresistencia:** Por último, deseamos estudiar cómo es la resistencia de las muestras en estado superconductor cuando aplicamos campos magnéticos, variable fundamental en el estado superconductor. Para ello, estudiaremos distintas configuraciones orientacionales entre el campo y la muestra, distintos valores de campo y distintas temperaturas.

Cómo objetivo general y fundamental del trabajo está la propia maduración en la física experimental, así como el contacto directo con un problema teórico que requiere una profundización en el campo de la superconductividad. El hecho de trabajar con materiales nanoestructurados nos permite observar una fenomenología muy particular; por tener las muestras las dimensiones características del material ξ y λ , seremos capaces de ver un comportamiento que va más allá de una mera transición de fase. Con todo esto, se pretende un acercamiento a la metodología en física, aprovechando técnicas experimentales de vanguardia para abordar retos teóricos vigentes.

1.8. Estructura del trabajo

Antes de continuar con la materia de estudio, nos detenemos para explicar cuál es la estructura y organización que sigue este trabajo.

Para realizar esta memoria, hemos elegido una estructura en varios pasos:

- Primeramente, hemos establecido una base conceptual para entender los temas básicos que aborda este estudio, introduciendo unas nociones básicas sobre superconductividad y el material usado.

- A continuación, en el capítulo 2, presentamos los datos obtenidos de las medidas que se realizaron durante el desarrollo del trabajo. Además, presentamos éstas en el orden “lógico”, empezando por la caracterización material y estructural, y continuando por la caracterización de propiedades del estado superconductor. Las medidas que se presentan se realizan con métodos estándar en este tipo de experimentos, pero para tener una explicación detallada de cómo son estos métodos se aconseja la lectura del anexo de la memoria.

- Una vez presentados los resultados experimentales, buscamos unos modelos teóricos en la literatura científica que nos permitan explicar la fenomenología observada. De este modo, en el capítulo 3, presentamos dichos modelos.

- Por último, ahora que disponemos de los modelos teóricos supuestamente pertinentes, trataremos de hacer un análisis cuantitativo de los resultados obtenidos experimentalmente, estableciendo el rango de aplicación y las limitaciones de dichos modelos. Dedicamos entonces el capítulo 4 a estos aspectos.

Capítulo 2

Presentación de resultados

2.1. Caracterización estructural

Tras fabricar las muestras debemos asegurarnos de que el material depositado sobre el sustrato es el correcto; para ello, estudiaremos cómo es la estructura cristalina del mismo con el objetivo de comprobar la orientación cristalina, así como el espesor y la rugosidad obtenidos.

Este paso es muy importante para el estudio, ya que si, por ejemplo, el material ha crecido en una dirección que no es la deseada, afectará a las propiedades finales de la muestra.

Para las medidas de caracterización estructural usamos las láminas completas, antes de realizar el proceso de litografiado.

2.1.1. XRD

Comenzamos estudiando los picos de difracción de la muestra. En este caso presentamos el patrón obtenido con HRXRD de una muestra representativa en la figura 2.1.

La presencia bien definida de los picos $(00l)$ nos indica que el material ha crecido en la dirección que deseábamos, de modo que el vector \vec{c} es perpendicular a la superficie de la muestra. Recordemos que el propósito de que crezca en esta dirección es la texturación de los planos de óxido de cobre, ya que si en ellos es donde se produce la superconductividad, será óptimo que se encuentren en la dirección por la cual circulará la corriente.

En la figura podemos ver indexados los picos correspondientes a las direcciones $(h\ k\ l)$ del material. Con la ley de *Bragg* (ecuación A.1 del Anexo) podemos obtener el parámetro de red fuera del plano; para ello, adaptamos primero su expresión para una simetría ortorrómbica, considerando que se produce en primer orden de difracción ($n=1$):

$$d = \frac{\lambda\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}{2\text{sen}\theta} \quad (2.1)$$

Usando el pico correspondiente a (004) , de modo que $h = k = 0$ y $d = c$ obtenemos:

$$c = 11,757\text{Å}$$

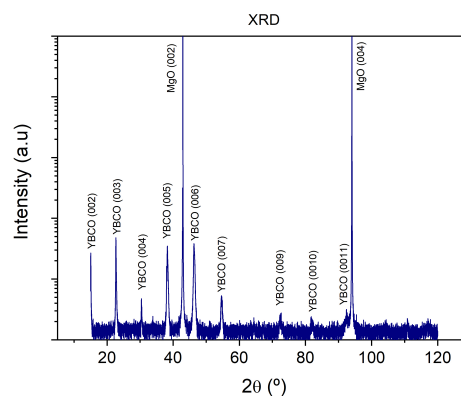


Figura 2.1: Patrón XRD de una muestra de YBCO de 130 nm de espesor

Con otros picos obtenemos valores similares, que difieren en la cuarta cifra decimal.

Podemos ver que es ligeramente superior al que se da en YBCO masivo. Esto es debido a la técnica de fabricación, ya que el YBCO debe acomodarse sobre la red del sustrato (MgO), de modo que se producen ligeras deformaciones que pueden variar los parámetros de red. Además, debe notarse que aparecen picos correspondientes al sustrato utilizado.

2.1.2. XRR

Mostramos a continuación los datos de reflectividad de rayos X a bajo ángulo:

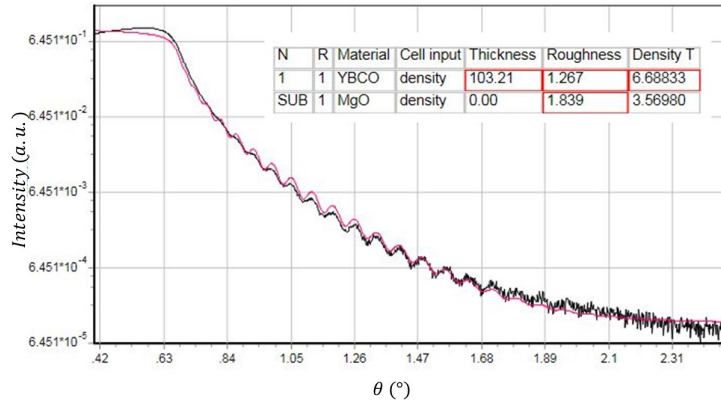


Figura 2.2: Resultados XRR. En negro las medidas experimentales, en rojo la simulación.

En el cuadro interior de la figura podemos ver los resultados del ajuste de las medidas a la simulación realizada con *Leptos*; mediante un algoritmo de *Simulated Annealing*, se estima un espesor para la lámina de YBCO de 103 nm, con una rugosidad en superficie de aproximadamente 1.3 nm.

Podemos ver como efectivamente el barrido realizado en ángulos es muy pequeño (tan sólo 2 grados), y cómo aparecen las Oscilaciones de *Kiessig* (mencionadas en el anexo). El ángulo crítico para el cuál empieza a caer la señal $\theta_c \approx 0,63$ nos proporciona una densidad para el YBCO que es aproximadamente el doble que la del sustrato, cumpliéndose así la condición que se exige para que pudiéramos realizar con confianza este tipo de medida.

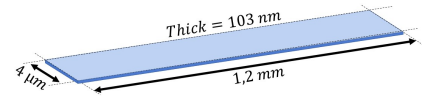


Figura 2.3: Dimensiones de los hilos

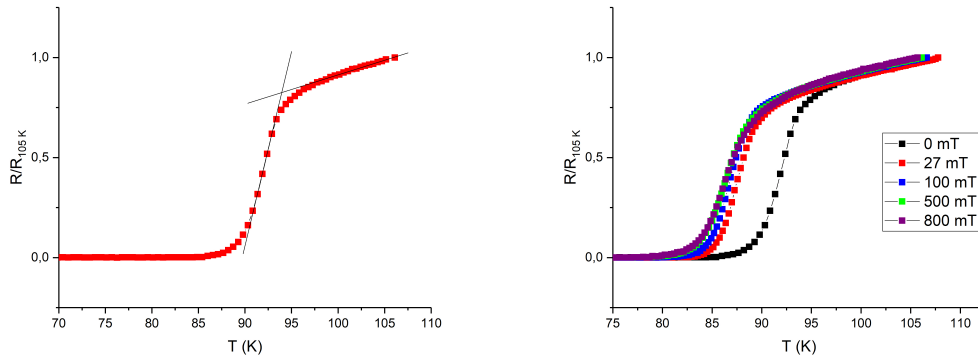
2.1.3. Estructura final

Una vez litografiados los hilos, las dimensiones otorgadas por la máscara para la superficie se pueden ver en la figura 2.3; para el espesor se usan los resultados de la caracterización por XRR.

Podemos observar que las 3 dimensiones del hilo son muy distintas entre sí; este tipo de nanoestructuración se hace con la finalidad de intentar construir una muestra prácticamente unidimensional, ya que en dicha geometría tenemos bien definida la dirección de la corriente de transporte, que inyectaremos a lo largo del hilo.

2.2. Transición resistiva superconductor

Presentamos ahora los resultados de la transición a estado superconductor de las muestras. Como mencionamos en el anexo de métodos experimentales, usamos un nanovoltímetro para medir la caída de tensión sobre el hilo a campo aplicado nulo.



(a) $R(T)$ a campo nulo.

(b) $R(T)$ para distintos valores de B .

Figura 2.4: Transición Resistiva Superconductor.

Podemos observar como efectivamente la transición a estado superconductor se produce de forma brusca; a partir del corte entre las rectas tangentes que podemos ver en la figura obtenemos una temperatura crítica para la transición superconductor de:

$$T_c \approx 93,95K$$

Cabe mencionar que, a pesar de que en escala completa, la transición es bastante brusca¹, no es tan brusca como la de los superconductores de baja temperatura, como puede ser el propio Mercurio; en estos, la caída se produce en tan sólo unas décimas de Kelvin, mientras que en los HTS se extiende varios grados incluso en muestras de gran calidad. Destacamos así la importancia que tendrán los fenómenos de activación térmica.

Por otro lado, tenemos que la resistencia en estado normal es alta; esto es lógico, ya que la resistencia depende inversamente con la sección transversal de la muestra. Al tratarse de un hilo tan fino tenemos que la sección transversal es muy pequeña, traducándose a una resistencia elevada.

Es un hecho bien conocido que la curva $R(T)$ para el YBCO se ve notablemente modificada por la acción simultánea de un campo magnético. De modo que comparando con la medida de la transición a campo no nulo observamos como se destruye la superconductividad a temperaturas más bajas; las muestras presentan resistencia medible en un mayor rango de temperaturas (figura 2.4 (b)).

La influencia del campo magnético aplicado en el comportamiento de la curva $R(T)$ estudiado por *M. Tinkham* [11] viene determinado por la activación térmica del movimiento de vórtices inducidos por el campo. Los detalles cuantitativos de la dependencia provendrán de la relación entre la energía térmica y el potencial que describe la interacción con los centros de anclaje en la estructura; básicamente, un valor de resistencia dado, aparece a temperaturas más bajas conforme aumenta el campo magnético.

Notablemente, en la figura 2.4 (b), podemos observar que se produce un entrecruzamiento entre algunas de las gráficas, teniendo que a campo magnético más alto obtenemos una resistencia

¹Debemos tener en cuenta que la zona de transición tiene un ancho de unos 5 Kelvin en el entorno de 92 Kelvin.

menor. Este resultado no es el esperado en primera aproximación, de modo que necesitamos hacer un estudio en profundidad de la magnetorresistencia, ya que tenemos un indicativo de que se está produciendo algún fenómeno no considerado en el modelo citado. Dado que nuestro interés es justamente la descripción de la interacción de los vórtices con los centros de anclaje en las muestras nanoestructuradas, optamos realizar más medidas en diferentes condiciones.

2.3. Magnetorresistencia

En particular, vamos a estudiar la dependencia de la magnetorresistencia con la orientación relativa entre el campo magnético y la superficie del hilo. Podemos ver las orientaciones que usaremos para realizar las medidas en la figura 2.5.

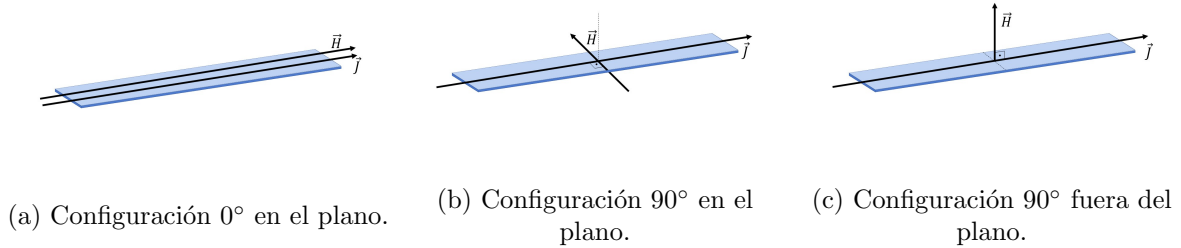


Figura 2.5: Orientaciones entre el campo magnético y la superficie del hilo.

Presentamos en las figuras 2.6, 2.7 y 2.8 algunos resultados que consideramos representativos del objetivo de estudio del trabajo. Algunos de ellos presentan el comportamiento esperado para este tipo de medidas, mientras que otros presentan anomalías que no cabría esperar, de modo que debemos tratar en detalle todas ellas.

Generalmente, digamos que cuando estudiamos cómo es la magnetorresistencia de nuestras muestras podemos ver dos comportamientos bien diferenciados:

- **Magnetorresistencia convencional:** Siguiendo el procedimiento estándar para calcular la resistencia de la muestra, con un promedio entre las medidas con la corriente en un sentido y en el contrario (ecuación A.3 del Apéndice), ya que así eliminamos posibles *offsets*, obtenemos los resultados de las figuras 2.6 y 2.7. En este caso vemos en la figura 2.6 que conforme crece el valor del campo magnético tenemos un aumento en el valor de la resistencia. Conforme aumentamos la temperatura, podemos ver que a campo nulo ya no tenemos resistencia nula, coherente con la gráfica $R(T)$. Al aumentar mucho la temperatura, vemos que la dependencia de la magnetorresistencia con el campo es nula, ya que estamos fuera del estado superconductor².

- **Magnetorresistencia oscilante:** Si observamos la figura 2.7 podemos ver como se producen oscilaciones en los valores de la resistencia conforme cambia el valor del campo magnético. Podemos ver como las oscilaciones son simétricas con respecto a $H=0$. Conforme a la literatura científica, la observación de oscilaciones en este tipo de experimentos puede ser una indicación de la cuantización de flujo magnético en forma de vórtices (recordemos la ecuación 1.8). Por otro lado, al eliminar los *offsets* con el promedio entre las resistencias, quizá también estamos enmascarando posibles efectos debidos a la física subyacente (dinámica de vórtices). Si nos fijamos ahora en las figuras 2.8 podemos ver como las oscilaciones ya no son simétricas con respecto a $H=0$.

²Algunos materiales ven modificada su resistencia en estado normal al aplicar un campo magnético sobre los mismos, pero no es el caso del YBCO.

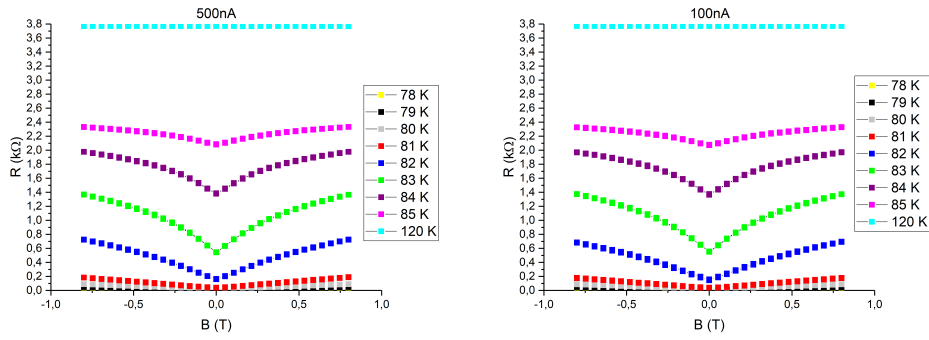


Figura 2.6: Magnetorresistencia en la configuración 90° fuera del plano para distintas corrientes.

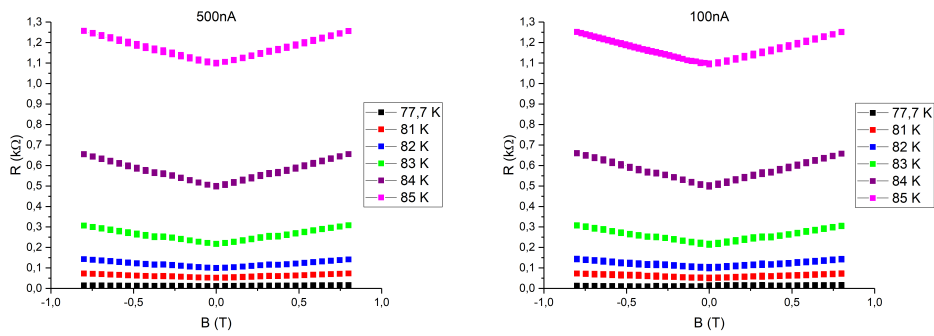


Figura 2.7: Magnetorresistencia en la configuración 90° en el plano para distintas corrientes.

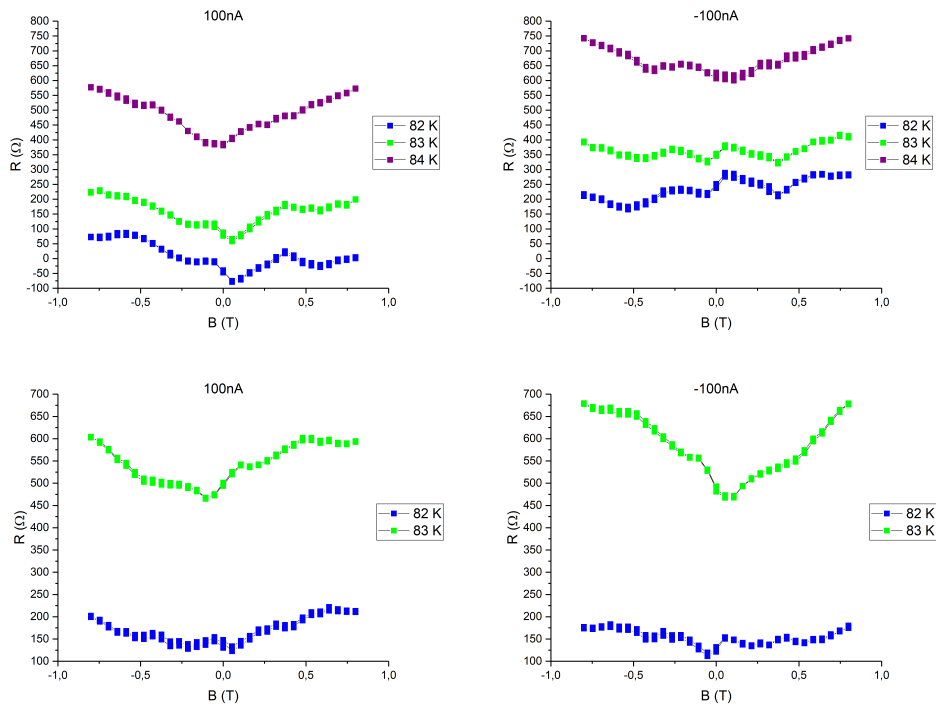


Figura 2.8: Magnetorresistencia en las configuraciones 90° en el plano (arriba) y 0° (abajo) con la corriente en sentidos contrarios.

Capítulo 3

Estudio de la magnetorresistencia: consideraciones teóricas

De ahora en adelante vamos a centrarnos en el estudio cuantitativo de los fenómenos observados en las medidas de magnetorresistencia; intentaremos encontrar explicación a por qué se producen aplicando modelos disponibles en la literatura científica, que si bien son aproximados, proporcionan pistas sobre los fenómenos físicos subyacentes.

3.1. Magnetorresistencia macroscópica

Comenzamos el estudio de la magnetorresistencia desde el punto de vista más “clásico”¹ y sencillo, es decir, el punto de vista de una muestra superconductora masiva que presenta una transición resistiva al aplicar sobre la misma un campo magnético.

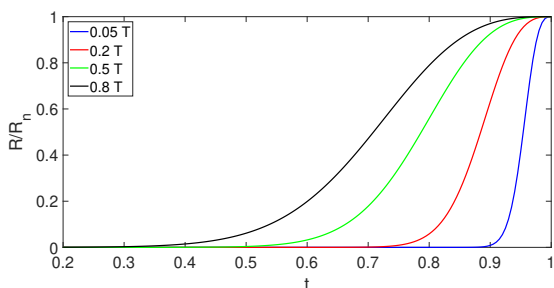


Figura 3.1: Simulación de la curva $R(t=T/T_c)$ para distintos valores de campo magnético obtenida mediante el modelo de *Tinkham*.

Para ello, en la literatura científica encontramos un modelo desarrollado por *M. Tinkham* [11], en el que explica y completa estudios anteriores sobre el tema que nos concierne, permitiendo comprender la que hemos denominado magnetorresistencia convencional. En este modelo, consideramos un superconductor masivo, en el que penetrarán una abundante cantidad de vórtices, sobre el que se inyectará una corriente pequeña², a una temperatura por debajo pero cercana a la de transición. Se traduce en una teoría de campo medio con variables macroscópicas.

Por otra parte, se establece una barrera de energía que se debe superar para permitir el movimiento de vórtices en el material, determinada por

parámetros intrínsecos del material, como pueden ser la longitud de coherencia o el campo crítico. Además, dicha barrera de energía, como es de esperar, puede depender de la temperatura a la que se encuentre la muestra. Cómo ya hemos mencionado anteriormente, dicho movimiento de vórtices será el causante de provocar una transición resistiva en el material.

Tras el pertinente desarrollo matemático (que obviaremos aquí), *Tinkham* llega a una expresión para la resistencia en función de la temperatura y del campo magnético de la forma:

¹Aunque subyace un fondo cuántico, puesto que tratamos con fenomenología superconductora.

²Podemos apreciar que esta hipótesis se verifica en las figuras 2.6 y 2.7, donde inyectando dos corrientes que consideramos pequeñas obtenemos los mismos resultados, de modo que nos encontramos en el rango de corrientes adecuado.

$$\frac{R}{R_n} = \left\{ I_0 \left[A(1-t)^{3/2}/2B \right] \right\}^{-2} \quad (3.1)$$

donde I_0 es la función de *Bessel* modificada de primera especie y orden cero, t la temperatura normalizada con la temperatura crítica, y A una constante dependiente de parámetros del material y de constantes universales; dicha constante determinará la altura de la barrera de potencial. Utilizando esta ecuación, fijando un valor de campo magnético y variando T obtenemos las curvas $R(T)$ que mostramos en la figura 3.1.

3.2. Magnetorresistencia microscópica: vórtices en láminas delgadas

Cuando estructuramos una muestra a escala nanométrica ya no podemos utilizar el modelo de *Tinkham*, ya que perdemos ese comportamiento masivo del material; hemos reducido las dimensiones de la muestra a las dimensiones características superconductoras del material.

Debemos buscar nuevos modelos que expliquen el comportamiento de la transición resistiva por la aplicación de un campo magnético para muestras nanoestructuradas; en este apartado presentaremos 3 de estos modelos, encontrados en la literatura científica, desarrollados en los últimos años.

3.2.1. Modelo de Sochnikov

En el año 2010, el grupo de *Ilya Sochnikov* reportó unas oscilaciones en las medidas de magnetorresistencia en una muestra nanoestructurada de LSCO^3 en forma de película delgada [4]. En dichas láminas, realizaron un patrón de *loops* cuadrados conectados entre sí.

Los datos obtenidos por este grupo mostraban unas oscilaciones de la resistencia, montadas sobre un fondo parabólico. La amplitud de las oscilaciones quedaba bien definida para valores de campo magnético pequeños, que cuadran con el modelo que plantean en el mismo artículo. El periodo de dichas oscilaciones se corresponde con incrementos de flujo aplicado de un fluxón, como cabe esperar a la hora de tratar con vórtices individuales.

En el modelo que ellos plantean, que no es sino una modificación del planteado por *Tinkham* y desarrollado en el apartado 3.1, mediante argumentos de mecánica estadística y termodinámica, obtienen una expresión para la resistencia de la muestra de la forma:

$$\frac{R}{R_n} = \left[I_0 \left(\frac{\Delta E_{eff}}{2k_B T} \right) \right]^{-2} \quad (3.2)$$

donde E_{eff} es una barrera de energía efectiva proveniente de un promedio termodinámico, que incluye un termino independiente del campo magnético y un término periódico con el mismo:

$$\Delta E_{eff} \approx (E_v + E_0/4) - E_0^2(N - H/H_0)^2/k_B T \quad (3.3)$$

siendo E_v la energía necesaria para crear un vórtice en el material y E_0 expresa la interacción de un vórtice con la corriente asociada con el fluxón en forma energética. Además, la cuantización de N , que es el número entero más próximo al cociente H/H_0 , es lo que conduce a la periodicidad

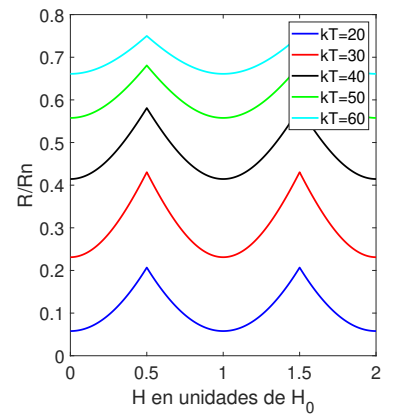


Figura 3.2: Oscilaciones simuladas con las ecuaciones (3.2) y (3.3).

³ $\text{La}_{1,84}\text{Sr}_{0,16}\text{CuO}_4$. Se trata de otro superconductor de alta temperatura crítica.

de $(N - H/H_0)$. Es aquí donde introducen una modificación al modelo de *Tinkham*, que en lugar de una barrera energética efectiva proponía tan solo utilizar la energía de activación de los vórtices.

Con este modelo logran reproducir teóricamente las medidas experimentales para valores pequeños del campo, donde el fondo parabólico es despreciable frente a las oscilaciones. Dicho fondo podría ser reproducido con la consideración de términos de mayor orden a la hora de aproximar las energías de entrada y salida de vórtices en la muestra.

3.2.2. Modelo de Kuit

En 2008, el equipo de *K. H. Kuit* propuso un modelo para explicar el atrapamiento y expulsión del flujo magnético en láminas de YBCO [5]. En el citado artículo proponen que cuando un flujo magnético incide sobre una muestra superconductora estructurada en forma de lámina delgada no forma una red triangular como lo hace en un superconductor masivo, si no que lo hace en forma de líneas. Estas líneas mantienen un orden dentro de ellas conforme van penetrando más vórtices; pero cuando la densidad de vórtices en la línea es muy alta, estos se reparten, formando una nueva línea. En esencia, esto constituye un límite cuasi 1D del modelo 2D de *Sochnikov*.

Para verificar el modelo, *Kuit et al.* [5] realizaron medidas de escáner con microscopía basada en SQUIDS (SSM) sobre muestras delgadas de YBCO, obteniendo los resultados de la figura 3.3. De modo directo, podemos ver cómo conforme aumenta el valor del campo magnético van apareciendo más filas de vórtices en la muestra.

Podemos atribuir las oscilaciones encontradas en la magnetorresistencia a la entrada/salida de una nueva línea de vórtices en la muestra. En el artículo [5], calculan un valor para el campo magnético para el cuál los vórtices quedan atrapados en la primera línea, dado por la expresión:

$$B_k \approx 1,65 \frac{\Phi_0}{W^2} \quad (3.4)$$

donde W es la anchura transversal a la aplicación del campo magnético de la muestra.

Si analizamos cualitativamente esta expresión podemos encontrar claro su sentido; si los vórtices se distribuyen en filas, cuanto menor sea la anchura de la lámina mayor será el campo necesario para redistribuir los vórtices en más filas.

3.2.3. Modelo de Clem

En 2018, *John R. Clem* publicó un artículo en el que explicaba cómo calcular el efecto de la presencia de un vórtice en las proximidades de una unión Josephson[1]. Si estudiamos uniones no discretas como la de la figura 3.4, en las que consideramos que la fase de la función de onda no tiene por que ser constante, y estudiamos la dependencia de esta con el campo magnético que atraviesa la unión, obtenemos una expresión para la corriente máxima que puede atravesar la de la forma⁴:

⁴Recordemos que estamos tratando con la diferencia de fase invariante gauge, no con la diferencia de fase del parámetro de orden φ (función del superconductor).

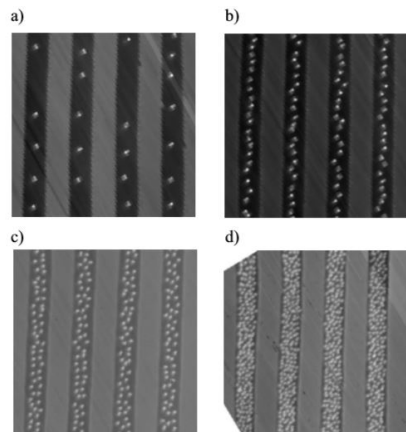


Figura 3.3: Filas de vórtices en YBCO. Imágenes obtenidas mediante SSM por *Kuit et al.* [5]. De las figuras (a) hasta (d) incrementamos el valor del campo magnético, correspondiéndose respectivamente a 5, 10, 20 y 50 microteslas.

$$I_c(B) = I_c(0) \frac{2}{W} \left| \int_0^{W/2} \cos[\Delta\gamma(y)] dy \right| \quad (3.5)$$

donde la diferencia de fase debida al campo magnético $\Delta\gamma_B(y)$ viene dada por:

$$\Delta\gamma_B(y) = \frac{16BW^2}{\Phi_0\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \text{sen}[(2n+1)\pi y/W]}{(2n+1)^3} \quad (3.6)$$

para el caso $L \gg W$.

Si consideramos la presencia de un vórtice cerca de la unión, podemos expresar la diferencia de fase debido al vórtice como:

$$\Delta\gamma_v(y) = -2 \tanh^{-1} \left[\frac{\sin(\pi y/W) - \cosh(\pi x_v/W) \sin(\pi y_v/W)}{\sinh(\pi x_v/W) \cos(\pi y_v/W)} \right] \quad (3.7)$$

donde x_v e y_v son las coordenadas del vórtice, teniendo en cuenta que hemos elegido el origen de coordenadas en el centro de la unión.

Como la diferencia de fase es aditiva, tendremos:

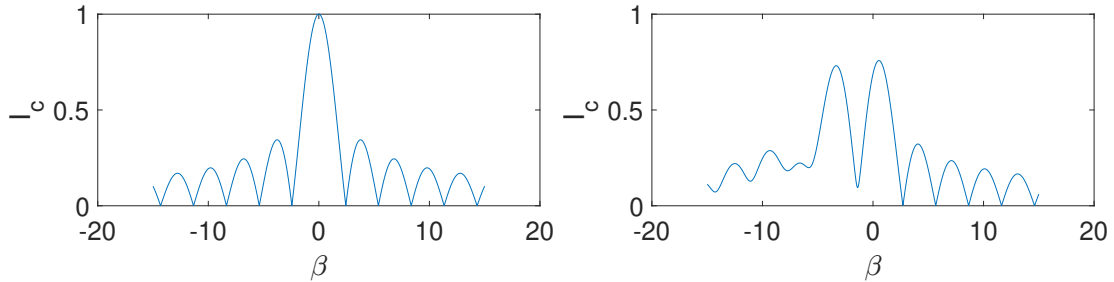
$$\Delta\gamma = \Delta\gamma_B + \Delta\gamma_v \quad (3.8)$$

Si llevamos esta diferencia de fase a la ecuación (1.10) podemos entender que la presencia de los vórtices atrapados (presencia del factor $\Delta\gamma_v$) permite explicar los comportamientos oscilantes asimétricos como los observados en las figuras 2.8. De hecho, en la figura 3.5 podemos apreciar como el perfil característico $I_c(B)$ en una unión se ve alterado por la presencia de un vórtice próximo a la unión.

El modelo que hemos utilizado establece la dirección de la corriente en un sentido determinado del eje X, de modo que al invertir el sentido de dicha corriente obtendríamos un perfil antisimétrico al que presentamos aquí.

Para construir dicha figura hemos realizado una renormalización del campo magnético en el parámetro β , definido por la ecuación (3.9). Además, hemos considerado la presencia del vórtice a una distancia 0.05 veces W en ambos ejes.

$$\beta = \frac{BW^2}{\Phi_0} \quad (3.9)$$



(a) Corriente crítica a través de la unión sin un vórtice cerca. (b) Corriente crítica a través de la unión con un vórtice cerca.

Figura 3.5: Corriente crítica a través de la unión Josephson.

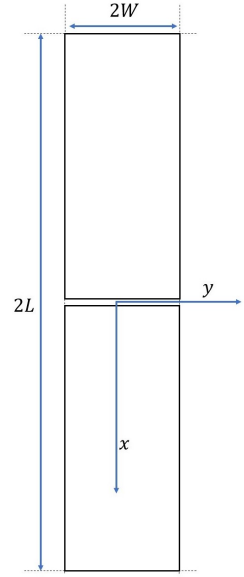


Figura 3.4: Unión Josephson.

Capítulo 4

Análisis de los resultados experimentales

Una vez encontrados unos modelos que permiten explicar las características básicas de nuestros resultados, trataremos de utilizarlos para un análisis cuantitativo de los experimentos.

4.1. Magnetorresistencia macroscópica

Comenzamos estudiando los datos de la figura 2.6, en los que observamos el comportamiento esperado para la magnetorresistencia en primera aproximación.

La configuración experimental para el hilo en dicha figura (90° fuera del plano) corresponde a que el campo magnético incide perpendicularmente sobre la superficie más grande del hilo. No estamos tratando con una muestra masiva, ya que tiene unas dimensiones muy reducidas; pero, a pesar de ello, esta configuración es la que más puede aproximarse a una muestra masiva como veremos posteriormente. Dicho en breve, en la dimensión de $4 \mu m$ caben muchos vórtices.

Planteamos aplicar sobre estos datos el modelo de *Tinkham*; para ello, debemos primero modificar la ecuación (3.1) de modo que podamos incluir la zona de bajo campo, en particular, el entorno de $B=0$. Esto es debido a que, según dicha ecuación, a campo nulo, la resistencia debe ser nula.

Para simplificar el estudio, sustituimos entonces la ecuación (3.1) por una muy similar, con la que luego ajustaremos las curvas obtenidas experimentalmente; obtenemos así la ecuación (4.1), introduciendo el parámetro de campo $\alpha(t)$, que, en principio, puede tener dependencia térmica.

$$\frac{R}{R_n} = \left\{ I_0 \left[\frac{(1-t)^{3/2}}{B/A + \alpha(t)} \right] \right\}^{-2} \quad (4.1)$$

$$\alpha(t) = \frac{(1-t)^{3/2}}{I_0^{-1}[(R_0/R_n)^{-1/2}]} \quad (4.2)$$

Aquí, R_0 denota la resistencia a campo nulo, I_0^{-1} es la inversa de la función de *Bessel* de primera especie de orden cero y t la temperatura reducida, es decir, el cociente de T con la temperatura crítica.

Mediante un programa en MatLab, usamos nuestra curva $R(T)$ presentada en la figura 2.4 (a), para obtener la dependencia $\alpha(T)$, que mostramos en la figura 4.1. Podemos observar como los datos a temperaturas más bajas presentan una cantidad de ruido signficante; esto es debido a que las tensiones eléctricas que estamos midiendo son muy pequeñas, mientras que conforme

nos acercamos a la T_c la curva se suaviza debido a que dichas tensiones comienzan a ser más grandes, y por tanto el nanovoltímetro las capta mejor.

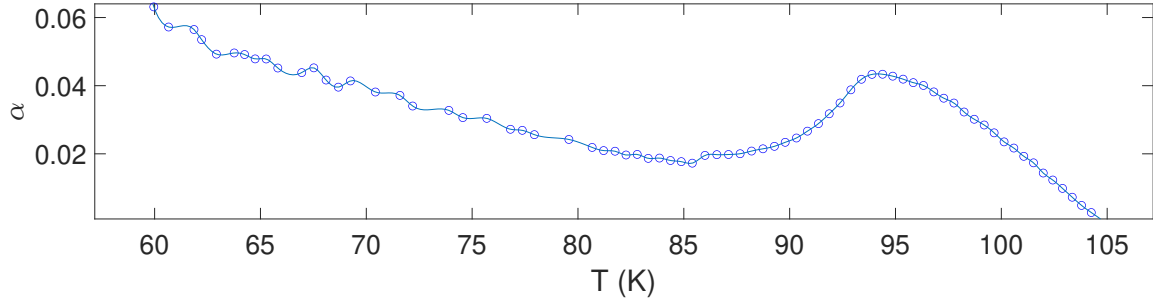


Figura 4.1: Dependencia con la temperatura del parámetro de campo.

Veamos ahora si con este parámetro para cada temperatura somos capaces de reconstruir con simulaciones los datos experimentales. Para ello, realizamos unas simulaciones con los parámetros obtenidos y ajustando el parámetro A, cuyo valor debemos obtener.

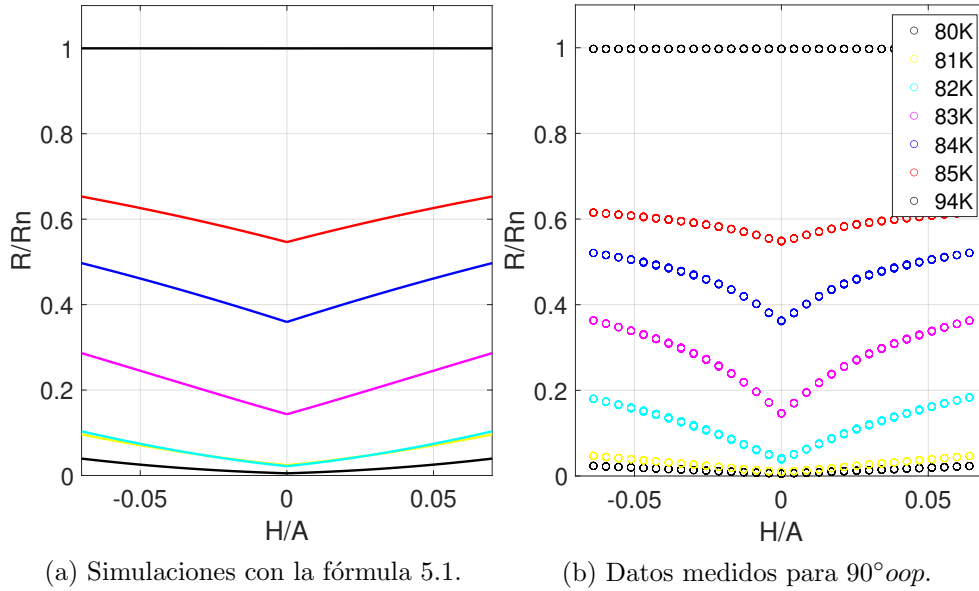


Figura 4.2: Comparación de las medidas experimentales con las simulaciones.

Podemos ver en la figura 4.2 cómo conseguimos reconstruir la dependencia cualitativa con el modelo de *Tinkham*; para el valor de la resistencia a campo nulo hemos usado los datos de la curva $\alpha(T)$. Cabe destacar que los datos, a pesar de que se acercan bastante a las simulaciones, no consiguen ajustarse del todo.

Por una parte, el modelo de *Tinkham* se ajusta mucho mejor a los datos experimentales cuando trabajamos con campo alto, como ocurre con el trabajo desarrollado en la referencia [10], donde llegan a aplicar campos magnéticos del orden de 10 Teslas sobre un hilo similar al del presente trabajo. Al aplicar campos tan grandes, tendremos una enorme cantidad de vórtices dentro del hilo, de modo que empieza a parecerse a una muestra masiva y encaja con el modelo.

4.2. Magnetoresistencia microscópica

Si consideramos ahora las configuraciones 90° en el plano y 0° tenemos que el campo incide perpendicularmente sobre unas secciones muy pequeñas (ver figuras 2.3 y 2.5), de modo que

perdemos el carácter masivo que observábamos en la configuración 90° fuera del plano.

En este caso, planteamos aplicar los modelos de *Sochnikov* y *Kuit*. Ahora, en el ancho de la muestra (103 nm) caben pocos vórtices; con la ayuda de ambos modelos, intentaremos explicar lo observado en la figura 2.7.

Tenemos según el modelo de *Kuit*, que, para las configuraciones 0° en el plano y 90° en el plano el valor del campo de atrapamiento será el mismo, ya que W es el espesor de la muestra en ambos casos, a pesar de que en la configuración 0° en el plano no deberíamos apreciar oscilaciones, mientras que para la configuración de 90° fuera del plano W será el ancho del hilo.

Si calculamos el valor de dicho campo de atrapamiento obtenemos los resultados de la tabla 4.1, en la que se muestra también el valor de W .

Configuración	$90^\circ oop$	$90^\circ ip$	0°
W	$4 \mu m$	$103 nm$	$103 nm$
B_k	$213 \mu T$	$322 mT$	$322 mT$

Tabla 4.1: Campo de atrapamiento de la primera línea de vórtices en las distintas configuraciones orientacionales.

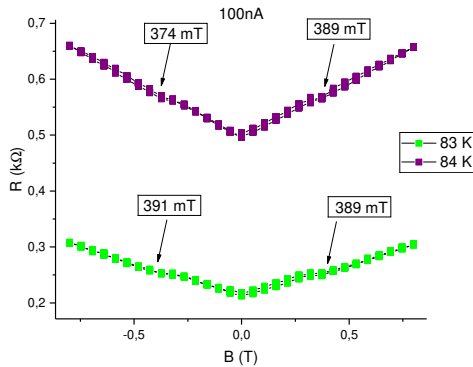


Figura 4.3: Extracto ampliado de la gráfica 2.7 para apreciar mejor las oscilaciones.

Observamos primeramente que el campo de atrapamiento de la primera línea de vórtices en la configuración $90^\circ oop$ es mucho más pequeño que el campo crítico H_{c1} del YBCO (cuyo valor fue presentado en la tabla 1.1), es decir, el campo mínimo para el cuál el campo magnético es capaz de penetrar en el material. Esto parece contradecir entonces la teoría básica sobre superconductividad, pero cabe mencionar que dicho campo crítico está calculado para un superconductor masivo infinito, mientras que el modelo de *Kuit* plantea directamente un superconductor con dimensiones finitas, de modo que no se contradice la teoría básica, si no que se resuelve para una muestra no ideal.

Una vez calculado dichos campos de atrapamiento, acudimos a las gráficas para observar su correlación con los fenómenos observados.

Si analizamos la figura 2.7 en detalle (figura 4.3), podemos ver que sí que encontramos oscilaciones en torno 385 mT, aunque los valores exactos se desplazan muy ligeramente; tenemos entonces experimentalmente que estas oscilaciones se produce a un valor ligeramente más alto del esperado por el modelo de *Kuit* (unas 60 mT, es decir una desviación relativa del 15%).

Y ahora bien, ¿cómo casan estas oscilaciones con el modelo de *Sochnikov*? En la ecuación (3.3) incluimos un valor de campo H_0 para el cuál se producía un mínimo en la oscilación, es decir, su valor es el periodo de las oscilaciones. Tenemos entonces que dicho campo coincide con el campo de atrapamiento calculado por el modelo de *Kuit*.

Podemos entonces reconstruir las oscilaciones con las ecuaciones (3.3) y (3.4) y ver su dependencia con la temperatura, a modo de lo que observábamos en la figura 3.2.

Cabe mencionar que conforme aumenta la temperatura la amplitud de las oscilaciones va disminuyendo, de modo que son más complicadas de ver experimentalmente.

No obstante, como ya mencionamos en el apartado 3.2.1, con estas ecuaciones reproducimos las oscilaciones eliminando el fondo sobre el que se encuentran. Pero como podemos ver en nuestra gráfica 2.7, las oscilaciones se encuentran sobre una gráfica tipo *Tinkham*. Para construir entonces la gráfica, debemos considerar el fondo, de modo que tenemos en cuenta más posibles efectos.

Para construir el fondo tenemos en cuenta que no hace falta crear los vórtices, si no tan sólo que disipen potencia como lo hacían en el modelo de *Tinkham*; conseguimos entonces una energía efectiva para introducir en la ecuación (3.2) más sencilla, y obtenemos el fondo que se puede ver en la gráfica 4.4. En esencia, usamos un modelo de resistencias en serie $R = R_v + R_B$.

Podemos observar que teóricamente estas oscilaciones son muy pronunciadas, mientras que las oscilaciones que hemos detectado experimentalmente son mucho más suaves y con una amplitud muy pequeña. El modelo de *Sochnikov* hace una predicción para la amplitud de las oscilaciones que cuadra con sus resultados experimentales, mientras que en este trabajo, debido a la pequeña amplitud de las mismas, hemos decidido no analizar la dependencia térmica de estas.

Nos falta ahora explicar las asimetrías observadas para las oscilaciones en las figuras 2.8. Con los modelos de *Sochnikov* y *Kuit* predecimos unas oscilaciones simétricas con respecto a campo nulo, mientras que en las figuras mencionadas no vemos dicha simetría.

Para explicarla recurrimos al modelo de *Clem*; con este modelo veremos la diferencia que existe al introducir la corriente de transporte en un sentido o en el contrario, que hasta ahora considerábamos inexistente.

Ya habíamos visto la ruptura de simetría en la corriente crítica a través de la unión, pero podemos traducir esa corriente crítica a resistencia, que es lo que nosotros medimos. Obtenemos dicha resistencia mediante la ecuación:

$$\frac{R(B)}{R_n} = [I_0(J_c(B))]^{-2} \quad (4.3)$$

Puede parecer que esta expresión pierde similitud con la calculada por *Tinkham* (ecuación 3.1), sin embargo, debemos destacar, que este J_c está íntimamente relacionado con el parámetro A de la mencionada ecuación.

Mediante un programa en MatLab, simulamos unos resultados de resistencia con la ecuación (4.3), que presentamos en la figura 4.5. Para ello, hemos realizado una renormalización del campo magnético, obteniendo la escala β , definida por la ecuación 4.4.

$$\beta = \frac{BW^2}{\Phi_0} \quad (4.4)$$

Vemos en la figura 4.5 las asimetrías que se producen al colocar un vórtice próximo a una unión Josephson: las curvas $R(B)$ que sin un vórtice cerca son simétricas pierden dicho carácter al tener uno anclado próximo a ella.

No perdamos de vista el significado físico con este modelo: recordemos que los defectos estructurales pueden actuar como uniones Josephson y a su vez atrapar vórtices en ellos, de

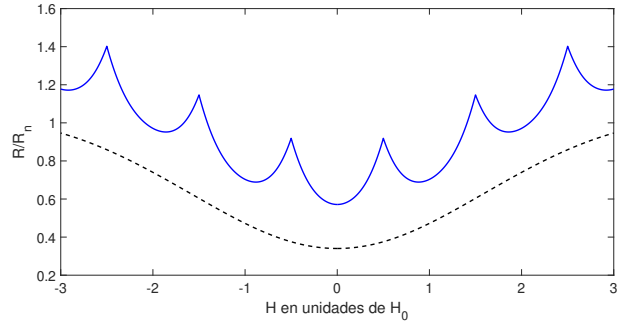


Figura 4.4: Oscilaciones “montadas” sobre el fondo para $kT = 20$. La línea discontinua se corresponde con el fondo, la línea azul es la contribución de las oscilaciones más el fondo.

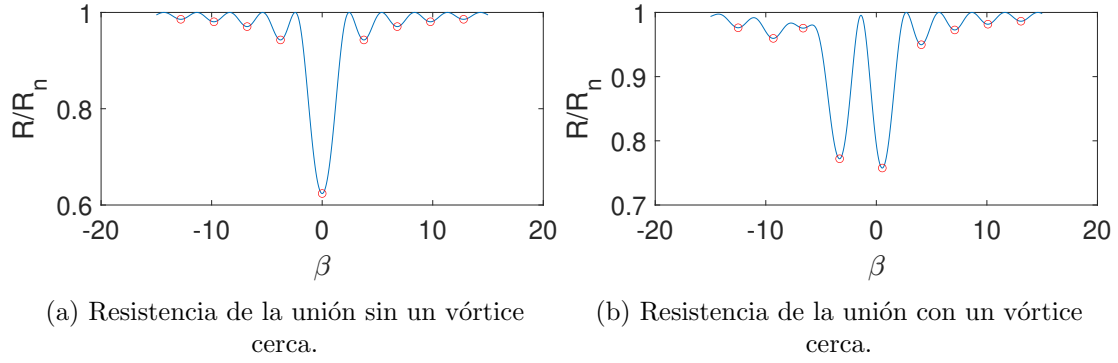


Figura 4.5: Resistencia de la unión Josephson.

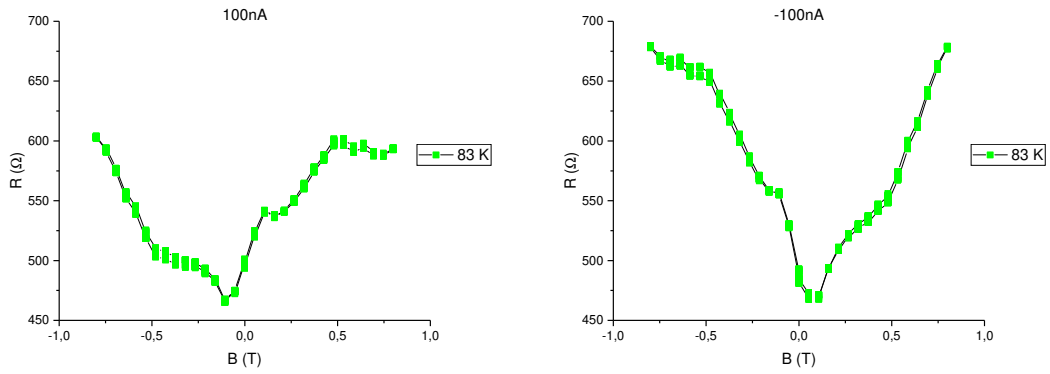


Figura 4.6: Extracto de la gráfica 2.8.

modo que aunque no se muevan y disipen potencia por ese motivo, producen una resistencia al paso de la corriente que es asimétrica con respecto a campo nulo.

Al perder esta simetría con respecto a campo nulo, cómo la corriente está definida en el modelo en un sentido determinado del eje X, tendremos que esto se traducirá en una antisimetría al invertir el sentido del corriente:

$$R(I_+) = -R(I_-) \quad (4.5)$$

Podemos ver como en la figura 4.6 las gráficas con la corriente en sentidos contrarios asemejan ser la imagen especular de la otra

Capítulo 5

Conclusiones

Durante el desarrollo del trabajo se han adquirido muchas competencias útiles para el alumno, cómo puede ser el uso de equipamiento científico avanzado de uso común en física experimental. Un ejemplo es el manejo de líquidos criogénicos como el helio, muy importante a la hora de estudiar bajas temperaturas; además, el problema de este es su precio, de modo que también se adquiere cierta destreza para optimizar el tiempo de medida.

Cabe destacar también que debido a la excepcional situación ocurrida este curso, ha sido precisa una estrecha colaboración con autores de trabajos anteriores, con lo que se adquiere una visión de lo importante que es la colaboración en la física experimental.

El tema de estudio del trabajo es algo ya conocido desde hace tiempo, pero con él se intenta comprender a fondo el problema e intentar aportar un poco más de conocimiento sobre el mismo; para ello, se ha realizado una revisión bibliográfica importante, así como su comparación con medidas realizadas por el alumno y otros investigadores, incluso externos a la Universidad de Zaragoza. Además, se han realizado unas simulaciones que, a pesar de ser muy simples, dan una idea sobre lo que ocurre experimentalmente.

Podemos ver como estas comparaciones con modelos teóricos, aunque no acaban de ser exactas, son bastante satisfactorias, permitiéndonos sacar una conclusión clara: la dinámica de vórtices, que es un concepto microscópico, es responsable de efectos macroscópicos, como son las oscilaciones de la magnetorresistencia.

Con respecto a este resultado macroscópico, cabe destacar que se puede apreciar debido a las reducidas dimensiones de las muestras que se han estudiado en este trabajo: al tener el hilo las dimensiones del orden de los parámetros superconductores, los fenómenos de cuantización de flujo magnético son muy apreciables, mientras que para una muestra de grandes dimensiones, al ser el cuánto de flujo tan pequeño, podemos describir el problema mediante una magnitud continua.

Tenemos entonces otra conclusión muy clara: las dimensiones de la muestra de estudio son muy determinantes para el comportamiento que observaremos; una muestra grande¹ puede asemejarse a un superconductor masivo, mientras que muestras pequeñas se alejan de estas idealidades, y exhiben efectos no apreciables en superconductores masivos.

A pesar de tener unos resultados satisfactorios en la concordancia con los modelos teóricos, hay que destacar que dichos modelos tratan con materiales y muestras casi ideales, de modo que la exactitud de los mismos se ve reducida para aplicar sobre muestras reales. Desde el punto de vista de la física experimental, pueden realizarse pequeños refinamientos sobre dichos modelos, que no sean una modificación de los mismos, si no unos ligeros ajustes, como es el propuesto en este trabajo para el modelo de *Tinkham*; así pues, se considera en su aplicación a bajos campos la inclusión de términos que incluyan la aparición discreta de cuantos de flujo y la aparición de asimetría por atrapamiento de flujo en un sentido del campo.

¹Entiéndase grande siempre comparado con algo, en este caso, con los parámetros superconductores.

Bibliografía

- [1] John R. Clem. “Effect of nearby Pearl vortices upon the I_c versus B characteristics of planar Josephson junctions in thin and narrow superconducting strips”. En: *Physical Review B* (2018).
- [2] Robert Eason. *Pulsed laser deposition on thin films*. Wiley, 2007.
- [3] E. Arcos García. *Estudio del movimiento de vórtices en microhilos superconductores de alta temperatura crítica*. 2017.
- [4] Y. Yeshurun G. Logvenov I. Sochnikov A. Shaulov e I. Božović. “Large oscillations of the magnetoresistance in nanopatterned high-temperature superconducting films”. En: *Nature nanotechnology* (2010).
- [5] W. van der Veur C.G. Molenaar F.J.G. Roesthuis A.G.P. Troeman J.R. Clem H. Hilgenkamp H. Rogalla K.H. Kuit J.R. Kirtley y J. Flokstra. “Vortex Trapping and expulsion in thin-film $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ strips”. En: *Physical Review B* (2008).
- [6] Antonio Badía Majós. “Macroscopic Superconducting Phenomena”. Comunicación Privada.
- [7] J. Lesueur G. Faini M. Aprili N. Bergeal X. Grisom y J.P. Contour. “High-quality planar high- T_c Josephson junctions”. En: *Applied Physics Letters* (2005).
- [8] T. Guallart Naval. *Fenómenos de cuantización de flujo en hilos superconductores de alta temperatura*. 2019.
- [9] Therry P. Orlando y Kevin A. Delin. *Foundations Of Applied Superconductivity*. Addison-Wesley, 1991.
- [10] Abel García Rubio. *Nanofabricación y propiedades de transporte de hilos superconductores de alta temperatura crítica*. 2016.
- [11] M. Tinkham. “Resistive transition of High-Temperature Superconductors”. En: *Physical Review Letters* (1988).