

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS

Departamento de Física de los Materiales



TESIS DOCTORAL

**Efectos de confinamiento y proximidad en sistemas híbridos con
diferentes interacciones de largo alcance**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR

PRESENTADA POR

Luis Ruiz-Valdepeñas Martín de Almagro

Directores

Elena Navarro Palma
José Luis Vicent López

Madrid, 2014

Efectos de confinamiento y proximidad en sistemas híbridos con diferentes interacciones de largo alcance



Facultad de Ciencias Físicas

Departamento de Física de los Materiales

Universidad Complutense de Madrid

Tesis presentada por:

Luis Ruiz-Valdepeñas Martín de Almagro

Directores:

Elena Navarro Palma

José Luis Vicent López

Índice

Capítulo 1. Introducción.....	5
1.1 Objetivo.....	5
1.2 Aspectos relacionados con la superconductividad.....	8
1.2.1 Efecto de proximidad superconductor-normal	11
1.2.2 Efecto de proximidad superconductor-magnético.....	16
1.2.3 Teoría de Ginzburg-Landau	19
1.3 Percolación y fractales	24
Capítulo 2. Técnicas experimentales	29
2.1 Técnicas de vacío	29
2.2 Criogenia	31
2.2.1 Licuefacción y manejo de líquidos criogénicos.....	31
2.2.2 Criostatos de medida	36
2.3 Técnicas de fabricación.....	38
2.3.1 Crecimiento de películas delgadas.....	38
2.3.2 Nanoestructuración	42
2.4 Caracterización.....	50
2.4.1 Caracterización topográfica	50
2.4.2 Caracterización estructural	51
2.4.3 Medidas de transporte.....	53
2.4.4 Caracterización magnética.....	58
Capítulo 3. Efecto de proximidad superconductor/superconductor	61
3.1 Bicapas Nb/Mo ₃ Si.....	61
3.1.1 Antecedentes y motivación	61
3.1.2 Fabricación y caracterización.....	63
3.1.3 Diagramas de fases	70
3.1.4 Conclusiones.....	77
3.2 Red de puntos de Nb embebidos en una matriz de Ta	79
3.2.1 Antecedentes y motivación	79

3.2.2	Fabricación	80
3.2.3	Resultados	82
3.2.4	Conclusiones.....	86
Capítulo 4.	Efecto de proximidad superconductor/magnético	87
4.1	Fabricación	88
4.1.1	Bicapas Nb/NdCo ₅	88
4.1.2	Muestras de Nb sobre NdCo ₅ nanoestructurado	91
4.2	Propiedades magnéticas.....	94
4.2.1	Comportamiento magnético con campo paralelo a la muestra	95
4.2.2	Caracterización de los dominios magnéticos.....	96
4.2.3	Caracterización magnética aplicando campo perpendicular al sustrato.....	103
4.3	Propiedades superconductoras	109
4.3.1	Histéresis magnética en las propiedades superconductoras	109
4.3.2	Confinamiento de la superconductividad en los dominios magnéticos	112
4.3.3	Diagramas de fase H _{c2} (T).....	115
4.3.4	Superconductividad localizada y superconductividad extendida. Transición dimensional.....	126
4.3.5	Optimización de las propiedades superconductoras mediante el cambio del estado magnético	131
4.3.6	Ciclos con imanación remanente en el plano	136
4.3.7	Percolación en dos escalas.....	140
4.3.8	Dimensionalidad del campo crítico superconductor.....	145
4.3.9	Influencia del desorden en la inversión de la imanación y en la percolación superconductor.....	146
4.3.10	Muestras nanoestructuradas. Determinación del estado de imanación mediante medidas de corriente	152
4.3.11	Medidas de imanación en estado superconductor.....	156
4.4	Conclusiones	162
Capítulo 5.	Conclusiones finales.....	167

Capítulo 6.	Publicaciones derivadas de la tesis.....	171
Capítulo 7.	English abstract.....	173
7.1	Introduction	173
7.2	Aim and results	174
7.3	Conclusions	176
Capítulo 8.	Bibliografía	179

Capítulo 1. Introducción

1.1 Objetivo

Gran parte de los avances tecnológicos que surgen en la actualidad se deben a la nanotecnología. Las técnicas de nanotecnología, además de tener la ventaja de miniaturizar instrumentos, sirven para crear nuevos materiales con propiedades diferentes. Una forma de transformar las propiedades de estos materiales es estructurarlos, dándoles una forma cuyas dimensiones características sean muy pequeñas, del orden de nanómetros.

Algunas propiedades de los materiales como el magnetismo o la superconductividad tienen orden de largo alcance. Esto significa que estas propiedades son el resultado de un proceso colectivo resultante de la interacción entre muchos átomos. Por ello, se pueden definir unas longitudes características que indican los tamaños típicos en los que varían estas propiedades. Estas longitudes características de escala nanométrica son mayores que los átomos pero menores que el tamaño macroscópico de los objetos que observamos, de forma que en muchos casos las propiedades macroscópicas medidas en los materiales son el promedio de estas propiedades de escala nanométrica. Este es el motivo de que cuando el tamaño de los materiales se hace del orden de las longitudes características, las propiedades del material cambien. Otra forma de conseguir nuevos materiales es fabricando materiales híbridos formados por diferentes materiales de tamaños nanométricos de cuya interacción surgen nuevas propiedades. Si además estos materiales tienen diferentes órdenes de largo alcance, éstas pueden interactuar de forma no trivial, dando lugar a nuevos fenómenos, especialmente si sus longitudes características son similares.

En esta tesis se estudian los efectos de confinamiento de la superconductividad, restringiendo el tamaño del material superconductor en forma de película delgada o de pilares. Se han hecho interactuar dos películas delgadas de diferentes materiales superconductores con diferentes longitudes características mediante efecto de proximidad. También se han fabricado materiales magnéticos, ya sea en forma de películas delgadas o nanoestructurados, y se han puesto en contacto con películas superconductoras. De esta forma se hacen interactuar dos diferentes efectos cooperativos con diferentes órdenes de largo alcance que compiten como son la superconductividad y el ferromagnetismo. El resultado de esta interacción da lugar a diversidad de fenómenos debido a que el tamaño de sus longitudes características son

del mismo orden de magnitud. Con estas muestras se pretende realizar un estudio amplio sobre las posibilidades que ofrece la nanotecnología aplicada a la superconductividad y a materiales híbridos de tipo superconductor/superconductor y superconductor/magnético.

El contenido de esta tesis se estructura en los siguientes capítulos:

- **Introducción.** En la introducción se incluye un resumen del conocimiento y trabajos previos más relevantes relacionados con esta tesis. Este capítulo se centra sobre todo en la superconductividad, detallando las ecuaciones, teorías y conceptos más importantes que se han usado para explicar los resultados experimentales. También incluye una introducción sobre percolación y fractales.
- **Técnicas experimentales.** En este capítulo se describen los aparatos y técnicas que se han utilizado para la fabricación y caracterización de las muestras analizadas. También hay un apartado sobre vacío y otro sobre criogenia, técnicas que han sido ampliamente utilizadas durante el desarrollo de esta tesis.
- **Efecto de proximidad superconductor/superconductor.** Este capítulo a su vez se engloba en dos partes:
 - **Bicapas Nb/Mo₃Si.** Es bien conocido que cuando un metal se pone en contacto con un superconductor, la superconductividad penetra en el metal normal y la temperatura crítica del superconductor se reduce. Esto es conocido como efecto de proximidad. En este capítulo se estudia el efecto de proximidad superconductor-superconductor entre el Nb policristalino y un superconductor amorfo, el Mo₃Si. La temperatura crítica del Nb es mayor que la del Mo₃Si, pero disminuye fuertemente al confinar la superconductividad disminuyendo su espesor. Por ello estos dos superconductores permiten estudiar el efecto de proximidad intercambiándose el papel de metal normal y superconductor dependiendo del espesor de Nb. Por otra parte, el Mo₃Si tiene una gran resistencia en estado normal por el pequeño recorrido libre medio de sus electrones al ser una aleación amorfa, lo que a su vez hace, como se explicará a continuación, que tenga una longitud coherente menor que la del Nb y un mayor campo crítico superconductor. Cuando ocurre el cambio de papeles entre el metal normal y el superconductor, se produce un cambio de pendiente y un cambio en la anchura de las transiciones superconductoras.

- **Red de puntos de Nb embebidos en una matriz de Ta.** La introducción de defectos en los superconductores es a menudo beneficiosa para el anclaje de los vórtices y el incremento de la temperatura crítica. Por ello hay muchos estudios sobre películas delgadas superconductoras crecidas sobre una red de defectos formados por puntos de materiales magnéticos o metales normales que depriman la temperatura crítica de la película delgada en sus alrededores por efecto de proximidad. En este capítulo se ha estudiado la nanoestructura contraria: una muestra formada por niobio confinado en una red cuadrada de puntos, con mayor temperatura crítica que la película delgada de tántalo crecida sobre esta red. Se ha observado un patrón de mínimos en las curvas de magnetorresistencia equivalente a los observados en las muestras con puntos de menor temperatura crítica que la película delgada.
- **Efecto de proximidad superconductor/magnético.** La superconductividad y el magnetismo son dos fenómenos antagónicos que interaccionan fuertemente. En este capítulo se describe una familia de bicapas superconductor/ferromagnético (Nb/NdCo₅) en la que se estudia la interacción entre las longitudes características de largo alcance presentes en el superconductor y en el ferromagnético. En este caso el tamaño de los dominios magnéticos depende del espesor de la película ferromagnética, y la longitud coherente superconductor depende de la temperatura, divergiendo cuando ésta se aproxima a temperatura crítica. Por ello tienen longitudes características que pueden hacerse del mismo tamaño. Se han estudiado también unas bicapas en las que la película de NdCo₅ ha sido nanoestructurada en franjas paralelas de diferente espesor. Dependiendo de la temperatura y del campo aplicado se describen diferentes regímenes de superconductividad como son: extendida, confinada sobre una red de dominios y localizada. Esto ha servido para explicar las diferentes regiones del diagrama de fases y sus diferentes propiedades superconductoras. También se han relacionado las propiedades superconductoras con el estado magnético de la capa ferromagnética. De esta forma, se transfieren las propiedades de histéresis magnética del NdCo₅ al Nb, obteniéndose un superconductor con histéresis magnética. Cada una de las muestras fabricadas ha sido repetida, creciendo las bicapas sobre un copolímero autoorganizado con una topología de elevaciones periódicas separadas por una distancia comparable al tamaño de los dominios. Este copolímero afecta a las propiedades magnéticas del NdCo₅ y las propiedades magnéticas del NdCo₅ afectan a las propiedades superconductoras del Nb. De esta forma se plantea la superconductividad como una herramienta útil para el estudio de las propiedades de películas ferromagnéticas.

1.2 Aspectos relacionados con la superconductividad

La superconductividad es una fase presente en ciertos materiales en la cual, por debajo de una cierta temperatura crítica T_C , el material conduce sin resistencia y la susceptibilidad magnética toma el valor (-1). La superconductividad se destruye al aplicar un campo magnético suficientemente intenso, o al aumentar la temperatura o la densidad de corriente que lo atraviesa. Según sea la respuesta a la aplicación de un campo magnético, los superconductores se pueden clasificar en superconductores de tipo I o de tipo II. En los superconductores de tipo II, para un valor del campo magnético H_{C1} , las líneas de campo comienzan a penetrar en el material en forma de vórtices, esto se conoce como estado mixto. Los vórtices son zonas del material en estado normal (no superconductor), el resto del material permanece en estado superconductor hasta superado el valor H_{C2} para el que la superconductividad se destruye completamente y todo el material transita al estado normal.

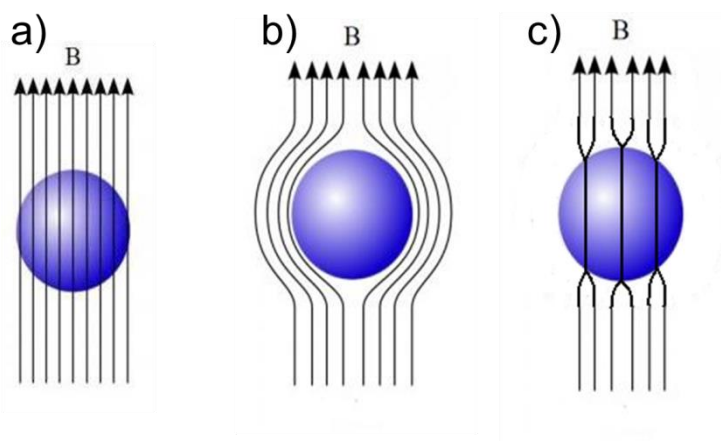


Figura 1. Comportamiento de diferentes materiales frente al campo magnético. (a) Metal normal, presenta una respuesta al campo magnético pequeña. (b) Diamagnético perfecto. (c) Superconductor tipo II en estado mixto.

La superconductividad fue descubierta en 1911 por Kamerling Onnes, quien estaba estudiando cuál sería el comportamiento de la resistencia del mercurio al acercarse a temperatura cero. La resistencia cero fue un resultado sorprendente que tardó tiempo en explicarse teóricamente y que aún hoy presenta interrogantes. La superconductividad abre la puerta a gran cantidad de aplicaciones potenciales para las que aún hacen falta mejoras técnicas. Por ello, la superconductividad ha sido un campo de investigación muy activo desde su descubrimiento y tiene un gran futuro.

Además del interés que tiene la investigación básica en superconductividad, los principales retos en la mejora de las propiedades superconductoras son el aumento de la temperatura crítica, la corriente crítica y el campo crítico superconductor.

Con el transcurso del tiempo se fueron descubriendo materiales con temperaturas críticas más elevadas, pero el mayor avance se produjo en 1986, cuando Bednorz y Müller descubrieron una nueva familia de superconductores con temperaturas críticas mucho más altas, por encima de la temperatura del nitrógeno líquido. Esto permitió abaratar los costes de uso de estos superconductores, pues el nitrógeno líquido es más barato que el helio líquido. Desde entonces se han descubierto nuevas familias de superconductores y se ha ido mejorando la temperatura crítica de los superconductores. Otro parámetro muy importante es la corriente crítica y el campo crítico superconductor. El aumento de éstos tiene repercusiones importantes en aplicaciones tecnológicas como cables y motores superconductores.

Debido a la complejidad del problema, hasta 1957 con la teoría BCS¹ (Bardeen-Cooper-Schrieffer), no se llegó a una explicación microscópica de la superconductividad. En esta teoría se considera que los electrones en el estado superconductor tienen una interacción efectiva electrón- electrón atractiva mediada por los fonones o vibraciones cuantizadas del material. Esta interacción hace que los electrones formen estados ligados o ‘pares de Cooper’, que son estables frente a la dispersión por impurezas o por otros fonones o electrones. Esta teoría y posteriores mejoras² explican satisfactoriamente la temperatura crítica de los superconductores más sencillos.

Anteriormente a la teoría BCS, existían teorías fenomenológicas que modelaban el comportamiento de la superconductividad bajo ciertas condiciones.

La primera de ellas se debe a los hermanos London³, quienes en 1935 modelaron el comportamiento de los superconductores mediante las siguientes ecuaciones.

$$\begin{cases} \vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} (\Lambda \vec{J}_S) \\ \vec{h} = -c \cdot \nabla \times (\Lambda \vec{J}_S) \end{cases} \quad \text{con} \quad \Lambda = 4\pi\lambda^2/c^2 = m/n_s e^2$$

Donde \vec{J}_S es la corriente superconductor, m es la masa del electrón y n_s es la densidad de electrones superconductores. λ es la longitud de penetración superconductor, es decir, la distancia necesaria para que el superconductor apantalle el campo magnético. \vec{E} es el campo eléctrico microscópico y \vec{h} la intensidad de campo magnético microscópica. Esta ecuación está escrita en unidades gaussianas CGS, que son las unidades que se usarán en adelante.

Las ecuaciones de London se cumplen cuando la densidad de electrones superconductores es constante y los campos varían en escalas de longitudes mayores que la longitud coherente de Pippard, ξ_P . Esta longitud se define como $\frac{1}{\xi_P} = \frac{1}{\xi_0} + \frac{1}{l}$, donde l es el recorrido libre medio de un electrón y $\xi_0 = a \frac{\hbar \cdot v_F}{k \cdot T_C}$, donde a es una constante numérica de orden la unidad, k es la constante de Boltzmann, \hbar es la constante de Dirac, v_F es la velocidad de Fermi de los electrones y T_C es la

temperatura crítica del material. Según la teoría BCS, esta longitud coherente es $\xi_0 = \hbar \cdot v_F / \pi \Delta(0)$ donde $\Delta(0)$ es la zanja de energía superconductor a temperatura cero, la mitad de la energía de ligadura de un par de Cooper.

En 1950 Ginzburg y Landau⁴ publicaron una teoría fenomenológica que describe el comportamiento de la superconductividad de forma más completa que las ecuaciones de London. A continuación hay un apartado sobre estas ecuaciones y la forma de trabajar con ellas (ref. 5, pag. 110). En la teoría de Ginzburg-Landau también aparece una longitud coherente que marca la escala de distancias en la que la densidad de pares de Cooper puede variar de forma significativa. Esta longitud coherente se puede escribir en función de la longitud coherente ξ_0 , la temperatura, y dependiendo el caso del recorrido libre medio. Los superconductores se pueden clasificar en limpios o sucios. Los superconductores sucios son aquellos que tienen un recorrido libre medio menor que la longitud coherente, $l < \xi_0$. En el límite contrario se dice que el superconductor es limpio. La longitud coherente de Ginzburg-Landau, en cada uno de estos límites es:

$$\begin{aligned} \text{Superconductor limpio: } \xi(T) &= 0.741 \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - T/T_C}} \\ \text{Superconductor sucio: } \xi(T) &= 0.855 \sqrt{\frac{\xi_0 l}{1 - T/T_C}} \end{aligned}$$

Por último, existe otra longitud coherente superconductor más, la longitud coherente normal. Esta longitud coherente se usa como escala de distancia a la que los pares de Cooper se difunden cuando se pone un superconductor en contacto con un material normal, ξ_N , y la longitud dentro del superconductor en la que la densidad de pares de Cooper se deprime por esta difusión al metal normal, ξ_S .

Esta longitud coherente, en el límite sucio es $\xi_{S,N} = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T_C}}$, donde D es la constante de difusión, k_B es la constante de Boltzmann y T_C es la temperatura crítica del superconductor. A continuación se explicará el origen de esta temperatura crítica y algunas ecuaciones del efecto de proximidad.

1.2.1 Efecto de proximidad superconductor-normal

En este apartado se introducen los modelos de de Gennes y Werthamer, que explican la depresión de la temperatura crítica debida al efecto de proximidad sin campo magnético aplicado. De estas teorías surge la longitud coherente normal. Esto será utilizado en el 3.1 de esta tesis.

Existen diferentes formas en las que un superconductor se puede ver afectado por otro material debido a la proximidad de éste.

El efecto de proximidad entre un superconductor y un metal normal (no superconductor) comenzó a ser estudiado en profundidad en los años sesenta⁶⁻¹⁴. Debido a este efecto, la superconductividad se extiende desde un material superconductor hacia otro material no superconductor con el que esté en contacto. Existe una longitud coherente normal, ξ_N , que indica la distancia a la que penetran los pares de Cooper en el material normal.

Para tratar el efecto de proximidad en muestras con espesor mayor que su longitud coherente, de Gennes y Guyon realizaron una teoría microscópica para calcular la energía del gap superconductor, Δ , cerca de la temperatura crítica⁶. 2Δ es la energía necesaria para romper un par de Cooper. Partieron de las ecuaciones autoconsistentes de Bogoliubov. Para llegar a ellas se divide el hamiltoniano del electrón en dos partes, H_0 y H_1 :

$$H_0 = \int dr \sum_{\alpha} \psi^{\dagger}(r\alpha) \left[\frac{(-i\hbar\nabla - e/c A)^2}{2m} + U_0 - E_F \right] \psi(r\alpha) \equiv \int dr \sum_{\alpha} \psi^{\dagger}(r\alpha) H_e \psi(r\alpha)$$

Donde se denota H_e al hamiltoniano del electrón, quitando la parte de interacción con otros electrones. U_0 es el potencial atómico, E_F es la energía de Fermi y A el potencial vector. $\psi(r\alpha)$ es la función de onda del electrón. La parte de interacción entre

electrones es $H_1 = -\frac{1}{2}V \int dr \sum_{\alpha\beta} \psi^{\dagger}(r\alpha)\psi^{\dagger}(r\beta)\psi(r\alpha)\psi(r\beta)$, donde V es la

interacción efectiva entre electrones. El siguiente paso es escribir el hamiltoniano efectivo introduciendo el gap como un término de campo medio:

$$H_{eff} = \int dr \left\{ \sum_{\alpha} \left[\psi^+(r\alpha) H_e \psi(r\alpha) + \tilde{U}(r) \psi^+(r\alpha) \psi(r\alpha) + \Delta(r) \psi^+(r\uparrow) \psi^+(r\downarrow) + \Delta^*(r) \psi(r\downarrow) \psi(r\uparrow) \right] \right\}, \text{ donde}$$

$$\tilde{U}(r) = -V \langle \psi^+(r\uparrow) \psi(r\uparrow) \rangle = -V \langle \psi^+(r\downarrow) \psi(r\downarrow) \rangle$$

$$\Delta = -V \langle \psi(r\downarrow) \psi(r\uparrow) \rangle$$

La transformación de Bogoliubov es la siguiente:

$$\psi(r\uparrow) = \sum_n (\gamma_{n\uparrow} u_n(r) - \gamma_{n\downarrow}^+ v_n^*(r))$$

$$\psi(r\downarrow) = \sum_n (\gamma_{n\downarrow} u_n(r) + \gamma_{n\uparrow}^+ v_n^*(r))$$

Aplicando esta transformación al hamiltoniano efectivo se puede escribir de una forma más reducida, $H_{eff} = E_g + \sum_{n,\alpha} \epsilon_n \gamma_{n\alpha}^+ \gamma_{n\alpha}$. Para calcular el valor de ϵ_n , se usan las

siguientes ecuaciones conocidas como ecuaciones de Bogoliubov:

$$\begin{aligned} \epsilon_n u_n(r) &= [H_e + \tilde{U}(r)] u_n(r) + \Delta(r) v_n(r) \\ \epsilon_n v_n(r) &= -[H_e^* + \tilde{U}(r)] v_n(r) + \Delta^*(r) u_n(r) \end{aligned}$$

Otras condiciones que se han de cumplir son $u_n^2 + v_n^2 = 1$, y:

$$\begin{aligned} \tilde{U}(r) &= -V \sum_n [|u_n(r)|^2 f_n + |v_n(r)|^2 (1-f_n)] \\ \Delta(r) &= V \sum_n v_n^*(r) u_n(r) (1-2f_n) \end{aligned}$$

$$\text{donde } f_n = \frac{1}{1 + \exp(\beta \epsilon_n + 1)}, \quad \beta = \frac{1}{k_B T}$$

Definiendo $U(r) = U_0(r) + \tilde{U}(r)$, las ecuaciones de Bogoliubov se escriben:

$$\begin{aligned} \epsilon_n u_n &= \left[\frac{1}{2m} \left(\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + U - E_F \right] u_n + \Delta v_n \\ \epsilon_n v_n &= - \left[\frac{1}{2m} \left(\vec{p} + \frac{e}{c} \vec{A} \right)^2 + U - E_F \right] v_n + \Delta^* u_n \end{aligned}$$

Cerca de la temperatura crítica, Δ puede ser tratado como una perturbación y buscar soluciones según la teoría de perturbaciones:

$$u_n = u_n^0 + u_n^1 + \dots$$

$$v_n = v_n^0 + v_n^1 + \dots$$

Calculando hasta primer orden en u_n y v_n , y sustituyendo los valores de estos en la ecuación del gap, $\Delta(r) = V \sum_n v_n^*(r) u_n(r) (1 - 2f_n)$, se obtiene la ecuación integral

$$\Delta(\vec{r}) = \int K(\vec{r}, \vec{r}') \Delta(\vec{r}') d\vec{r}' \quad \text{donde el núcleo de esta ecuación es:}$$

$$K(r, r') = V k_B T \sum_{\omega} \sum_{n, m} \frac{w_n(r) w_m(r) w_n(r') w_m(r')}{(\varepsilon_n - i\hbar\omega)(\varepsilon_m + i\hbar\omega)},$$

donde w_m son las autofunciones de un electrón en estado normal. El sumatorio en ω se realiza para los valores de ω que cumplen $\hbar\omega = 2\pi k_B T (\gamma + 1/2)$, para todos los γ naturales. La transformada de Fourier de esta ecuación integral queda $\Delta(q) = K(q) \Delta(q)$, donde $K(q) = \frac{1}{L^3} \int dr dr' \exp(i\vec{q}(r' - r)) K(r' - r)$. Nótese que

$K(r', r) = K(r' - r)$, debido a que se considera un medio homogéneo. Una de las soluciones de esta ecuación es $K(q) = 1$. Para el caso de un superconductor sucio, tomando una aproximación semiclásica de la función de onda, se obtiene un núcleo

$$K(q) = \frac{2\pi N(0) V k_B T}{\hbar} \sum_{\omega} \frac{1}{Dq^2 + 2|\omega|}, \quad \text{donde } D \text{ es la constante de difusión. El potencial}$$

efectivo entre electrones es atractivo sólo para energías menores que la energía de Debye, por lo que se restringe el sumatorio a frecuencias menores que la frecuencia de Debye. Aun así, este sumatorio diverge para valores de momento cero. Por ello escribiremos $K(q) = K(0) + [K(q) - K(0)]$.

La forma más compacta en la que esto se puede escribir es $K(q) = N(0) V \left[\ln \left(1.14 \frac{\theta_D}{T} \right) - \chi(\xi^2 q^2) \right]$, donde $\chi(z) = \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{2} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} \right)$, $\psi(z) = \Gamma'(z) / \Gamma(z)$

es la función digamma y $\xi^2 = \frac{\hbar D}{2\pi k_B T_C} = \frac{\hbar v_F l}{6\pi k_B T_C}$ es la longitud coherente normal,

donde D es la constante de difusión, v_F es la velocidad de Fermi y l es el recorrido libre medio.

Werthamer calculó el vector de onda que daba la mayor temperatura crítica, ya que la condición $K(q) = 1$ puede ser satisfecha por muchos vectores de onda diferentes. En un

metal en estado normal tenemos $K(q) < 1$ para toda q real. Aun así, la solución $K(q) = 1$ puede satisfacerse para un vector de onda q imaginario, indicando que el parámetro de orden decae exponencialmente dentro del material normal y proporciona el ritmo de caída.

Para estudiar este efecto consideraremos un sistema formado por dos películas crecidas una encima de la otra. El punto de partida de Werthamer¹⁴ fue la misma ecuación integral que utilizaron de Gennes y Guyon. Werthamer resolvió esta integral en una película de material superconductor y obtuvo la temperatura crítica solapando esta solución a otra en un material normal con unas ciertas condiciones de contorno. Haciendo la transformada de Fourier inversa a la ecuación integral y aplicando el método de las funciones de Green, se pasa de una ecuación integral a una ecuación diferencial para el gap.

$$\chi(-\xi^2 \nabla^2) \Delta(\vec{r}) = \ln\left(\frac{T_C(\vec{r})}{T_C}\right) \Delta(\vec{r})$$

Donde $T_C(\vec{r})$ es la temperatura crítica en estado masivo del material que hay en la posición \vec{r} . El metal en estado normal tiene una temperatura crítica T_{CN} y el superconductor T_{CS} , con $T_{CN} < T_{CS}$. Por ello:

$$\begin{aligned} T_C(\vec{r}) &= T_{CS}, & 0 < x < d_S \\ T_C(\vec{r}) &= T_{CN}, & -d_N < x < 0 \end{aligned}$$

Se prueba una solución del tipo:

$$\begin{aligned} \Delta &\propto \exp(\pm i q_S x), & 0 < x < d_S \\ \Delta &\propto \exp(\pm q_N x), & -d_N < x < 0 \end{aligned}$$

Sustituyendo estas soluciones en la ecuación diferencial se llega a las siguientes condiciones sobre los vectores de onda q :

$$\begin{aligned} \chi(\xi_S^2 q_S^2) &= \ln\left(\frac{T_{CS}}{T_C}\right) \\ -\chi(-\xi_N^2 q_N^2) &= \ln\left(\frac{T_C}{T_{CN}}\right) \end{aligned}$$

donde $\xi_{S,N}^2 = \frac{\hbar(v_F l)_{S,N}}{6\pi k_B T_C}$ es la longitud coherente usada en proximidad de cada uno de

los materiales. Las condiciones de contorno⁷ para la frontera con el vacío o con un aislante son $\frac{d\Delta}{dx} = 0$, esto equivale a que la corriente de pares de Cooper sea cero en estas superficies. En cambio, en una intercara en contacto con un metal, $\Delta(\vec{r})$ es discontinuo debido a que la interacción efectiva $V(\vec{r})$ es discontinua. Lo que es continuo es $\frac{\Delta(\vec{r})}{V(\vec{r})} = -\langle \psi(\vec{r} \uparrow) \psi(\vec{r} \downarrow) \rangle$ debido a que las funciones de onda son continuas.

Por ello, en la frontera entre el superconductor y el metal se cumplirá $\frac{\Delta_N(x_0)}{V_N} = \frac{\Delta_S(x_0)}{V_S}$,

donde x_0 representa la coordenada de la frontera entre el metal y el superconductor.

De la misma manera debe cumplir las condiciones de continuidad estándar de las funciones de onda. Por ello, la derivada ha de ser continua en la intercara

$\frac{1}{V_N} \frac{d\Delta_N}{dx} = \frac{1}{V_S} \frac{d\Delta_S}{dx}$. Eliminando V queda $\frac{1}{\Delta} \frac{d\Delta}{dx} \Big|_N = \frac{1}{\Delta} \frac{d\Delta}{dx} \Big|_S$ en la intercara N-S. Para

que se cumplan estas condiciones de contorno llegamos a la siguiente relación $q_S \tan(q_S d_S) = q_N \tanh(q_N d_N)$. Con esta relación y el sistema de ecuaciones

$\chi(\xi_S^2 q_S^2) = \ln\left(\frac{T_{CS}}{T_C}\right)$, $-\chi(-\xi_N^2 q_N^2) = \ln\left(\frac{T_C}{T_{CN}}\right)$, se puede hallar la temperatura crítica de

la muestra y la magnitud de q_N y q_S .

De Gennes también calculó la temperatura crítica para una muestra constituida por dos películas, una de ellas superconductora, situada una encima de la otra. Para ello usó el núcleo

$K(q) = \frac{2\pi N(0) V k_B T}{\hbar} \sum_{\omega} \frac{1}{Dq^2 + 2|\omega|}$. Haciéndole la transformada inversa

de Fourier se obtiene $K(\vec{r}, \vec{r}') = \frac{N(0) V k_B T}{2\hbar D} \sum_{\omega} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \exp\left[-|\vec{r} - \vec{r}'| \sqrt{\frac{2|\omega|}{D}}\right]$. Este núcleo

tiene rango $\xi_{\omega} = \sqrt{\frac{D}{2|\omega|}}$, es decir, la componente ω de $K(\vec{r}, \vec{r}')/V k_B T$, que se va a

denotar como $H_{\omega}(\vec{r} - \vec{r}')$, tiende a cero exponencialmente al aumentar la distancia entre \vec{r} y \vec{r}' . La escala de distancias en las que $H_{\omega}(\vec{r} - \vec{r}')$ decrece es ξ_{ω} . Para una

distancia mucho mayor que ésta se puede considerar que $H_{\omega}(\vec{r} - \vec{r}') \approx 0$. La escala mayor se obtiene para la frecuencia más baja, todas las demás tienen un alcance más pequeño y por ello las sustituyó por deltas. Llegó a la siguiente condición

$[N\xi^2 q \tan(qd)]_S = [N\xi^2 q \tanh(qd)]_N$. Los vectores de onda q obtenidos por de Gennes coinciden con los obtenidos por Werthamer cuando $\hbar D q^2 / 2\pi k_B T < 1$. No está claro a

priori que con estos valores del vector de onda se obtengan mejores resultados de la temperatura crítica.

Estos resultados deben ser usados con cuidado, debido a que cerca de la intercara N-S los términos de alta frecuencia del núcleo empezarán a contribuir, y por ello será esperable que los resultados en esta aproximación dejen de ser válidos en películas muy delgadas donde $d < \xi$. De Gennes llegó a la siguiente relación cuando los espesores del metal normal y el superconductor son menores que el tamaño de los pares de Cooper o longitud de coherencia (límite de Cooper)

$$[N(0)V]_{\text{eff}} = \frac{N_N^2 V_N d_N + N_S^2 V_S d_S}{N_N d_N + N_S d_S}. \text{ Según la teoría BCS}^1 \text{ la temperatura crítica de un}$$

superconductor se calcula como $T_c = \frac{\theta_D}{1.45} \exp(-1/N(0)V)$ donde θ_D es la temperatura de Debye, $N(0)$ es la densidad de estados por unidad de energía en la energía de Fermi y V es la interacción electrón-electrón mediada por los fonones.

1.2.2 Efecto de proximidad superconductor-magnético.

En este apartado se introducen algunos conceptos del efecto de proximidad superconductor- magnético que serán utilizados en el capítulo 4.

Los materiales híbridos superconductor/magnético están siendo ampliamente estudiados¹⁵. En un principio la superconductividad y el magnetismo se concebían como dos propiedades de la materia antagónicas debido a que la superconductividad se produce por la atracción de dos electrones con espines apuntando en direcciones opuestas. Por esta razón un campo magnético debilita la superconductividad ya que tiende a alinear los espines. Aumentando la intensidad del campo llegará un momento en que los electrones que forman un par de Cooper disminuirán su energía cuando sus espines estén alineados, se romperán los pares de Cooper y desaparecerá la fase superconductora del material. De igual forma, la proximidad del material superconductor con un ferromagnético o la introducción de átomos magnéticos, también redundará en un debilitamiento de la superconductividad, reduciendo la temperatura crítica del superconductor. Posteriormente se descubrió que pueden coexistir el magnetismo y la superconductividad¹⁶⁻¹⁸, incluso recientemente se han descubierto superconductores basados en hierro con una temperatura crítica alta¹⁹ comparada con la de los superconductores de composición monoatómica.

Además del interés básico de estas investigaciones por entender mejor la superconductividad, también existe un interés más orientado a aplicaciones tecnológicas. Por ejemplo, la introducción de defectos magnéticos en superconductores puede aumentar la corriente crítica debido a que estos proporcionan centros de anclaje a los vórtices, que dejan de moverse o se mueven más lentamente, disminuyendo la disipación²⁰⁻²². Esta ingeniería de vórtices puede servir por ejemplo para reordenar la red de vórtices²³ y para producir efecto ratchet²⁴. También se estudia el fortalecimiento de la superconductividad en híbridos superconductor magnético por la compensación del campo externo con el campo de fugas de los dominios magnéticos del material ferromagnético²⁵.

Según la teoría de Ginzburg-Landau, la temperatura crítica de un superconductor inmerso en un campo magnético homogéneo disminuye linealmente con la intensidad del campo aplicado. Si a un superconductor se le aplica un campo magnético que varíe en una escala de distancias del orden de su longitud coherente, habrá que resolver la ecuación de Ginzburg-Landau para esta distribución de campo y no valdrá con aplicar la solución para un campo homogéneo. Un ejemplo de esta situación es la distribución de campo que forma el campo de fugas de una pared de dominio magnético entre dos dominios que apuntan en direcciones opuestas^{25,26}.

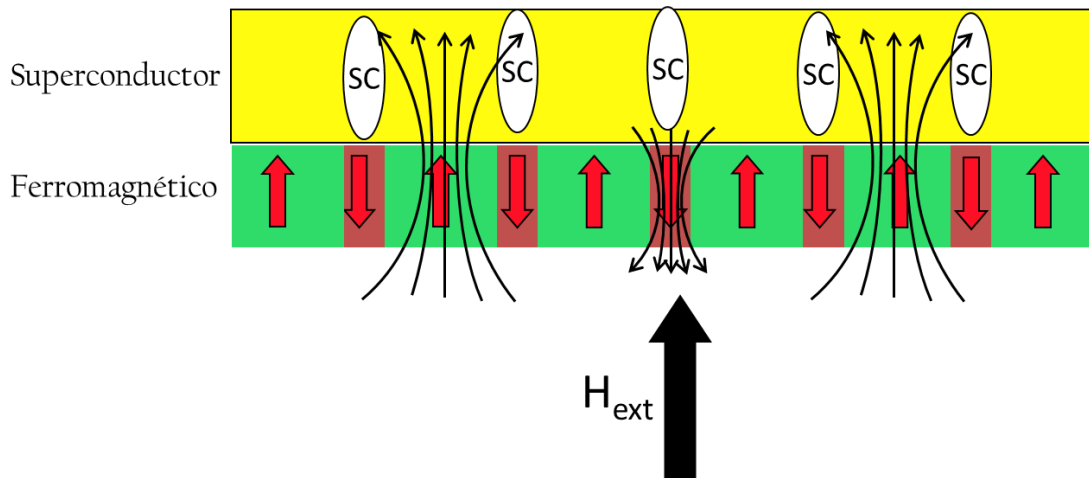


Figura 2. Esquema simplificado de la compensación del campo externo por un campo de fugas. Sobre los dominios invertidos nucleará la superconductividad a mayor temperatura que cuando no existe campo externo, lo que explica el aumento de temperatura crítica que puede ocurrir al aplicar un campo externo.

Para estudiar las bicapas superconductor/ferromagnético donde el ferromagnético tiene anisotropía perpendicular, se han clasificado los ferromagnéticos según el tamaño de los dominios comparado con el campo de fugas que producen mediante el parámetro²⁶ $\pi H_{SF} \Lambda^2 / 4 \Phi_0$, donde se considera una estructura de dominios periódica

en la que B_{SF} es el campo de fugas del ferromagnético y Λ es el periodo de la estructura de dominios. Dependiendo de este parámetro, a campo cero se obtendrá un máximo en la temperatura crítica (caso de parámetro $\pi H_{SF}\Lambda^2/4\Phi_0$ pequeño) o un mínimo local (caso de parámetro grande). Esto es así debido a que el campo de fugas se opone al campo externo y lo anula. Ello da lugar a un máximo en la T_c para un campo diferente de cero, en el caso en que el tamaño de los dominios sea suficientemente grande como para permitir que una región superconductora aislada nucleee sobre un dominio.

Existen bastantes artículos experimentales describiendo el comportamiento de películas superconductoras crecidas sobre ferromagnéticos con un parámetro $\pi H_{SF}\Lambda^2/4\Phi_0$ grande²⁷⁻³¹. En cambio apenas se han realizado estudios experimentales de híbridos superconductor magnético con un parámetro $\pi H_{SF}\Lambda^2/4\Phi_0$ pequeño (del orden de uno o menor).

También existen diferentes regímenes comparando el tamaño de los dominios con el espesor de la película magnética³². En este caso se obtiene el mismo resultado descrito anteriormente: por debajo de un tamaño de los dominios magnéticos, sólo aparece un máximo en temperatura crítica para un valor cero de campo magnético aplicado.

Además de las dimensiones de los diferentes parámetros del sistema, existen otras variables que introducen cambios en la dependencia de la temperatura crítica en función del campo aplicado. Una de ellas es la geometría de los dominios^{33,34}. Incluso las propiedades de anclaje de dominios magnéticos en la película ferromagnética pueden llegar a afectar a las propiedades superconductoras³⁵.

1.2.3 Teoría de Ginzburg-Landau

El postulado del que parte la teoría de Ginzburg-Landau, en adelante GL, es que la densidad de energía libre f cerca de la temperatura crítica se puede expandir como una serie en función de un parámetro de orden $\psi = |\psi| \cdot \exp(i\varphi)$, que es la función de onda superconductora, y valdrá cero si el material no está en estado superconductor. $|\psi|^2 = n_s$ es la densidad de electrones superconductores:

$$f = f_{n0} + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} \vec{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{h^2}{8\pi}$$

donde h es el campo aplicado, f_{n0} es la densidad de energía libre en estado normal y \vec{A} es el potencial vector. Los parámetros α y β dependen del material. Esta teoría es válida cerca de la temperatura crítica. Para superconductores de baja temperatura se puede considerar que este desarrollo es válido en todo el rango de temperaturas debido a que al transitar a baja temperatura, el rango de temperaturas en el que son superconductores es pequeño. El problema variacional de minimizar la energía libre lleva a las ecuaciones de Ginzburg-Landau.

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi + \frac{1}{2m^*} \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} \vec{A} \right)^2 \psi = 0$$

$$J = \frac{e^*}{m^*} |\psi|^2 \left(\hbar \nabla \varphi - \frac{e^*}{c} \vec{A} \right)$$

Donde m^* es la masa efectiva de un par de Cooper y $e^* = -2e$ es su carga efectiva. φ es la fase de la función de onda $\psi(\vec{x})$. La primera ecuación de GL es una ecuación de Schrödinger más un término no lineal que actúa como un término repulsivo de ψ consigo mismo. Este término produce una expansión de ψ que se hace más uniforme en el espacio. Las condiciones de contorno de ψ son dos; en el infinito la función de onda ha de tender a cero y, en la intercara superconductor-aislante su pendiente ha de ser cero. En caso de estar en contacto con un material diferente, como un metal o un ferromagnético, existe efecto de proximidad y la descripción del parámetro de orden superconductor requiere de técnicas más complejas que se describieron en el apartado 1.2.1.

Si introducimos una función de onda normalizada $z = \frac{\psi}{\psi_\infty}$, donde $\psi_\infty^2 = \frac{-\alpha}{\beta} > 0$, la ecuación en una dimensión se convierte en $\xi^2(T) \frac{d^2 z}{dx^2} + z - z^3 = 0$.

De donde sale de forma natural la longitud coherente de Ginzburg-Landau:

$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m^* |\alpha(T)|}$ que es la longitud característica de la ecuación. Su dependencia

térmica es $\xi(T) = \left(\frac{\hbar^2}{2m^* a T_c} \right)^{1/2} \left(\frac{T_c}{T_c - T} \right)^{1/2} = \xi(T=0) \left(\frac{T_c}{T_c - T} \right)^{1/2}$, donde a es una

constante próxima a uno. Esta longitud nos da el orden de magnitud de la distancia necesaria para que el parámetro de orden o densidad de pares de Cooper varíe de forma significativa (ver ref. 5, pag. 119).

Cerca de la temperatura crítica se puede despreciar el término $\beta |\psi|^2 \psi$ de la ecuación de GL ya que estamos en el caso $|\psi|^2 \ll \psi_\infty^2 = \frac{-\alpha}{\beta}$ y los términos lineales se vuelven más importantes. Escribiendo α en función de la longitud coherente, suponiendo un campo externo constante y eligiendo el gauge $A_y = Hx$, la primera ecuación de GL se puede escribir como:

$$\left[-\nabla^2 + \frac{4\pi i}{\Phi_0} Hx \frac{\partial}{\partial y} + \left(\frac{2\pi H}{\Phi_0} \right)^2 x^2 \right] \psi = \frac{1}{\xi^2} \psi$$

donde $\Phi_0 = \frac{hc}{e^*}$. Esta ecuación de GL linealizada es una ecuación de Schrödinger cuyo potencial efectivo depende sólo de la coordenada x . Sustituyendo la solución por

$\psi = \exp(ik_y y) \exp(ik_z z) f(x)$ se llega a $-f''(x) + \left(\frac{2\pi H}{\Phi_0} \right)^2 (x-x_0)^2 f(x) = \left(\frac{1}{\xi^2} - k_z^2 \right) f(x)$,

donde $x_0 = \frac{k_y \Phi_0}{2\pi H}$. Es fácil resolver esta ecuación notando que es la ecuación de

Schrödinger para un oscilador armónico si la multiplicamos por $\frac{\hbar^2}{2m^*}$. Los autovalores

de esta ecuación son $\epsilon_n = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c = \left(n + \frac{1}{2} \right) \hbar \left(\frac{2eH}{m^* c} \right)$. Se igualan estos autovalores

al término que hace de energía $\left(\frac{\hbar^2}{2m^*}\right)\left(\frac{1}{\xi^2} - k_z^2\right) = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\left(\frac{2eH}{m^*c}\right)$ y se despeja el campo magnético $H = \frac{\Phi_0(\xi^{-2} - k_z^2)}{2\pi(2n+1)}$. El valor máximo se da para $k_z = 0$ y $n=0$. Por ello el valor máximo que el campo puede tener para que la superconductividad nucleee en el interior de una muestra masiva es $H_{c2} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi^2(T)}$. La función de onda en el estado fundamental es una función gaussiana $f(x) = \exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\xi(T)^2}\right]$. Como se ha comentado arriba, $\xi(T) = \frac{\xi(T=0)}{\sqrt{1-\frac{T}{T_C}}}$, por lo que el campo magnético crítico de una película superconductora con campo aplicado perpendicular a su superficie tendrá una dependencia lineal:

$$H_c(T) = H_c(T = 0) \cdot \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)$$

Cuando el campo se aplica paralelamente a la película aparece superconductividad de superficie, llamada así porque la densidad de pares de Cooper se hace despreciable a una distancia de la superficie de aproximadamente $\sim \xi(T)$. Si el espesor de la película es mayor que $1.8 \cdot \xi(T)$, la dependencia térmica del campo crítico superconductor es la misma que en el caso perpendicular pero multiplicada por un factor 1.7 debido a que las condiciones de contorno superconductor-aislante o superconductor-vacío permite una nucleación de la superconductividad a mayor campo³⁶.

En el límite contrario $d < 1.8 \cdot \xi(T)$, el campo crítico paralelo sigue un comportamiento $H_{c\parallel} = \frac{\sqrt{3}\phi_0}{\pi\xi(T)d}$. Esta expresión tiene forma de raíz cuadrada $H_{c\parallel} = cte \cdot \sqrt{1 - T/T_C}$. Por ello cuando un campo el campo crítico presenta forma de raíz cuadrada se dice que la muestra está en régimen 2D. Si por el contrario el campo crítico superconductor tiene una dependencia térmica lineal, la muestra está en régimen 3D.

Consideremos ahora un campo dependiente de la posición. El caso más sencillo es el de un campo perpendicular al sustrato (dirección z), que dependa de la coordenada x paralela al sustrato mientras que en la coordenada y el campo es constante.

En tal caso, como $\vec{H} = \nabla \times \vec{A}$ el potencial vector también será periódico y se podrá escribir como $\vec{A} = (0, g(x), 0)$. El campo será $H = (0, 0, \frac{dg(x)}{dx})$. Al introducir este potencial vector en la ecuación se obtiene $-\nabla^2 \Psi + \frac{4\pi}{\phi_0^2} g(x)^2 \Psi + \frac{i4\pi}{\phi_0} g(x) \frac{\partial}{\partial y} \Psi = \frac{1}{\xi^2(T)} \Psi$. Considerando una función de onda de la forma: $\psi = \exp(ik_y y) \exp(ik_z z) f(x)$ se obtiene la ecuación:

$$f(x)'' + A^2 \left(g(x) - \frac{k_y}{A} \right)^2 f(x) = \left(\frac{1}{\xi^2} - k_z^2 \right) f(x)$$

Donde se define la constante $A \equiv 2\pi/\phi_0$. Para calcular la temperatura crítica a la que transitará un superconductor sometido a un campo magnético hay que imponer las condiciones de contorno, resolver esta ecuación y conocer la dependencia térmica de la longitud coherente $\xi(T)$ del material. Como la longitud coherente crece monótonamente con la temperatura, la temperatura crítica corresponderá a la máxima longitud coherente posible que cumpla la ecuación diferencial y las condiciones de contorno, es decir, se toma la solución con mayor longitud coherente. Si el máximo valor posible es menor que $\xi(T = 0)$ significa que el superconductor no transitará por mucho que se baje la temperatura.

Para que $\xi(T)$ sea lo más grande posible k_z debe ser cero. Quedan por tanto dos parámetros libres en la ecuación, $\xi(T)$ y k_y .

Supongamos un campo magnético periódico, simétrico y de promedio cero. Entonces $f(x)$ también será periódica y el problema se simplificará. Solo hará falta solucionar la ecuación en un periodo y se podrán utilizar condiciones de contorno periódicas, en el centro de simetría de cada periodo $f(x)$ tendrá pendiente cero.

Para resolver esta ecuación numéricamente se ha seguido el método del disparo³⁷.

El método del disparo construye una función que cumple la ecuación diferencial y se comprueban a posteriori las condiciones de contorno. Los pasos a seguir son los siguientes:

1. Escribir las derivadas de la ecuación diferencial en su forma discretizada para convertirla en una ecuación explícita de $f(x_{i+1})$ en función de los valores que toma en las posiciones discretizadas anteriores $f(x_{i+1}) = g(f(x_i), f(x_{i-1}))$

2. Fijar el valor de $f(x)$ en dos puntos iniciales (x_1 y x_2). Si estos puntos están en la frontera de la región donde esté confinada $f(x)$ deben cumplir las condiciones de contorno.
3. Calcular x_3 utilizando la ecuación discretizada, luego x_4 y así sucesivamente hasta llegar al final de la región en la que se esté resolviendo el problema.

Conviene resaltar que si una función $f(x)$ es solución de la ecuación diferencial arriba escrita, esa misma función multiplicada por una constante $c \cdot f(x)$ también será solución de la ecuación por lo que la elección de $f(x_1)$ es trivial y $f(x_2)$ simplemente tiene que ser tal que la pendiente $\frac{f(x_1)-f(x_2)}{d}$ cumpla las condiciones de contorno, donde d es la distancia entre los puntos x_1 y x_2 . Como estamos considerando un campo periódico, se tomarán x_1 y x_2 sobre el centro de simetría de un periodo y por tanto $f(x_1)=f(x_2)$. Al llegar al siguiente centro de simetría se debe cumplir de nuevo que la pendiente sea cero. Como es imposible llegar a la solución exacta se fija un parámetro pequeño ϵ que es el error en la pendiente que se va a considerar como suficientemente pequeño.

Para calcular la temperatura crítica de nuestro sistema (capítulo 4.) se seguirán los siguientes pasos.

1.- Fijar un valor de k_y . Esto es equivalente a fijar el gauge del potencial vector.

1.1- Fijar un valor de ξ .

1.2.- Solucionar la ecuación a partir del método del disparo. Comprobar si se cumplen las condiciones de contorno. En caso de que la pendiente sea $> (0 + \epsilon)$ significa que ξ es demasiado alta (la energía de la ecuación de Schrödinger es demasiado baja). En caso de que la pendiente sea $< (0 - \epsilon)$ o que la función haya pasado por el cero, ξ es demasiado baja.

1.3.- Rectificar el valor de ξ . Volver al punto 1.2 hasta que el error en la pendiente sea menor que el parámetro pequeño y se acepte como bueno. Ese valor será $\xi = \xi(k_y)$.

1.4.- Barrer diferentes valores de k_y y repetir para cada uno desde el punto 1.1. Obteniendo diferentes valores de ξ para cada k_y .

De todos los ξ , el mayor es el que corresponde a la temperatura crítica del superconductor. Despejando de la dependencia térmica del parámetro de orden se obtiene la temperatura crítica.

$$\xi(T_C) = \frac{\xi(T=0)}{\sqrt{1 - \frac{T_C}{T_{C0}}}} \rightarrow T_C = T_{C0} \cdot \left(1 - \frac{\xi(T=0)^2}{\xi(T_C)^2}\right) = T_{C0} \cdot \left(1 - \frac{\xi(T=0)^2}{\xi(k_y)_{MAX}^2}\right)$$

1.3 Percolación y fractales

En este apartado se comentarán algunas nociones sobre percolación y fractales que han sido utilizados para describir la estructura de dominios magnéticos de las muestras presentadas en el capítulo 4. , y la influencia de ésta en el diagrama de fases superconductor.

El proceso de la perforación (percolación) se aplica en muchas ramas diferentes de la física como redes aleatorias³⁸, nanomateriales³⁹, superconductores granulares^{40,41} o materiales con anisotropía magnética perpendicular⁴² por poner algunos ejemplos. La percolación es un modelo matemático para explicar procesos de conectividad de un sistema formado por ciertos ‘huecos’ distribuidos en un espacio, con unas normas que atañen a la geometría de estos huecos y a su colocación en ese espacio, completamente al azar o siguiendo algunas reglas. La percolación ocurre cuando se han colocado tantos huecos que el sistema percola, es decir, se hace ‘permeable’. A continuación se dará una definición más matemática de lo que significa que un sistema percole.

Supóngase un sistema de extensión infinita. Se define racimo (clúster) como un conjunto de elementos que están conectados unos con otros. El umbral de percolación, p_C , es la densidad de elementos percolantes (huecos) que el sistema debe tener para percolar. Dependiendo del sistema, la percolación sucederá para un diferente umbral de percolación.

Un sistema percola cuando, al ir añadiendo elementos percolantes, ocurren los siguientes eventos que constituyen una transición de fase:

1. Aparece un clúster con tamaño infinito. Justo en esta transición de fase el tamaño de los clusters diverge como: $\xi \sim (p_c - p)^{-\nu}$, donde ξ es el tamaño medio de los clusters, ν es un exponente crítico, p es la proporción del sistema cubierto por elementos percolantes y p_c es el umbral de percolación.
2. La probabilidad de que un elemento cualquiera pertenezca a ese clúster pasa a ser finita. Esta probabilidad es: $P_\infty \sim (p - p_c)^\beta$. P_∞ es el parámetro de orden que aparece justo en la transición y β es su exponente crítico.

Hay que tener en cuenta que esto es un modelo matemático descrito teóricamente para sistemas infinitos (por ello puede existir un clúster infinito), pero se ajusta muy bien en sistemas cuyas dimensiones sean mucho más grandes que los elementos percolantes que tiene en su interior (sistemas aproximadamente infinitos).

Existen diferentes modelos de percolación como el producida por un caminante aleatorio⁴³, por una red cuadrada⁴⁴ o por procesos más complejos⁴⁵. Sin embargo los exponentes críticos, a diferencia del umbral de percolación, dependen solamente de la dimensión del espacio en el que se produzca la percolación, y son insensibles a cualquier otra característica del sistema.

Conviene también resaltar que el clúster percolante tiene características similares a las de un fractal, como la autosimilaridad, ya que tiene agujeros de todos los posibles tamaños hasta llegar al tamaño más pequeño del sistema (tamaño del hueco). Un fractal es un objeto matemático autosimilar en todas las escalas. A los fractales se les puede asignar una dimensión no entera llamada dimensión fractal, diferente de la dimensión del espacio sobre los que se construyen, que indica cómo va aumentando su tamaño a medida que se observa un tamaño mayor del fractal. Para medir la dimensión fractal se usa frecuentemente en la literatura el siguiente método^{42,46-48}. Se cuenta el número de veces que cierto objeto característico del fractal aparece, a medida que el tamaño de la región observada va creciendo. A esta magnitud que se cuantifica (número de veces que aparece cierto objeto) se le llama la masa fractal. Si el tamaño de la región observada es L , la masa fractal será proporcional a L^{D_f} , donde D_f es la dimensión fractal. Si el sistema no fuera un fractal, y la masa fractal estuviera distribuida de forma homogénea por todo el sistema, el resultado de contar el objeto característico nos daría la dimensión del espacio sobre el que el fractal está construido, ya que el número de veces que aparecería dicho objeto sería proporcional a L^D , la longitud (1D), superficie (2D), volumen (3D)... etc, observado.

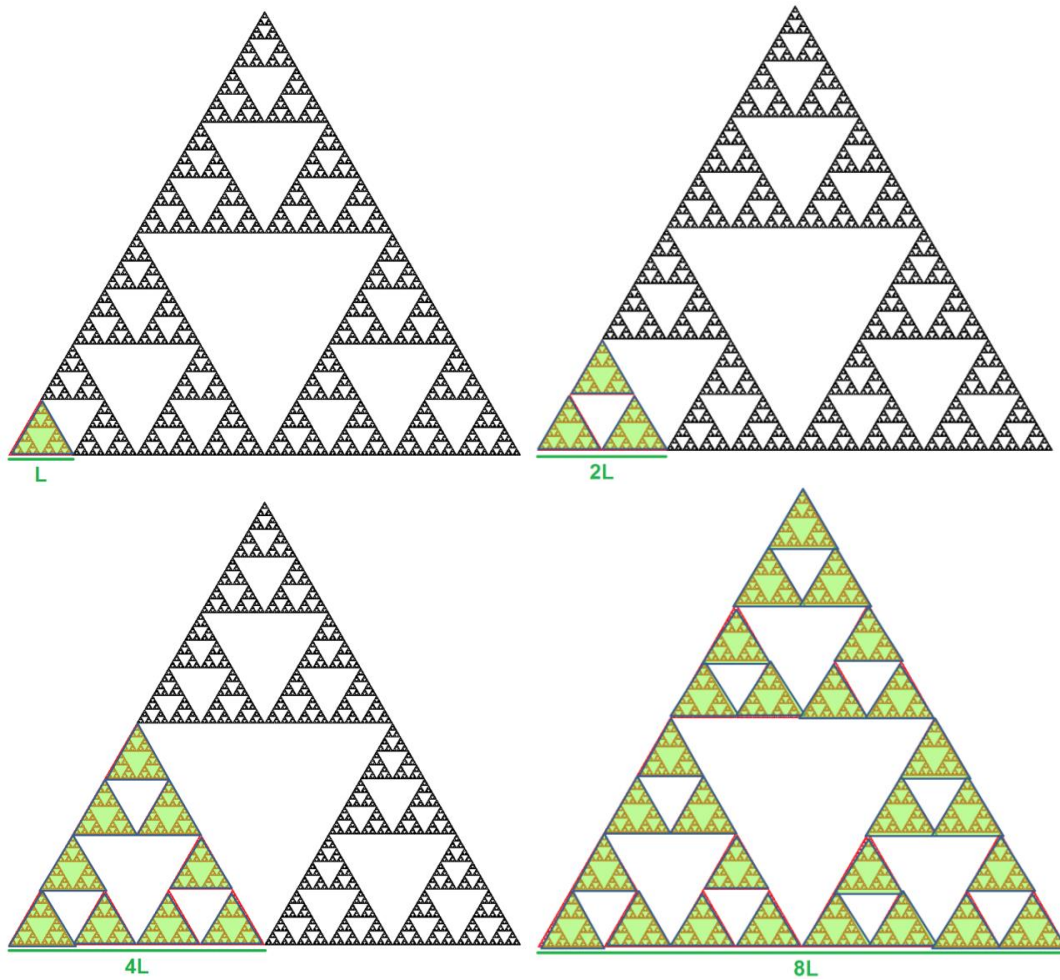


Figura 3. Triángulo de Sierpinski. Ejemplo de procedimiento para la determinación de la dimensión fractal. Mientras que la superficie observada crece como L^2 , la dimensión fractal del triángulo de Sierpinski es $\log 3 / \log 2$.

En la siguiente tabla se ejemplifica el proceso de obtención de la densidad fractal de la figura 3 tomando el triángulo sombreado de superficie $L^2 / 2$ como objeto característico a cuantificar en las diferentes escalas observadas.

Tabla 1. Ejemplo de cálculo de la dimensión fractal para el caso del triángulo de Sierpinski.

L	Superficie observada	Número de objetos característicos (triángulos)
1	$1=1^2$	$1=1^{\log 3 / \log 2}$
2	$4=2^2$	$3=2^{\log 3 / \log 2}$
4	$16=4^2$	$9=4^{(\log 3 / \log 2)}$
8	$64=8^2$	$27=8^{(\log 3 / \log 2)}$

La superficie observada crece como L^2 ya que el triángulo de Sierpinski está construido sobre un espacio bidimensional. En cambio el número de veces que se observa el objeto característico en el fractal crece como $L^{\log 3 / \log 2}$. Por ello la dimensión fractal de este objeto es $\log 3 / \log 2$.

La dimensión fractal del clúster percolante también es una constante sólo dependiente de la dimensión del sistema⁴⁴ y no del modelo concreto de percolación. Su valor teórico⁴⁹ es $D_f = 1,896$ para el caso del clúster infinito justo al percolar.

Capítulo 2. Técnicas experimentales

2.1 Técnicas de vacío

Las bombas de vacío utilizadas con más frecuencia en esta tesis han sido la bomba rotatoria y la bomba turbomolecular. El funcionamiento de una bomba rotatoria como la mostrada en la siguiente figura 4 es el siguiente: el rotor hace girar la paleta en sentido horario de forma que el espacio que está conectado con la entrada de gas siempre está creciendo y el espacio conectado con la salida del gas siempre está disminuyendo. Cuando el espacio conectado con la entrada del gas ya no puede crecer más, la paleta desconecta este espacio de la entrada y lo conecta con la salida. Idealmente, el tamaño inicial del espacio conectado con la entrada del gas es cero por lo que en cada ciclo de giro no entra gas proveniente del exterior, en cambio el gas de la campana tiende a ocupar todo el espacio disponible, ocupando el espacio dentro de la rotatoria que va creciendo al girar la paleta. Todo el gas que se ha introducido en este espacio es luego evacuado por la válvula de salida.

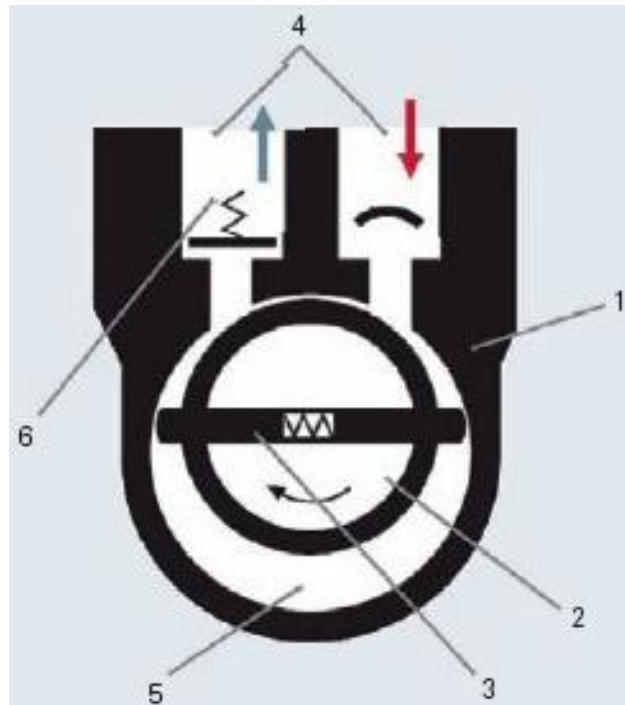


Figura 4. Esquema de las partes interiores de una bomba rotatoria de paleta: 1- Cubierta. 2- Rotor. 3- Paleta. 4- Entrada y salida del gas. 5- Cámara de expansión-compresión. 6- Válvula de salida. Imagen obtenida de la página web <http://www.pfeiffer-vacuum.com>

Una bomba turbomolecular contiene varias turbinas girando a revoluciones del orden de decenas de miles de revoluciones por minuto. Entre cada uno de los rotores de la turbina existe un estator que no gira y que evita que las partículas giren solidariamente con los rotores. Debido a las altas revoluciones a las que se mueven los rotores, la mayor parte de las partículas no pueden pasar entre las palas de un rotor sin ser golpeadas de vuelta hacia la salida de la bomba. Este es el motivo de que los gases ligeros como el helio sean evacuados por este tipo de bombas de forma menos eficiente, ya que las velocidades típicas del helio a temperatura ambiente son mucho mayores que las de otros gases más pesados y esto aumenta la probabilidad de que atraviesen un rotor sin ser golpeadas por una pala.



Figura 5. Partes internas de una bomba turbomolecular. Imagen obtenida de la página web <http://www.avtservices.com.au>

Para medir presiones por debajo de la atmosférica en el laboratorio se usan principalmente tres tipos de manómetros.

El medidor Pirani está diseñado para operar en el rango de presiones entre 0.5 Torr y 10^{-4} Torr. Este medidor funciona calentando un filamento con una corriente eléctrica y midiendo la pérdida de calor por colisiones con el gas circundante. Cuanto mayor sea la presión mayor será la transferencia de calor por unidad de tiempo.

El medidor Penning mide presiones en el rango entre 10^{-2} Torr y 10^{-8} Torr. Dentro de este medidor se produce una descarga entre un ánodo y un cátodo. Para que el plasma que permite la transferencia de carga se mantenga encendido a presiones tan bajas, se

crea un campo magnético que hace que el camino recorrido por los electrones sea más largo, colisionando con más partículas que resultan ionizadas. La corriente que circula entre ánodo y cátodo depende de la presión, por lo que midiendo esta corriente se puede obtener el valor de la presión.

El medidor Bayard-Alpert mide presiones entre 10^{-3} Torr y 10^{-10} Torr. Consta de tres partes principales: un cátodo, un ánodo y un colector. El ánodo se calienta para que emita electrones termoiónicamente. Estos electrones se aceleran hacia el cátodo, formado por una malla metálica cilíndrica. Dentro de esta malla está situado el colector. Los electrones acelerados, ionizarán algunas partículas presentes dentro de la malla metálica. Estas partículas, al llegar al colector crearán una corriente que será mayor cuanto mayor sea la presión por haber mayor número de portadores.

2.2 Criogenia

2.2.1 Licuefacción y manejo de líquidos criogénicos

En el laboratorio se dispone de un licuefactor de helio que produce 30 L de helio al día y tiene una capacidad máxima de 95 L. La temperatura de licuación del helio a presión atmosférica es de 4,22K. Para enfriar el circuito de helio hasta esta temperatura se realizan los procesos que se detallan a continuación.

Este licuefactor contiene dos circuitos cerrados de helio muy puro que se enfrían sometiéndolos a diferentes ciclos de compresión-expansión. El helio de uno de los circuitos cerrados se enfría mediante ciclos Gifford- McMahon (GM) que consisten en lo siguiente. Un compresor crea una diferencia de presión en el circuito de helio de forma que en la entrada del compresor la presión es de 50 psi y en la salida de 300 psi. El helio se hace circular a través de un regenerador que al desplazarse cierra la conexión con la alta presión (300 psi) y abre la conexión con la baja presión (50 psi). Debido al trabajo que el gas a alta presión hace contra el gas a más baja presión la temperatura disminuye hasta los 100 K en la zona alta del regenerador y hasta los 10 K en la zona más baja del regenerador como está indicado en la figura 6. Mediante intercambiadores de calor esquematizados como líneas discontinuas, este enfriamiento se transfiere tanto al helio del segundo circuito cerrado como al helio recuperado para licuar.

Una vez enfriado el helio del segundo circuito cerrado hasta los 10 K, éste gas se somete a una expansión libre desde los 300 psi hasta 3 psi. Este ciclo de expansión libre se conoce como ciclo de Joule- Thomson (JT). Para que una expansión libre enfríe un gas hace falta preenfriarlo por debajo de la temperatura de inversión de Joule-Thomson⁵⁰, que en el caso del helio⁵¹ es 43 K. La temperatura a la que se produce esta expansión en nuestro sistema es 10 K debido a que el efecto de enfriamiento por una expansión libre es bastante pequeño por encima de los 20 K.

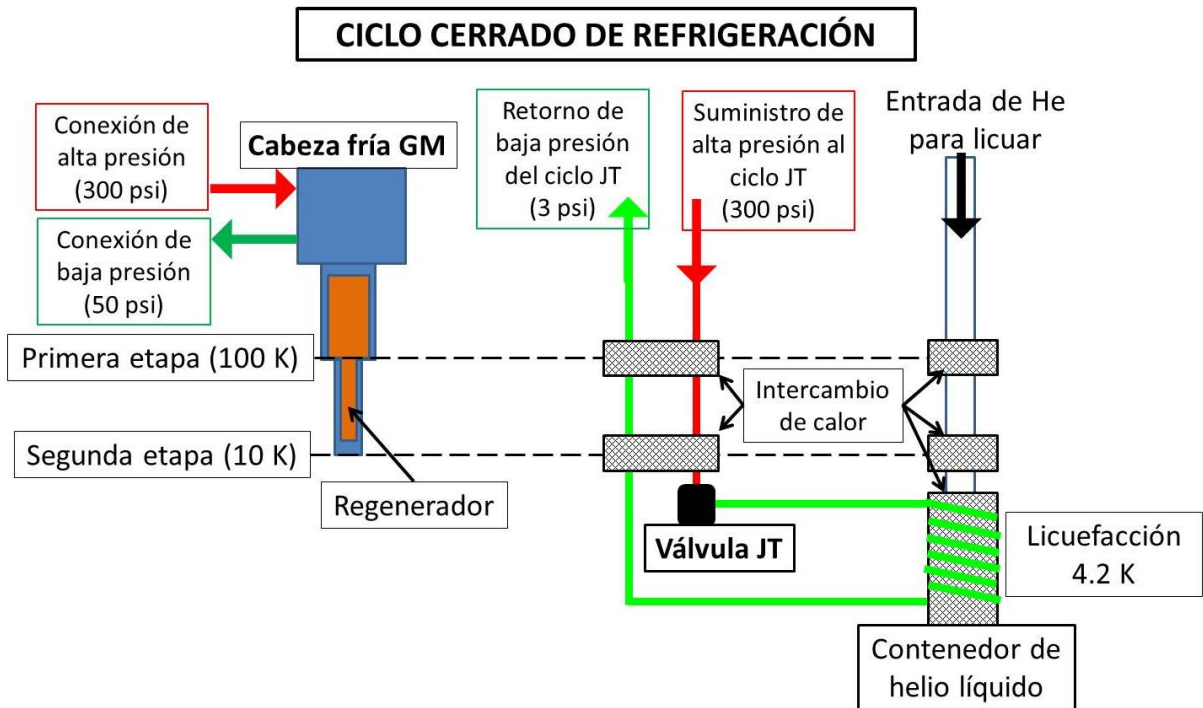


Figura 6. Esquema del circuito interno de helio refrigerador y del intercambio de calor con el circuito de helio para licuar.

A continuación se resumen por orden todas las etapas por las que pasa el helio desde que se evapora hasta que alcanza los 4,22 K y se licúa. El esquema presentado en la figura 7 muestra las diferentes partes del sistema. Todas las presiones referidas a continuación son medidas sobre la presión atmosférica.

1. Cuando el helio se evapora pasa a un globo, desde donde un compresor *Jordair G120-3EV* lo comprime hasta 2000 psi en unas botellas de alta presión.
2. La presión del gas se baja con un manorreductor hasta 90 psi.
3. El helio circula por un filtro de aceite que capta la contaminación por hidrocarburos que se hayan desprendido del aceite del compresor.
4. En el desecador se absorbe el vapor de agua que pueda existir.
5. Se baja la presión hasta 10 psi.

6. En un recipiente aislado térmicamente del exterior, llamado purificador externo, la temperatura del helio se baja hasta los 35-40 K con ayuda de un ciclo GM y se hace circular a través de aluminosilicatos, en los que se quedan atrapadas todas las moléculas que no sean helio.
7. Dentro del licuefactor existe un filtro igual que el del purificador externo para captar las posibles impurezas que puedan quedar.
8. Como se ha explicado previamente, el helio se enfría hasta 10 K con un ciclo GM y hasta 4,22 K con un ciclo JT.
9. El helio licuado pasa a un depósito donde se almacena.
10. Desde este depósito el helio se trasvasa al dewar y de ahí al criostato de medida.

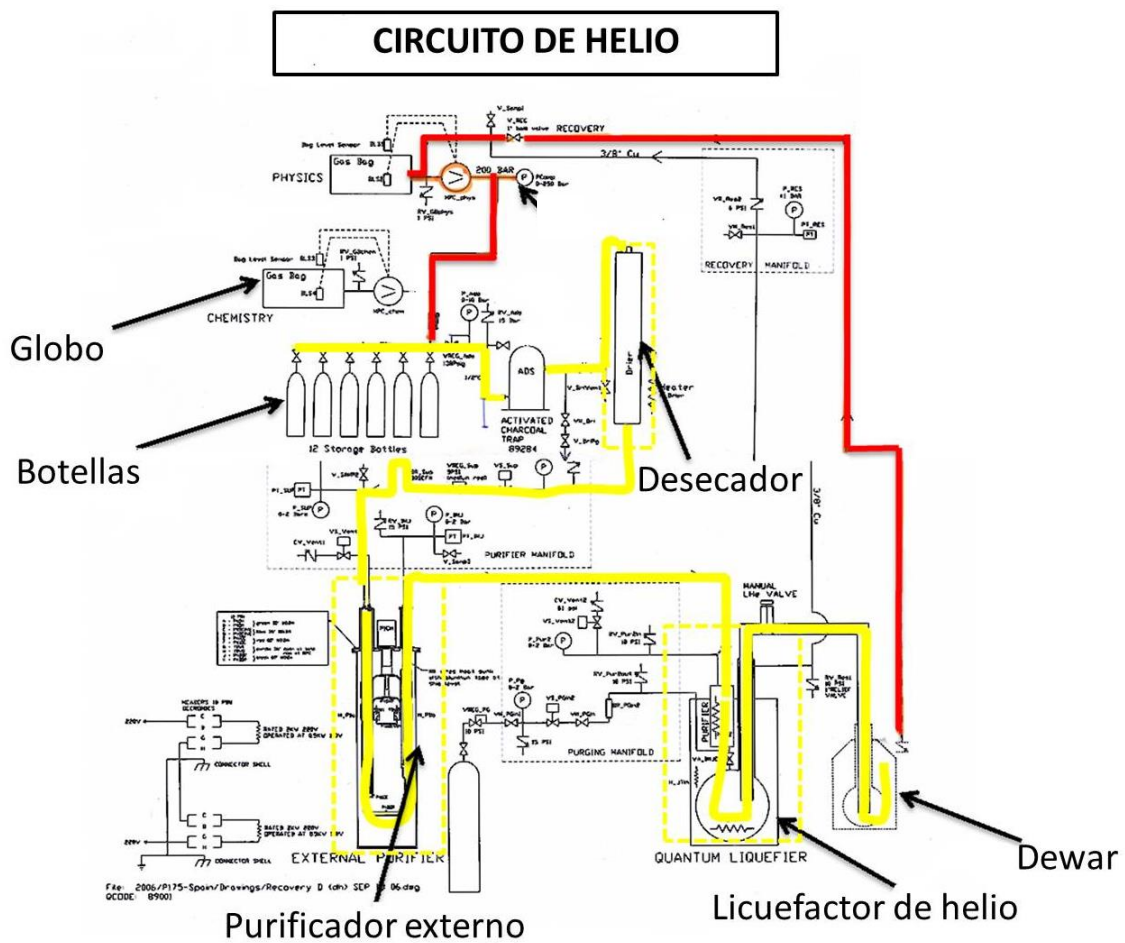


Figura 7. Esquema del circuito de helio.

Previamente a una medición es preciso transportar el helio desde el licuefactor hasta el criostato, para lo que se dispone de un dewar Cryofab de 100 L de capacidad. Las pérdidas por evaporación de un trasvase al dewar cuando éste está caliente suelen ser de unos 20 L, y cuando el trasvase es al criostato las pérdidas suelen ser de unos 15 L, menores que en el caso del dewar porque el criostato se preenfría con nitrógeno

líquido. La forma de minimizar las pérdidas es hacer el trasvase lo suficientemente despacio como para que el helio que se evapora salga aproximadamente a presión atmosférica y se lleve la mayor cantidad de calor consigo. Esto es más importante con el helio que con el nitrógeno porque la entalpía de vaporización del helio es mucho menor que la del nitrógeno, sin embargo la temperatura de fusión del helio es tan baja que puede absorber mucha energía al expandirse: el gas aumenta su volumen unas setenta veces desde los 4.2 K hasta llegar a temperatura ambiente. Por lo tanto, mientras que en los trasvases con nitrógeno casi todo el calor lo absorbe la entalpía de vaporización, en los trasvases de helio lo absorbe el propio gas, por lo que es importante que éste salga lo más caliente posible. Otra razón para realizar despacio los trasvases es que las paredes internas podrían sufrir daños si la presión sube demasiado.

Para evitar que el licuefactor de helio se atasque, se debe conseguir que el helio recuperado sea puro. A pesar de esta precaución existe cierta contaminación difícil de evitar. Por ello, tras varios trasvases, el licuefactor se va atascando y perdiendo ritmo de licuación. Cuando el ritmo es demasiado lento, hay que parar el sistema y realizar un proceso de limpieza para que vuelva a funcionar a pleno rendimiento. El procedimiento para realizar la limpieza se detalla a continuación con ayuda del esquema del sistema mostrado en la figura 8.

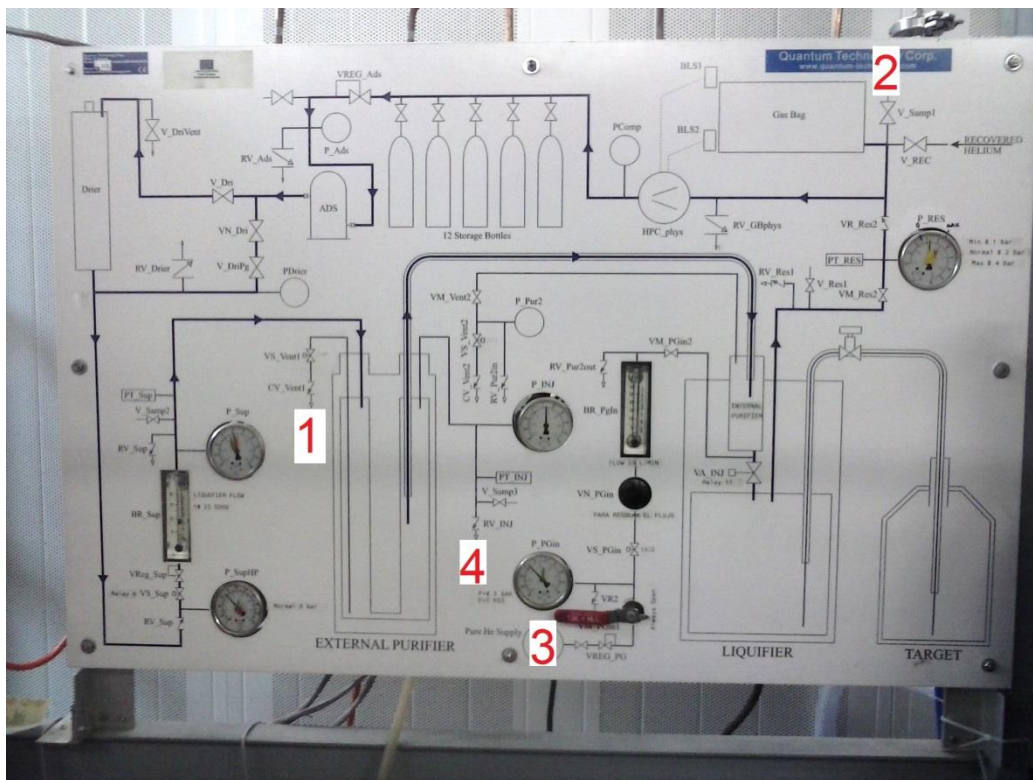


Figura 8. Panel esquemático del licuefactor.

1. Dejar que el licuefactor se caliente hasta la temperatura ambiente para que las impurezas pasen a estado gaseoso o líquido, en caso de existir agua.
2. Abrir la válvula del tubo 1 (ver figura 8). Este tubo llega hasta la base del purificador externo, por lo que, en caso de existir agua líquida, esta saldría empujada por la presión que existe dentro del sistema. Para ayudar a empujar este agua se puede presurizar desde la válvula 3 o 4.
3. Una vez evacuada el agua, se hace vacío por la válvula 2 para evacuar todo el gas que exista en el sistema.
4. Rellenar de gas helio premier (pureza del 99.999%) el sistema.

Una vez apagado, para volver a poner en marcha el licuefactor hacen falta aproximadamente cuatro días. El procedimiento es el siguiente.

1. Aplicar el procedimiento de limpieza anteriormente descrito.
2. Hacer vacío a las camisas de aislamiento del purificador externo y del licuefactor. Esto se hace para minimizar el flujo de calor al interior del licuefactor. Hay que esperar hasta que esté a temperatura ambiente, de esta forma cuando el licuefactor se enfríe se producirá criovacío. El criovacío es la bajada de presión debida al enfriamiento de las paredes de un recipiente cerrado. Los átomos dentro de una cámara en vacío pasan gran parte del tiempo adsorbidos en las paredes. Cuando la energía térmica de las partículas es mayor que la energía de adsorción a la pared, estas partículas escapan y la presión en la campana será mayor que si la pared estuviera fría. Por ello, enfriando las paredes de una campana sellada se puede producir una bajada significativa de la presión en su interior.
3. Se tarda un día aproximadamente en conseguir el vacío adecuado.
4. Encender el compresor GM4 durante ocho horas para que el purificador externo se enfríe y capte todo lo que no sea helio.
5. Se encienden los compresores GM1, GM2 y JT. Desde que se encienden hasta que el sistema produce helio líquido pasan dos días.

La licuación de nitrógeno es más sencilla debido a que la temperatura de ebullición del nitrógeno es 77 K. Además el nitrógeno es barato, ya que la atmósfera se compone en un 78% nitrógeno. Los pasos que se siguen para la licuación del nitrógeno son los siguientes.

1. Un compresor comprime aire hasta ocho bares.
2. A la salida de este depósito existe un secador frigorífico que elimina la humedad que exista en el aire comprimido.

3. El gas se hace pasar por un filtro-membrana que capta el contenido en oxígeno y CO₂.
4. El nitrógeno que atraviesa la membrana se introduce en el licuefactor de nitrógeno.
5. El licuefactor enfría con un ciclo GM que funciona, como en el caso del licuefactor de helio, poniendo el nitrógeno en contacto con una cabeza fría conectada a un compresor mediante un circuito cerrado de helio.

2.2.2 Criostatos de medida

En el laboratorio se dispone de un criostato que enfría la muestra exponiéndola a un flujo de helio gas. Este flujo de helio pasa por un pequeño agujero hacia el espacio de la muestra, en el que se hace vacío constantemente con una bomba, en nuestro caso rotatoria. El helio, al pasar a este espacio, se evapora debido a la disminución de la presión.

Para utilizar los criostatos, antes de poder trasvasarles helio hace falta realizar vacío a las camisas interna y externa para aislar térmicamente el contenido del criostato del exterior. El vacío se realiza a través de la abertura 5 señalada en la figura 9. Para hacer vacío sobre las camisas hace falta que el criostato esté a temperatura ambiente, de esa forma se obtendrá criovacío al enfriar. Si las camisas de vacío tienen una presión suficientemente baja, la mayor cantidad de calor que llega al baño de helio se produce a través de los cables que llegan a su interior. Para que estos cables se enfríen antes de llegar al baño de helio han de estar en buen contacto térmico con las paredes interiores del criostato. Así se consigue que el helio que se evapora absorba el calor que desprenden estos cables y así se aprovechará de forma óptima la capacidad refrigeradora del helio. El criostato está equipado con un depósito para nitrógeno líquido que absorbe parte del calor del exterior y de este modo ayuda a evitar la evaporación del helio.

Antes de trasvasar helio es conveniente preenfriar con nitrógeno líquido para minimizar las pérdidas de helio. Un preenfriamiento óptimo se consigue tras mantener el nitrógeno en su interior durante doce horas. Para eliminar el nitrógeno se presuriza con nitrógeno gas a través de la abertura de evaporación 2 (figura 9) y se introduce un tubo metálico hasta la base del criostato por la abertura de llenado 4 (figura 9). De esta forma el nitrógeno sale por el tubo hacia el exterior. Después de esto se hace

circular un amperio por una resistencia que está en la base del criostato para evaporar todo resto de nitrógeno líquido.

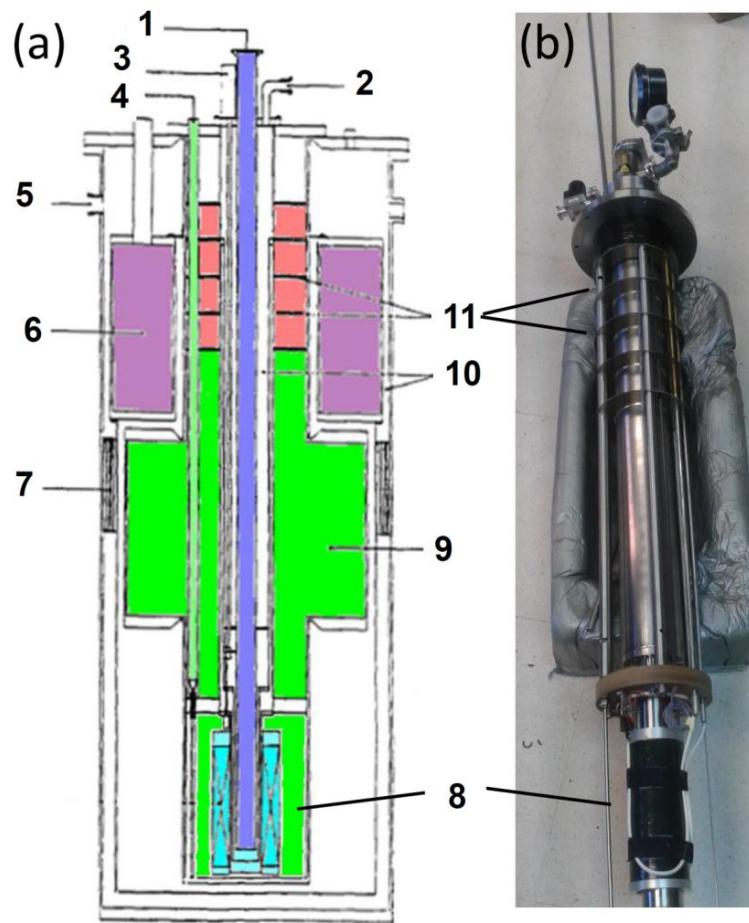


Figura 9. Esquema y fotografía del interior del criostato de flujo continuo. 1) Abertura para introducir el portamuestras. 2) Abertura por la que se evacúa el helio que se evapora del baño. 3) Control de la válvula de aguja que deja entrar el helio hacia el espacio de la muestra. 4) Abertura para introducir el helio líquido en el criostato. 5) Abertura para hacer vacío en las camisas de vacío. 6) Depósito para nitrógeno líquido. 7) Superaislante de multicapa. 8) Solenoide superconductor. 9) Depósito de helio. 10) Camisas de vacío. 11) Placas para disminuir el flujo de calor proveniente de la parte alta del criostato.

Dentro de los criostatos existen varios termómetros que miden la temperatura en el depósito de helio y en la válvula de aguja que conecta el espacio de la muestra con el depósito de helio.

2.3 Técnicas de fabricación

En nanotecnología se suelen dividir las técnicas de fabricación en dos grandes grupos: bottom-up y top-down. Las técnicas top-down parten de elementos macroscópicos y los van reduciendo en tamaño. Las técnicas bottom-up parten de elementos más pequeños y los van aglomerando, por ejemplo mediante autoensamblaje. Casi todas las técnicas usadas en esta tesis son top-down, excepto en el caso de la obtención de copolímeros autoorganizados que se describirán más adelante.

2.3.1 Crecimiento de películas delgadas

En el laboratorio disponemos de dos equipos de pulverización catódica tipo magnetrón. La pulverización catódica o sputtering es un método para fabricar películas delgadas de un material muy puro y con un gran control sobre el espesor. De forma abreviada su funcionamiento es el siguiente:

La campana se llena de argón a presiones típicas en el rango de mTorr. A continuación, aplicando una diferencia de potencial entre un cátodo o blanco y un ánodo, se creará un plasma de Ar ionizado. La diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo, acelera los iones de argón hacia el cátodo, colisionando a su paso con otros átomos que a su vez perderán un electrón y se acelerarán. Cuando colisionan contra el cátodo le arrancarán átomos y electrones. Parte de los átomos arrancados se depositarán sobre el sustrato. Los electrones arrancados, al chocar con átomos de Ar los excitarán haciendo que pierdan electrones, por lo que se acelerarán hacia el cátodo de nuevo. De esta forma el plasma se automantiene. Este proceso, llamado descarga luminiscente por la luz característica que emite, se puede observar en el panel c) de la siguiente figura 10.

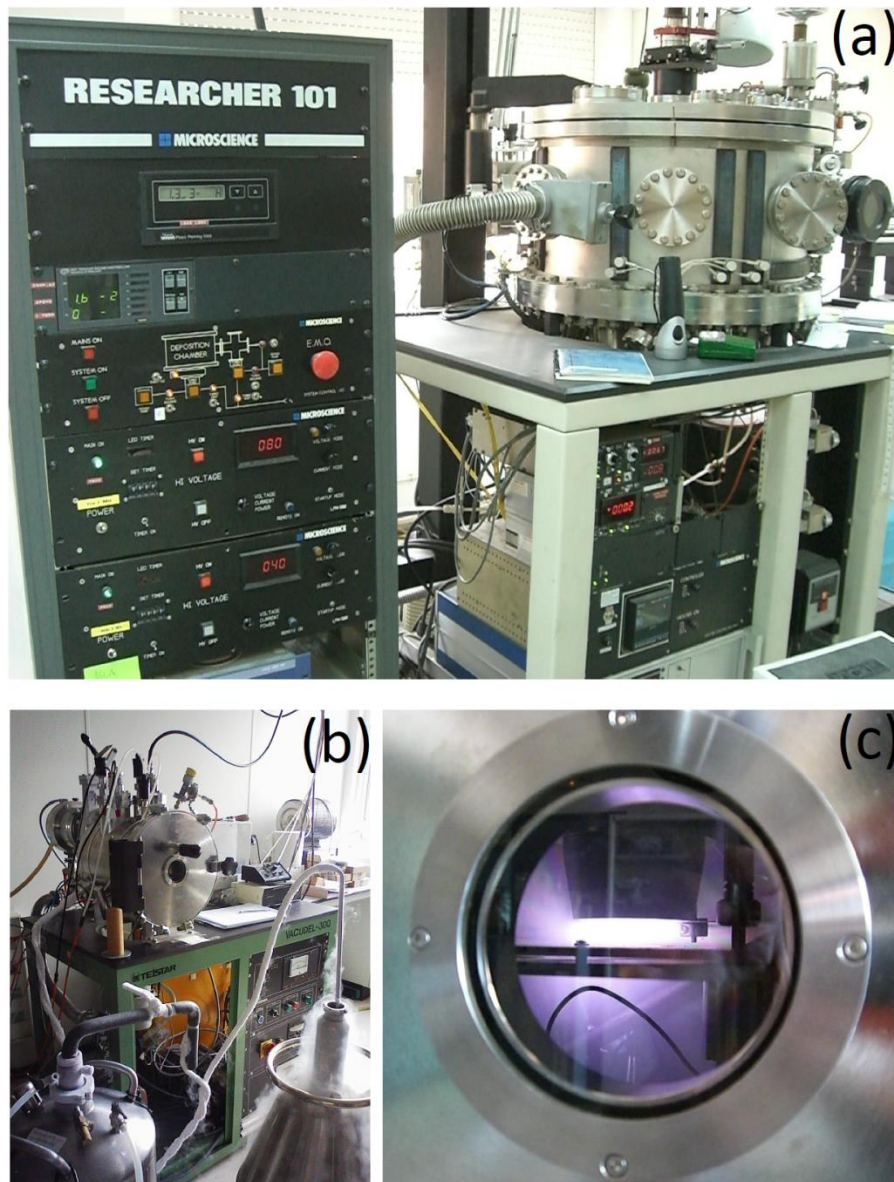


Figura 10. (a) Equipo de sputtering Microscience Researcher 101. (b) Sputtering AJA. (c) Brillo característico del plasma dentro del sputtering AJA.

Los dos sputterings utilizados son de tipo magnetrón. En estos, un campo magnético generado por unos imanes, confinan el plasma cerca del blanco, donde más intensas son las líneas de campo. Cuando se quiere crecer un material ferromagnético, los imanes se disponen de forma que las líneas de campo no se concentren dentro del blanco magnético.

Los parámetros importantes que hay que controlar en el crecimiento por sputtering son:

- El gas o gases que se introduce en la campana. Se utiliza argón porque es un gas noble y por tanto no se incorpora químicamente a la película disminuyendo su pureza. De entre los gases nobles es más barato que el xenón y el kriptón y no es radiactivo como el radón. Es importante que el argón tenga una pureza alta para conseguir que el material crecido sea a su vez lo más puro posible. Por ello, además de usar una botella de alta pureza, es importante asegurarse de que las líneas por las que circula este gas solo contienen argón, y limpiarlas si no es así. Con frecuencia se usan otros gases además del argón, como por ejemplo oxígeno o nitrógeno, si se quieren introducir estos elementos en la composición química de la muestra.
- La presión inicial antes de introducir el argón o presión base (P_0): Si la presión es demasiado alta significa que dentro de la campana existen gases que pueden incorporarse a la composición de la película disminuyendo su pureza. Para bajar la presión inicial en la campana existen varias técnicas. El sputtering AJA está equipado con una trampa de nitrógeno que funciona haciendo circular nitrógeno líquido por un tubo que se introduce dentro de la campana. Cuando este tubo se enfría las partículas se adsorben en su superficie y esto provoca una disminución de la presión por criovació.
- Voltaje y corriente entre ánodo y cátodo. El ritmo de crecimiento se puede variar cambiando el voltaje entre ánodo y cátodo. Cuanto más rápido sea el ritmo se tendrá una película más homogénea, ya que no dará tiempo a que fluctúen los parámetros de crecimiento, pero cuanto más despacio se crezca se tendrá un mayor control del espesor. Otra ventaja de un crecimiento rápido es que aumentará la pureza, ya que cuanto menos dure el crecimiento menos tiempo tendrán los átomos indeseados para agregarse a la composición de la película. Para los materiales que se han crecido en esta tesis se ha usado corriente continua debido a que son materiales metálicos, pero también se puede usar corriente alterna.
- Presión de Ar. La presión de Ar afecta al ritmo de crecimiento y a la calidad estructural⁵² de la película. Por ejemplo, si la presión de Ar es demasiado alta, la película puede quedar mal adherida debido a que se forman burbujas de Ar dentro de la misma. La presión de argón no se puede disminuir por debajo de un valor umbral para que el plasma se mantenga encendido. Los sputterings utilizados, al ser de tipo magnetrón, y por tanto confinar el plasma gracias al campo magnético que generan, permiten trabajar a presiones de Ar más bajas.

- Posición del sustrato. La posición del sustrato afecta al ritmo de crecimiento y a la homogeneidad de la película crecida. Si el sustrato se sitúa muy cerca del blanco, el ritmo de crecimiento será mayor, debido a que mayor número de átomos del blanco saldrán despedidos hacia el sustrato. Por otra parte, se conseguirá mayor homogeneidad cuanto más lejos se coloque el sustrato del blanco. Si se están usando dos blancos diferentes para crecer por co-sputtering, para que la superficie de toda la muestra sea homogénea la distancia a cada uno de los blancos debe ser mucho mayor que el tamaño de la muestra.⁵³ Además de esto, si la distancia del sustrato al magnetrón es mucho mayor que el recorrido libre medio de los átomos en la campana, los átomos que lleguen al sustrato habrán termalizado y esto aumentará la homogeneidad de la película.
- Tiempo de sputtering. El tiempo de sputtering es el parámetro que se usa para controlar el espesor de la película, una vez que se ha calibrado el ritmo de crecimiento para una presión de Ar, potencia de la fuente y posición del sustrato determinados.

Las características de los sputterings usados son las siguientes:

- Sputtering Microscience: este equipo tiene la ventaja de tener una precámara para cargar las muestras, de forma que el vacío en la cámara de crecimiento se recupera y está listo para realizar un crecimiento en cuestión de horas. Está equipado con siete magnetrones, cuatro de ellos preparados para realizar co-sputtering.
- Sputtering AJA: este sputtering no tiene precámara, por lo que hay que romper el vacío para introducir o extraer muestras. Las ventajas de este equipo son varias: la campana es mucho más pequeña por lo que, aunque haya que romper el vacío, éste se recupera en dos días. Está equipado con una trampa de nitrógeno para mejorar el vacío. Tiene un plato con diez huecos para crecer sustratos. Aparte de la comodidad y ahorro de tiempo que supone, resulta muy útil para realizar series de muestras crecidas en las mismas condiciones pero con diferente espesor crecido, o sobre diferentes tipos de sustratos y comparar los resultados sabiendo que la composición del material es la misma.

2.3.2 Nanoestructuración

Una forma de conseguir nanoestructuras es usando la técnica de autoensamblaje. Como se describirá a continuación, se ha usado un copolímero (PS-b-P4VP) que se autoorganiza creando un relieve nanométrico.

Otra herramienta para nanoestructurar un material es mediante litografía, ya sea óptica o electrónica, que permite transferir a una resina la geometría deseada y transferir este patrón al material que se desee fabricar.

2.3.2.1 Litografía óptica

La litografía óptica se usa para fabricar películas delgadas con una geometría deseada, como por ejemplo la mostrada en la figura 11.

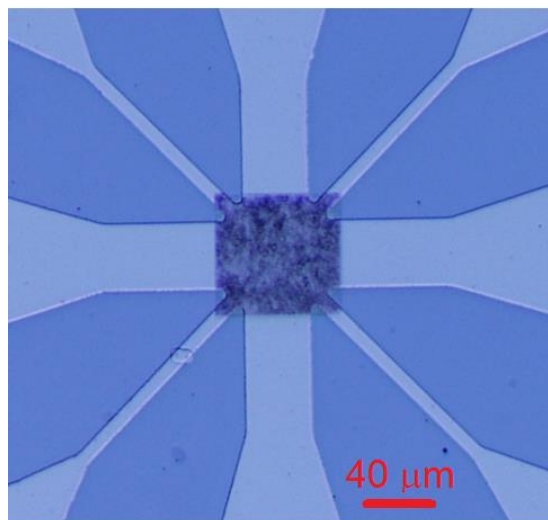


Figura 11. Puente de medida con ocho patas para medir propiedades eléctricas, realizado mediante litografía óptica. En el centro, entre las ocho patas de material que ha quedado sobre el silicio, es donde está situada la parte de la muestra cuyas propiedades eléctricas se van a medir.

Los pasos que se han seguido para fabricar las muestras presentadas en esta tesis han sido los siguientes:

1. Espineado de la resina S1813TM G2 POSITIVE PHOTORESIST durante 40 segundos a 5000 r.p.m.
2. Evaporación del disolvente calentando la muestra a 115 °C durante 15 segundos.
3. Colocación en una alineadora de un cristal llamado máscara con un patrón metalizado en una de sus superficies que cubrirá la luz ultravioleta. Es posible que haya que alinear este patrón con alguna estructura previamente presente en la muestra, por ello la alineadora está equipada con un microscopio óptico y tornillos micrométricos que permiten girar y desplazar la muestra respecto a la máscara con mucha precisión.
4. Exposición de la muestra a luz ultravioleta proveniente de una lámpara de mercurio. Las zonas que estén bajo el patrón metalizado de la máscara no serán expuestas.
5. Exposición al revelador MICROPOSITTM MF-319 DEVELOPER durante un minuto. Después la muestra se limpia en agua destilada durante otro minuto. Si la resina es positiva se disolverá la zona expuesta a luz ultravioleta, mientras que si la resina es negativa se irá la zona oculta a la luz ultravioleta.

De esta forma se crea un patrón en la resina óptica, que puede ser el propio de la máscara o el negativo. Este patrón se puede transferir a un material de las siguientes formas:

- I) Crear un material sobre la resina y luego retirarla (lift-off), sumergiendo la muestra en acetona. El material crecido sobre la resina se irá al despegarse la resina, quedando sobre el sustrato el negativo de la zona con resina.
- II) Crear el material, extender resina y estructurarla mediante litografía. Una vez que se tiene el patrón de resina sobre el material, se realiza un ataque de la muestra con uno de los procedimientos que se explicarán más adelante. La resina protegerá parte del material, mientras que el resto será eliminado. Las posibles formas de atacar el material son las siguientes:

a) Con una disolución química que lo disuelva (wet etching). Por ejemplo, para disolver Mo_3Si se usa una disolución consistente en quince partes de ácido fosfórico H_3PO_4 , doce partes de ácido acético $\text{CH}_3\text{-COOH}$, siete partes de ácido nítrico HNO_3 y treinta y dos partes de agua desionizada.

b) Con un ataque iónico (ion milling), que es el mismo proceso que el sputtering pero utilizando el sustrato como cátodo. De esa forma la muestra se bombardea con iones que lo van a ir desgastando. También se puede usar un adelgazamiento por iones reactivos, que es similar al ataque iónico pero con átomos no inertes. Por ejemplo, para atacar el Nb se usa SF_6 además de Ar en proporción 2:1. Esto permite aumentar la velocidad de adelgazamiento además de reducir el potencial entre ánodo y cátodo.



Figura 12. Equipo de RIE usado en el proceso de litografía óptica de las muestras.

c) Con un RIE (reactive ion etching) que es parecido a un ion milling, pero con átomos que reaccionen químicamente con el material a arrancar para acelerar su eliminación. Más adelante se incluye un apartado dando más detalles sobre esta técnica.

El procedimiento más sencillo es el I), crecer el material sobre la resina y realizar el lift-off. El problema de esta técnica es que la pureza del material puede disminuir, debido a la alta presión de vapor que se desprende de la resina. Una consecuencia es que al crecer Nb con esta técnica, su temperatura crítica disminuye sustancialmente. Por esto en el laboratorio se suele usar el método II). Si se necesita usar el método I), un procedimiento para reducir la presión de vapor de la resina es cubrirla con una fina capa de algún otro material, antes de crecer el material cuya pureza se quiera preservar.

La resolución de la litografía óptica depende del montaje experimental. En nuestro caso, al usar una máscara pegada a la resina, la resolución estará limitada por la longitud de onda de la luz que se use. Con este método conseguimos una resolución del orden de micras. En la figura 13 se muestra la alineadora usada para realizar la litografía óptica.

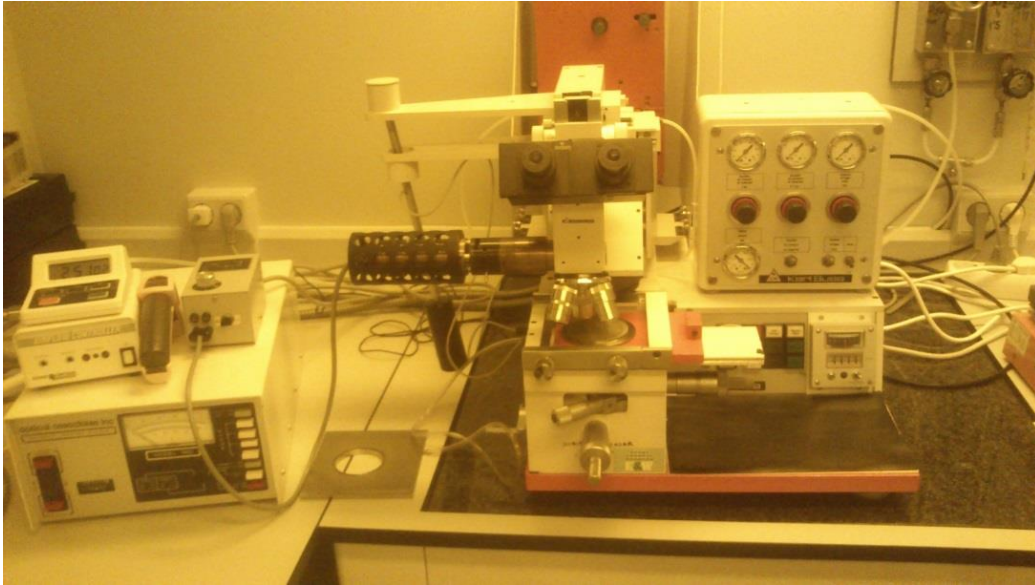


Figura 13. Alineadora con lámpara de mercurio usada para realizar litografía óptica.

2.3.2.2 Litografía electrónica

Para dibujar patrones que estén por debajo de la resolución de nuestra técnica de litografía óptica se utiliza la litografía electrónica, que usa electrones en vez de luz para bombardear la resina. En un microscopio electrónico de barrido los electrones se pueden acelerar hasta los keV, su longitud de onda será:

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{\sqrt{2meV}} = \frac{1.23nm}{\sqrt{V}}$$

Con un voltaje de kV se obtiene una longitud de onda menor que un nanómetro. Por ello la resolución de esta técnica depende de la óptica del sistema y sus aberraciones o la difracción que sufra con los obturadores de la columna.



Figura 14. Microscopio electrónico de barrido preparado para realizar la litografía que se ha usado para la fabricación de diversas muestras.

En el laboratorio se ha usado resina electrónica positiva PMMA A4 (polimetilmetacrilato diluido en anisol). Al ser positiva, el revelador disolverá las zonas que hayan sido expuestas al haz de electrones. Estos son los pasos para realizar una litografía:

1. Extender resina 950 PMMA A4 sobre un sustrato.
2. Centrifugarlo (espinearlo) durante 60 segundos a 4500 r.p.m.
3. Evaporar el disolvente calentando a 180 °C durante 180 segundos.
4. Exponerlo al haz de un microscopio electrónico de barrido que dibuja el patrón que le ha sido introducido por ordenador.
5. Sumergir en IPA:MIBK 1:3 (una parte de alcohol isopropílico por cada tres partes de metil-isobutil-cetona) durante un minuto para revelar el patrón de resina. Luego en IPA durante otro minuto.

2.3.2.3 Auto organización del copolímero PS-b-P4VP

El Poliestireno(PS)-bloque(b)-Poli-4-vinilpiridina(P4VP) es un copolímero en bloque. En un copolímero en bloque todos los monómeros del mismo tipo se encuentran agrupados entre sí por enlaces covalentes. En este caso, el poliestireno y la vinilpiridina son inmiscibles entre sí, lo que hace que estos bloques sean estables y que además den lugar a regiones nanométricas en las que sólo hay bloques de un tipo. Por ello se forman espontáneamente micelas tipo núcleo-corona (core-shell) de los dos tipos de bloque donde el núcleo está formado por los bloques de P4VP y la corona por los bloques PS (ver a continuación el paso tres).

Los pasos para la preparación del copolímero se detallan a continuación. Algunos de ellos se han realizado siguiendo el procedimiento previamente descrito en la literatura, introduciendo pocas modificaciones⁵⁴.

1. Limpieza de sustratos sumergiéndolos en acetona y agua mili-Q en ultrasonidos durante quince minutos.
2. Funcionalización de sustratos limpios de silicio (100) sumergiendo las muestras en ácido sulfúrico (H_2SO_4) y peróxido de hidrógeno (H_2O_2) en relación volumétrica 3:1 durante treinta minutos en ultrasonidos. Después la superficie de los sustratos se aclara con agua destilada y mili-Q, se seca con nitrógeno y se introduce en un horno a $120\text{ }^{\circ}C$ durante una hora. Mediante este proceso se forma silano en la superficie del sustrato. El OH del silano atrae polarmente al nitrógeno de la P4VP.
3. Centrifugado de PS-b-P4VP disuelto en tolueno a 2000 r.p.m. Posteriormente la muestra se mantiene en vacío unas doce horas. Por la funcionalización anterior, los grupos P4VP se adhieren a la superficie del sustrato⁵⁵. El resultado de este paso es la autoorganización del copolímero en micelas núcleo-corona debidas al efecto combinado del mojado de la P4VP sobre el sustrato y de la inmiscibilidad entre el PS y la P4VP. Esto se puede observar en la figura 15.

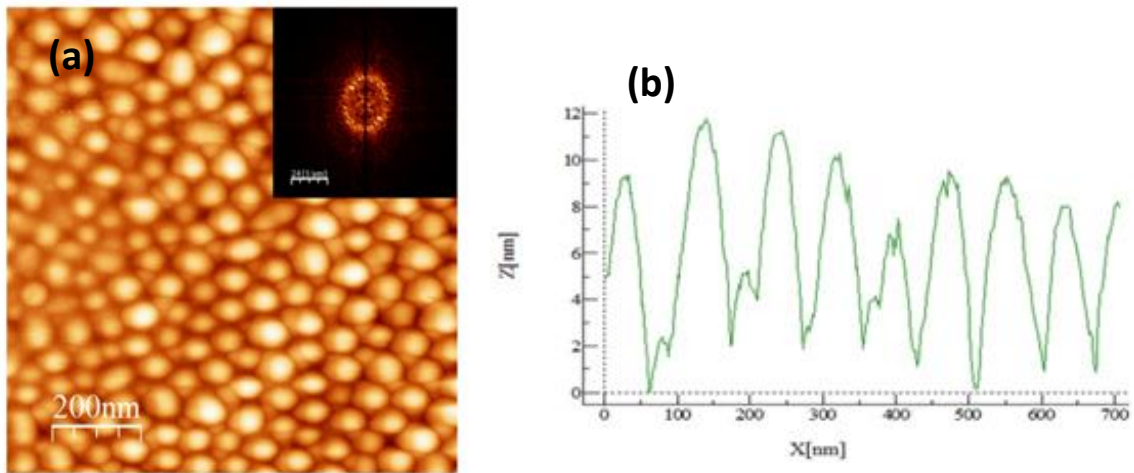


Figura 15. Imágenes de la topografía del copolímero obtenidas por AFM que muestran la formación espontánea de las micelas de PS-b-P4VP. La figura (a) incluye su transformada de Fourier en la esquina superior derecha. La inversa del radio del círculo que se forma nos indica la distancia media entre dos micelas vecinas. La figura (b) es un perfil de alturas obtenido de la imagen de AFM.

4. Exposición a vapor de tetrahidrofurano (THF) en una atmósfera saturada de THF a 23 °C durante tres horas, se espera a que se seque durante tres horas y luego se somete a vacío durante doce horas. El resultado tras este proceso es que las micelas se vuelven más homogéneas en tamaño y se ordenan en una red triangular como se puede ver en la figura 16. Esto ocurre porque el THF, al ser disolvente del copolímero aumenta su movilidad facilitando la reordenación de las micelas.

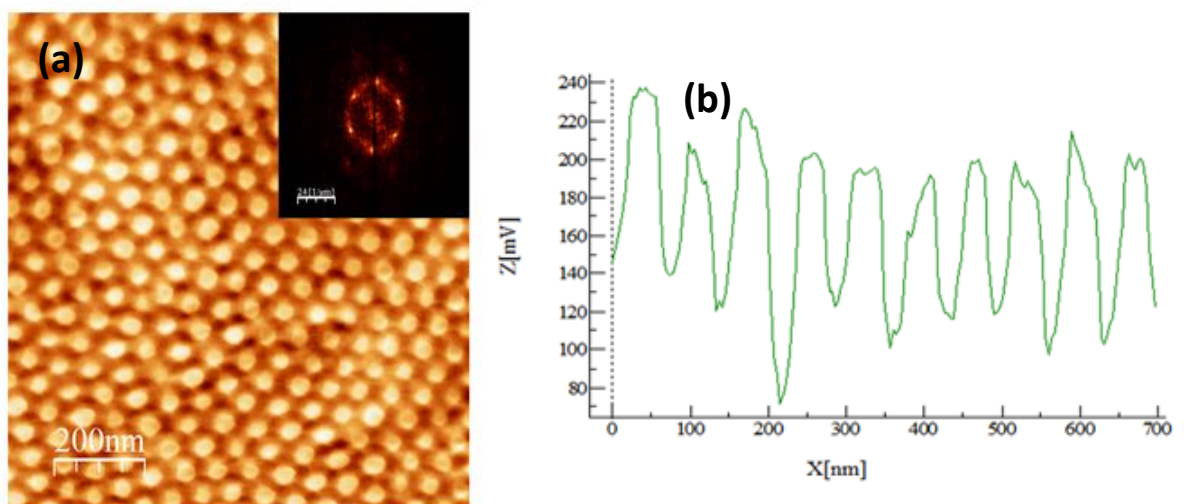


Figura 16. Imágenes de la topografía del copolímero obtenidas por AFM que muestran la ordenación de las micelas por exposición a THF. La figura (a) tiene su transformada de Fourier en la esquina superior derecha, en ella se observan los picos propios de una estructura periódica. Se puede observar el hexágono típico de una red triangular. La figura (b) es un perfil de alturas obtenido de la imagen de AFM.

5. Exposición a etanol ($\text{CH}_3\text{-CH}_2\text{-OH}$) a temperatura ambiente durante veinte minutos. Después las muestras se agitan suavemente para eliminar las gotas de etanol y se deja secar tres horas al aire y durante doce horas en vacío. El resultado de este proceso es la inversión de la estructura anterior creando una red de agujeros. El etanol es un disolvente selectivo: no afecta al PS pero si a la P4VP. El efecto sobre la P4VP es que tiende a hincharla. Por tanto la micela 'explota', creando un agujero en la posición en la que anteriormente estaba la micela⁵⁴.

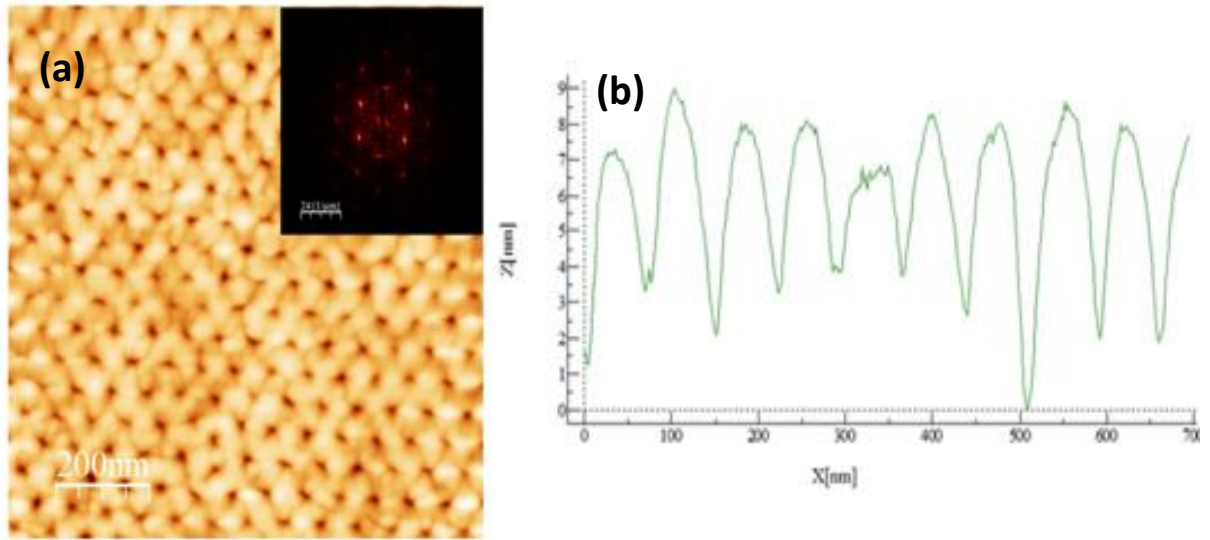


Figura 17. Imágenes de la topografía del copolímero obtenidas por AFM que muestra como cada micela se ha convertido en un agujero. La figura (a) tiene su transformada de Fourier en la esquina superior derecha. Se puede observar el hexágono típico de una red triangular mejor definida que en la figura 16 y también se aprecian con claridad los picos secundarios. La figura (b) es un perfil de alturas obtenido de la imagen de AFM.

Las características de la topografía resultante tras estos pasos (figura 17) es la siguiente:

- Distancia entre primeros vecinos: 60-80nm
- Profundidad media de los agujeros: 3nm
- Radio medio de la base del agujero: 10-20nm

2.4 Caracterización

2.4.1 Caracterización topográfica

Para caracterizar la topografía de las muestras, además del microscopio electrónico usado para realizar litografías descrito en el punto 2.3.2.2, también se ha usado un microscopio de fuerza atómica (AFM).

El AFM, para formar imágenes de la topología de una superficie, utiliza una punta lo más afilada posible (el extremo terminará en un solo átomo en el mejor de los casos) situada al final de un cantiléver. El AFM tiene que ser capaz de detectar fuerzas del orden de las fuerzas de Van der Waals. Esto es posible gracias al uso de un láser que se refleja en el fleje (cantiléver). La deflexión del cantiléver cambia el ángulo que subtiende con el haz láser. Esto provoca que cambie la trayectoria del láser y un fotodiodo capta el punto al que llega la luz. A partir del punto iluminado el software calcula la deflexión del cantiléver. De esta forma se pueden registrar cambios pequeños en la deflexión del cantiléver.

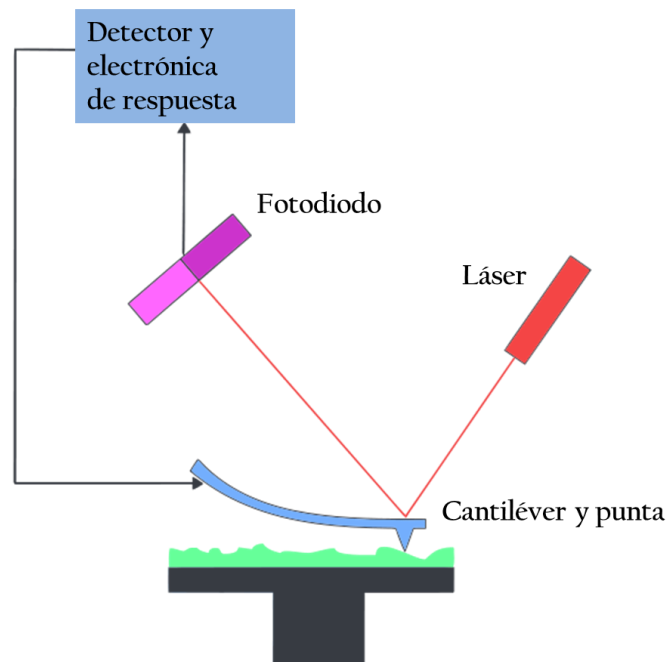


Figura 18. Esquema básico de las partes de un AFM.

El AFM puede funcionar en modo contacto o en modo dinámico. En el primer caso se arrastra la punta por la superficie y en el segundo se produce un contacto intermitente y la punta va oscilando. El modo dinámico se realiza con ayuda de un piezoeléctrico que hace oscilar al cantiléver con la frecuencia de la corriente que se hace circular por el piezoeléctrico que a su vez es la frecuencia de resonancia del cantiléver.

Además de obtener imágenes de la topografía se pueden obtener imágenes de fase. Estas imágenes informan de propiedades mecánicas de la muestra, como la elasticidad, midiendo el desfase entre la oscilación eléctrica y la del cantiléver. Las imágenes de fase de AFM en modo dinámico pueden ser interpretadas como disipación de energía debida a interacciones inelásticas punta-muestra^{56,57,58}.

2.4.2 Caracterización estructural

2.4.2.1 Rayos-X

Para determinar el espesor de una película delgada se han usado rayos-X con incidencia rasante. A continuación se muestra un ejemplo en la figura 19.

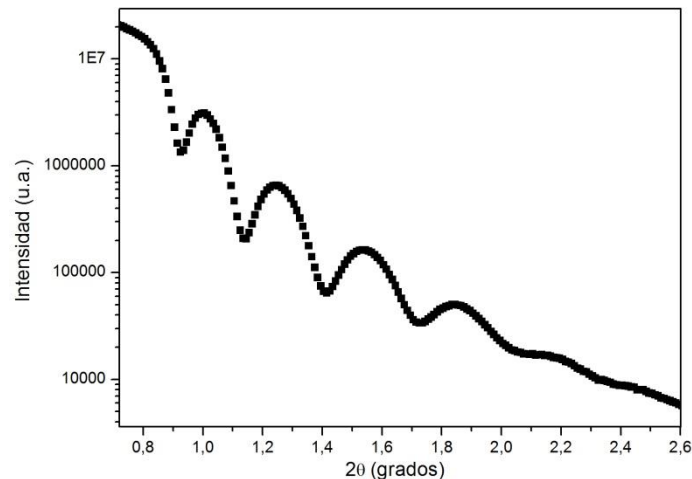


Figura 19. Difracción de rayos X en incidencia rasante para determinar el espesor de una película delgada.

Cuando el ángulo es tal que la interferencia es destructiva entre los rayos X reflejados desde la capa superior e inferior del material, aparecen mínimos en la intensidad. La

separación entre estos picos proporciona para estimar el espesor de la película crecida.

También se han usado rayos X en configuración Bragg-Brentano para determinar la cristalinidad de los materiales crecidos.

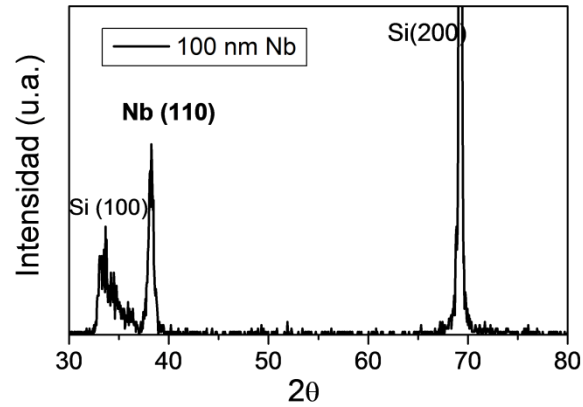


Figura 20. Difractograma de rayos X en configuración de Bragg-Brentano para una muestra de Nb.

Con este tipo de difractogramas se pueden determinar las estructuras cristalinas presentes en la muestra y además el tamaño de grano promedio con la fórmula de Scherrer.

$$L = \frac{0,94\lambda}{w \cdot \cos\theta}$$

L es el tamaño de grano, λ es la longitud de onda de los rayos X incidentes y w es la anchura a media altura en radianes del pico correspondiente al ángulo θ .

2.4.3 Medidas de transporte

Los resultados más importantes de esta tesis han sido obtenidos mediante medidas de resistencia eléctrica. Para ello se sueldan cables delgados de cobre por los que se inyectará corriente y se medirá el voltaje como se puede ver en la figura 21. Para soldar estos cables a la muestra se suele usar indio. El motivo es que este material sigue siendo maleable hasta temperaturas muy bajas, evitando una posible fragilización de los contactos. El indio tiene una temperatura de fusión de 156°C , más bajo que el del estaño (183°C). Si no se quiere calentar la muestra hasta los 156°C se pueden realizar soldaduras con tintura de plata. La tintura de plata es un líquido con partículas de plata disueltas, se aplica con un pelo fino, mojando el cable a soldar con la tintura y esperando a que el disolvente se evapore.

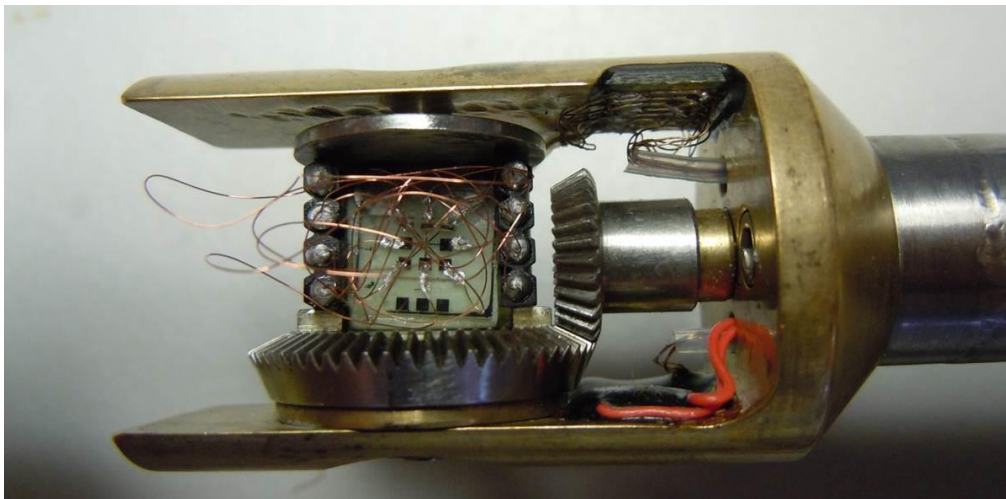


Figura 21. Extremo inferior de un portasustratos giratorio. Este portasustratos está equipado con un termómetro. Las conexiones a la muestra van por el interior de un tubo metálico hasta la parte opuesta del portasustratos.

Las medidas se llevan a cabo en un criostato como el descrito en el apartado 2.2.2 y tienen una precisión de milikelvin. Para medir la temperatura de la muestra con mayor precisión, cada portasustratos tiene su propio termómetro como se puede observar en la figura 21.

El control de la temperatura de la muestra se realiza con una fuente de calor y otra de frío: el aporte de frío se realiza dejando pasar helio a través de una válvula de aguja que se controla manualmente. El aporte de calor lo suministra una resistencia que está situada cerca de la válvula de aguja. La corriente que circula por esta resistencia es fijada por el controlador de temperatura a partir de los parámetros PID (Proporcional,

Integral y Derivativo) que se le introducen. Los parámetros PID sirven para calcular la potencia que debe ser disipada en la resistencia mediante la suma de las siguientes cantidades:

- La diferencia entre la temperatura deseada T_f y temperatura instantánea T_0 multiplicada por el parámetro P.
- La integral temporal de $(T_f - T_0)$ en un intervalo temporal Δt multiplicada por el parámetro I.
- Menos la derivada de la temperatura respecto al tiempo multiplicada por el parámetro D.

La temperatura más baja que se puede alcanzar en el criostato es 1.5 K, que es menor que la temperatura del helio líquido. Esto se consigue gracias a que el helio al pasar por la válvula experimenta una expansión que lo enfría desde los 4.22 K.

El criostato está equipado para aplicar en el espacio de la muestra un campo magnético de hasta 9 T haciendo circular a través de una bobina superconductora una corriente suministrada por una fuente de corriente. La bobina está equipada con un interruptor que consiste en una sección de cable superconductor que cortocircuita un extremo de la bobina con su opuesto. Este interruptor se puede transitar a estado normal calentándolo con una resistencia. Con el interruptor en estado superconductor la corriente que circula por la bobina se queda atrapada generando un campo constante. Si el interruptor se calienta, la corriente deja de estar atrapada y se puede variar con la fuente de corriente.

Para acelerar el proceso de medida y poder realizar medidas de mayor complejidad la mayoría de los aparatos eléctricos se controlan automáticamente desde el ordenador, que almacena los datos en archivos de texto. El lenguaje de programación que se usa para controlar los aparatos es LabVIEW. La elección de este lenguaje de programación se debe a su fácil manejo y rápida curva de aprendizaje, debido a su interfaz visual. Esta interfaz permite corregir rápidamente los errores y aprovechar partes de programas antiguos para programas nuevos de forma muy sencilla. Para medir el voltaje se han usado voltímetros con una precisión de $\sim 10^{-7} V$.



Figura 22. Aparatos usados para realizar la caracterización eléctrica de las muestras, aplicar campo a las bobinas superconductoras, medir la temperatura y el nivel de helio.

Para aplicar una densidad de corriente homogénea hace falta fabricar un puente de medida mediante litografía óptica que facilita la medida de la resistencia de una muestra. Sabiendo la longitud del puente, L , su grosor, w , y el espesor de la película, D , se obtiene fácilmente la resistividad del material midiendo su resistencia, R

$$\rho = \frac{R \cdot w \cdot D}{L}$$

Sin necesidad de definir un puente de medida se puede determinar la resistencia de una muestra mediante el método de Van der Pauw⁵⁹, según el cual la resistividad se puede determinar a partir de la ecuación implícita

$$\exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{34,12}\right) + \exp\left(-\frac{\pi d}{\rho} R_{41,23}\right) = 1$$

Donde d indica el espesor de la película, ρ es la resistividad y $R_{ij,kl}$ se define como

$$R_{ij,kl} \equiv \frac{V_l - V_k}{I_{ij}}$$

Donde I_{ij} es la corriente que va del contacto i al contacto j y $V_l - V_k$ es la diferencia de potencial entre el contacto l y el contacto k .

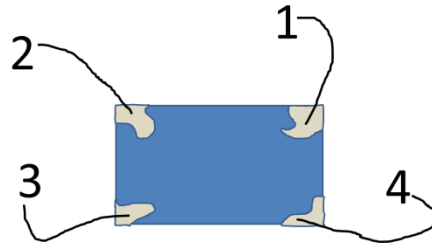


Figura 23. Boceto de los contactos soldados a la muestra.

A continuación se presentan las medidas realizadas con mayor frecuencia.

Transición resistiva: $R(T)$

Se ha obtenido información de las transiciones superconductoras midiendo la resistencia en función de la temperatura. El criterio más usado en este trabajo coincide con el criterio más usual en la literatura científica^{25,60-63} para definir la temperatura crítica; la temperatura crítica es aquella temperatura a la que el valor de la resistencia es la mitad de la resistencia en el estado normal.

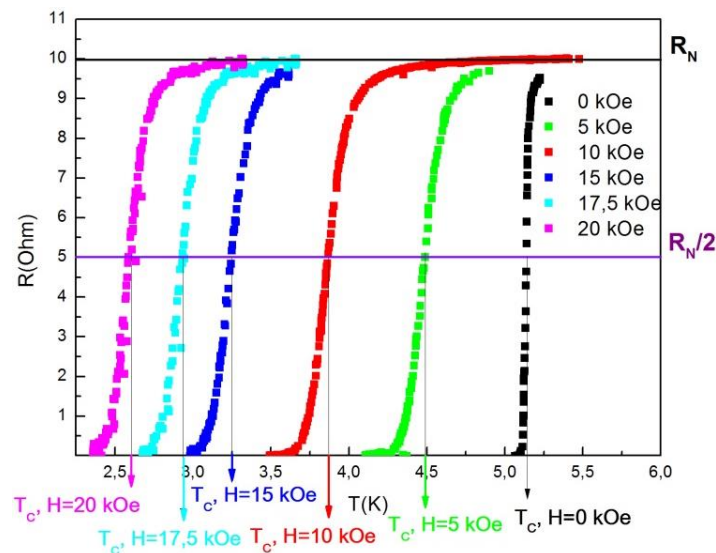


Figura 24. Medidas de resistencia de transiciones superconductoras de una película delgada (10nm) de niobio a la que se le aplican los campos magnéticos especificados en la leyenda.

Con frecuencia también se usan otros criterios de resistencia, como la resistencia que es 0.9 o 0.1 veces la resistencia en estado normal^{25,63,64}. En ocasiones también se usarán estos otros criterios en esta tesis.

Campo magnético crítico superconductor: $H_c(T)$

A partir de un conjunto de curvas $R(T)$ con H aplicado constante se puede obtener el campo crítico superconductor o diagrama de fases superconductor señalando en el plano H - T los puntos en los que se producen las transiciones. Se pueden usar diferentes criterios de resistencia: $H_{c2}(T)$ indica los puntos del plano H - T en los que la resistencia $R(H,T)$ es una cierta fracción de la resistencia en estado normal, R_N ^{25,62,64}. Los diferentes criterios en los diagramas de fase se denotarán como $H_{c2}^i(T)$, donde i indica el valor de la fracción de resistencia elegida, por ejemplo $0.9R_N$. Si no se especifica ningún valor, se considera que se está representando el criterio usual, $0.5R_N$.

Por ejemplo, de cada una de las transiciones representadas en la figura 24 se obtiene una temperatura crítica T_c para cada campo aplicado H_{c2} . Representando este par de valores en el plano H - T se obtiene la figura 25 para el criterio usual.

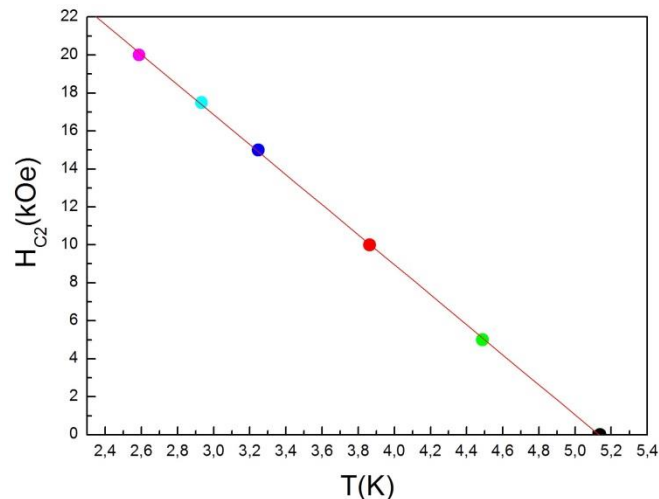


Figura 25. Campo crítico superconductor de una película de 10nm de Nb. Los colores de los puntos se corresponden con cada una de las transiciones de la figura 24.

Se observa experimentalmente la dependencia lineal que predice la teoría de Ginzburg-Landau, como se comentó en el apartado 1.2.3.

Curvas de magnetorresistencia: R(H)

Este tipo de curvas se miden dejando constante la temperatura y la corriente de medida y variando el campo aplicado. Esta es otra forma de registrar la transición superconductor a partir de la cual se puede construir $H_c(T)$.

2.4.4 Caracterización magnética

2.4.4.1 Efecto Hall extraordinario

Algunos de los ciclos de histéresis presentados en el capítulo 4. , se han medido mediante esta técnica.

El método de Van der Pauw sirve para medir efecto Hall en una muestra sin litografiar. Según este método el coeficiente Hall R_H es:

$$R_H = \frac{d}{B} \Delta R_{31,42}$$

donde $\Delta R_{31,42}$ es el incremento de resistencia medida al aplicar un campo perpendicular al sustrato introduciendo la corriente por contactos opuestos, y midiendo la diferencia de potencial entre los otros dos contactos.

En una muestra ferromagnética o con partes ferromagnéticas como algunas de las presentes en esta tesis, la resistividad Hall se puede escribir como⁶⁵: $\rho_H = R_0 B + R_e \mu_0 M$, donde B es el campo magnético, R_0 es el coeficiente Hall ordinario, μ_0 es la permeabilidad magnética del vacío, R_e es el coeficiente Hall extraordinario y M es la imanación. Por ello midiendo $\rho_H(B)$ se puede obtener fácilmente el ciclo de histéresis $M(B)$ con un campo aplicado perpendicular al sustrato.

2.4.4.2 Microscopio de fuerza magnética (MFM)

El funcionamiento de un MFM es muy similar al de un AFM pero con una punta magnética que interacciona con el campo de fugas de los dominios magnéticos. El MFM usado en la obtención de las imágenes de tesis es de la compañía Nanotec™ y está equipado con un electroimán que permite aplicar campos paralelos a la muestra de hasta 1 kOe⁶⁶.

2.4.4.3 Efecto Kerr transversal magneto-óptico (MOTKE)

Existen varios tipos de medida utilizando el efecto Kerr⁶⁷. Todas ellas registran los cambios en la polarización de un haz de luz que se refleja sobre una superficie imanada, para inferir a partir de estos cambios la imanación de la muestra.

Kerr Polar: En este caso la imanación de la muestra es perpendicular a la superficie. La luz linealmente polarizada se refleja con un cambio en el ángulo de polarización y con una elipticidad.

Kerr Longitudinal: La imanación de la muestra es paralela a la superficie y al plano de incidencia de la luz. La luz linealmente polarizada de nuevo sufre un cambio en el ángulo de polarización y además aparece una elipticidad en su polarización.

Kerr Transversal (MOTKE): La imanación de la muestra es paralela a la superficie pero perpendicular al plano de incidencia de la luz. La luz linealmente polarizada en este caso sufre un cambio en la intensidad reflejada y la fase de la componente paralela al plano de incidencia de la luz.

2.4.4.4 Magnetómetro de muestra vibrante (VSM)

El magnetómetro de muestra vibrante utiliza la inducción magnética para medir el momento magnético de una muestra. Para ello se usa una bobina que es atravesada por el flujo magnético que crea la muestra. Se introducen vibraciones a la muestra y al cambiar su posición, cambia el flujo que atraviesa la bobina y se induce en ésta una fuerza electromotriz de la misma frecuencia que la vibración de la muestra. Para

realizar medidas de la imanación de las muestras se ha usado un equipo PPMS DynaCool de Quantum Design que puede aplicar hasta 5T de campo magnético y bajar hasta temperaturas de 1,5 K. Su sensibilidad es de 10^{-7} emu.

Capítulo 3. Efecto de proximidad superconductor/superconductor

3.1 Bicapas Nb/Mo₃Si

3.1.1 Antecedentes y motivación

El efecto de proximidad superconductor-superconductor con campo aplicado ha sido descrito de forma teórica con mucho detalle por Biagi y coautores⁶⁸ y Takahashi y Tachiki⁶⁹, quienes han estudiado el diagrama de fases de un sistema de multicapas infinito. Para calcular el diagrama de fases de bicapas o multicapas también se pueden usar otros modelos de menor complejidad⁷⁰ obtenidos a partir de las ecuaciones de Usadel⁷¹. Todos estos estudios teóricos tienen ciertas divergencias con los experimentos reales y con frecuencia hace falta introducir parámetros libres extra para ajustar la teoría al experimento^{72,73}.

En este capítulo se usarán como modelos teóricos los artículos de Biagi y coautores⁶⁸ y de Takahashi y Tachiki⁶⁹. Lo primero que hay que comentar es que estos artículos describen multicapas infinitas mientras que las muestras que aquí se presentan son bicapas. A pesar de ello, los dos sistemas son similares por las siguientes propiedades:

En los marcos teóricos de los que parten estas teorías^{7,71} (ver introducción), las condiciones de contorno superconductor-aislante o superconductor-vacío se obtienen imponiendo que la corriente neta de portadores de carga a través de la superficie sea cero. En el caso de una multicapa con campo perpendicular, si se traza un plano paralelo a las capas que pase por la mitad de una de ellas, la corriente neta también es cero por simetría debido a que la multicapa infinita es invariante a una inversión respecto a ese plano. Por tanto, una bicapa de dos materiales de espesor d_A y d_B se puede considerar equivalente a una multicapa infinita de espesores $2d_A$ y $2d_B$ ya que las condiciones de contorno que se imponen son las mismas⁷⁴. Sin embargo, no se puede establecer un paralelismo entre la bicapa y la multicapa si el campo magnético se aplica paralelamente al sustrato. En este caso la distribución de campo no tendrá en general el plano de simetría anteriormente relatado y será necesario cambiar la teoría para aplicarla al caso de una bicapa.

Hasta la fecha solamente se han realizado estudios teóricos sobre el efecto de proximidad superconductor en un sistema formado por dos materiales superconductores, a y b , con temperaturas críticas $T_{Ca} < T_{Cb}$, y cuyos campos críticos cumplan que $H_{Ca}(T = 0) < H_{Cb}(T = 0)$ ⁶⁸, o de un sistema formado por dos materiales cuyas T_C sean casi iguales pero cuyas constantes de difusión sean diferentes⁶⁹ $D_a \neq D_b$ y por tanto también sus campos críticos lo son $H_{Ca}(T = 0) \neq H_{Cb}(T = 0)$. En estos dos casos aparece un cambio de comportamiento cuando el material que juega el papel de metal normal y el material que juega el papel de superconductor intercambian sus papeles.

Los materiales Mo_3Si y Nb son óptimos para estudiar el efecto de proximidad superconductor debido a las siguientes propiedades. Cuando las dimensiones de estos materiales es mayor que la longitud coherente, cumplen $T_{C\text{MoSi}} < T_{CNb}$ pero $H_{C\text{MoSi}}(T = 0) > H_{CNb}(T = 0)$ como se muestra en la figura 26. La T_C de las películas de Mo_3Si de 100 nm de espesor, crecidas en el laboratorio, tienen una temperatura crítica de en torno a 7K. La temperatura crítica del Nb se puede variar cambiando el espesor de este⁷⁵⁻⁷⁷. Por tanto el Nb se puede crecer con una T_C superior a 7K, inferior, o muy parecida.

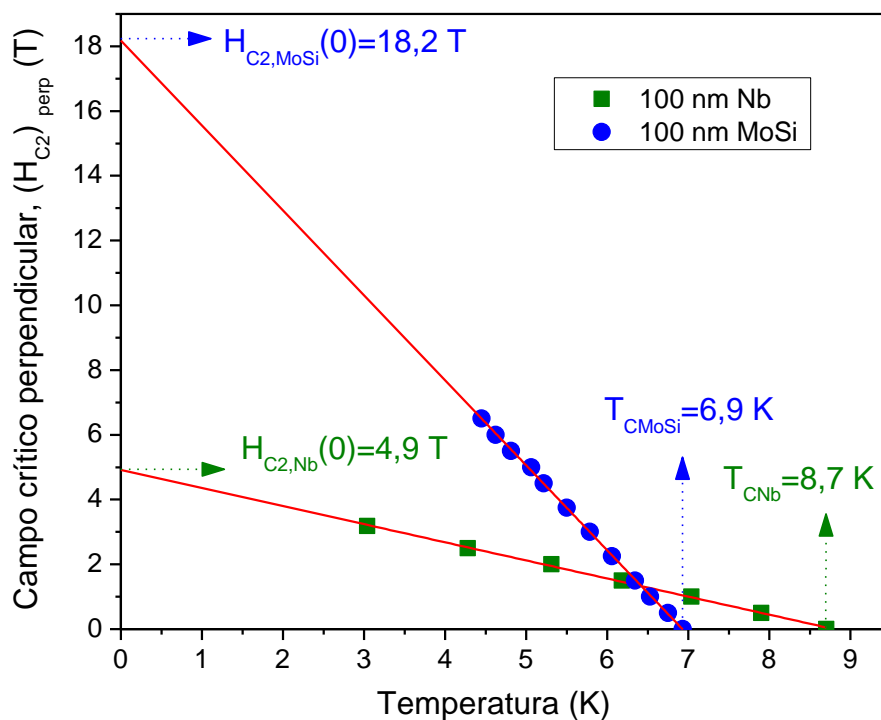


Figura 26. Diagrama de fases superconductor de dos películas delgadas con el campo aplicado perpendicularmente. Los puntos azules representan el campo crítico superior de una película de 100 nm de Mo_3Si . Los cuadrados verdes representan el campo crítico superconductor de una película de 100 nm de Nb.

En la figura 26 se muestran los diagramas de fase de dos películas delgadas de 100 nm, una de Nb y otra de Mo₃Si, con el campo aplicado perpendicularmente.

Debido al carácter amorfo del Mo₃Si, su recorrido libre medio es pequeño en comparación con el del Nb. Esto hace que su longitud coherente a temperatura cero sea menor a pesar de tener una menor temperatura crítica y por tanto mayor ξ_0 , ya que $\xi(T = 0) = 0.855\sqrt{\xi_0 l}$ por estar el Mo₃Si en el límite sucio. Como se observa en la figura 26 esto provoca que los campos críticos superconductores de estos dos materiales se crucen.

La figura 26 se puede dividir en cuatro regiones en las que analizar el efecto de proximidad. La región de campos y temperaturas en la que los dos materiales son superconductores, la región en la que solo es superconductor el Mo₃Si, la región en la que solo es superconductor el Nb, y la región en la que ninguno de los dos materiales es superconductor.

3.1.2 Fabricación y caracterización

3.1.2.1 Películas de Mo₃Si

El Mo₃Si en estado cristalino presenta una fase cúbica A15. La temperatura crítica del Mo₃Si cristalino⁷⁸ es 1.3 K. En cambio cuando el Mo₃Si se encuentra en estado amorfo su temperatura crítica aumenta⁷⁹ hasta los 7.9 K.

El teorema de Anderson⁸⁰ estudia el cambio en la temperatura crítica de un material al aumentar su desorden o concentración de impurezas. Para ello se apoya en la dependencia de la temperatura crítica con la interacción efectiva electrón- electrón mediada por fonones (V) y en la densidad de estados electrónicos en la energía de Fermi ($N(0)$).

$$T_C = 1.14 \frac{\hbar\omega_D}{k_B} e^{\frac{-1}{N(0)\cdot V}}$$

Donde ω_D es la frecuencia de Debye y k_B es la constante de Boltzmann. Anderson describe cómo para una concentración baja de impurezas, la temperatura crítica varía linealmente con dicha concentración⁸⁰. Para una concentración de impurezas más alta, la temperatura crítica tiene variaciones pequeñas. Estas variaciones en la temperatura

son debidas a que la densidad de estados electrónica del material se suaviza, los picos en la densidad electrónica se hacen más anchos y la interacción efectiva electrón-electrón cambia, promediándose y haciéndose más independiente del momento de los electrones.

Como se puede observar en la figura tres de la referencia [81], la densidad de estados electrónica en la energía de Fermi presenta un mínimo. Esta podría ser la causa de que la temperatura crítica aumente en el Mo_3Si en el estado amorfo con respecto a la que presenta en estado cristalino. Al aumentar el desorden, aumenta la anchura de los máximos de densidad de estados que hay a las energías adyacentes a la energía de Fermi, aumentando por tanto el número de portadores en la energía de Fermi. Esta hipótesis se refuerza en la referencia [79], donde se ha obtenido una densidad electrónica muy alta para el Mo_3Si amorfo ($n = 3 \cdot 10^{29} \text{m}^{-3}$), mediante medidas de resistencia y de efecto Hall⁷⁹.

En nuestro laboratorio, el Mo_3Si se ha crecido mediante co-sputtering utilizando dos blancos, de molibdeno y de silicio, con una presión de argón de 8 mtorr, una potencia de 80 W en el magnetrón de molibdeno y 40 W en el magnetrón de silicio.

En la figura 27 se muestra el difractograma de rayos X de una película delgada de Mo_3Si . El único pico que aparecen corresponden al sustrato de silicio y a bajos ángulos se observa el halo característico que indica que la aleación de Mo_3Si se encuentra en estado amorfo.

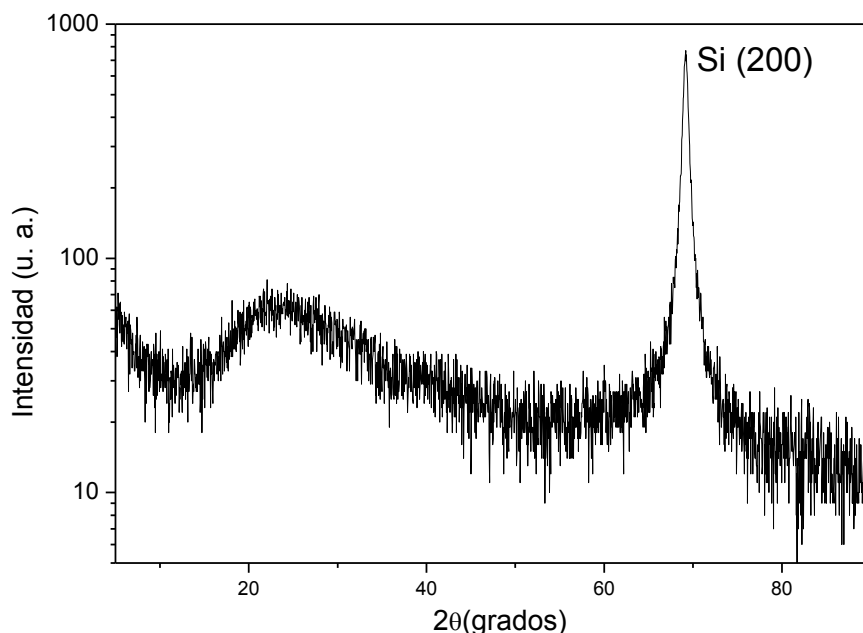


Figura 27. Difractograma de rayos X de una película de 100 nm de una aleación de Mo_3Si crecida sobre un sustrato de silicio.

El recorrido libre medio de los electrones en el Mo_3Si es muy pequeño debido a su estado amorfo. Los materiales amorfos tienen un recorrido libre medio muy cercano al

límite de Ioffe-Regel⁸². Este límite indica que el recorrido libre medio mínimo de un material es del orden de la distancia interatómica. En la referencia [79], se obtiene para el Mo₃Si amorfo un recorrido libre medio de 2 Å, compatible con este límite. La resistividad de la película de 100 nm de Mo₃Si es muy elevada, 160 μΩ·cm, congruente con el estado amorfo que presentan.

3.1.2.2 Películas de niobio

El niobio cristaliza en la fase cúbica centrada en el cuerpo y tiene la temperatura crítica más alta de entre los superconductores de un solo elemento, 9.2 K. Esta alta temperatura crítica está motivada en parte porque la energía de Fermi coincide con un máximo en la densidad de estados electrónicos. Por ello este material tiene el comportamiento contrario al del Mo₃Si: al aumentar el desorden la temperatura del Nb decrece de forma especialmente fuerte⁷⁵⁻⁷⁷.

Para este estudio, el Nb se crece por sputtering con una presión de argón de 10 mtorr y una potencia de 75 W. Se ha usado el sputtering Microscience descrito en el capítulo de técnicas experimentales. La figura 28 muestra un difractograma de rayos X de una película de Nb de 100 nm crecida sobre un sustrato de silicio. Además de los picos correspondientes al silicio aparece un pico correspondiente al Nb que está texturado en la dirección 110.

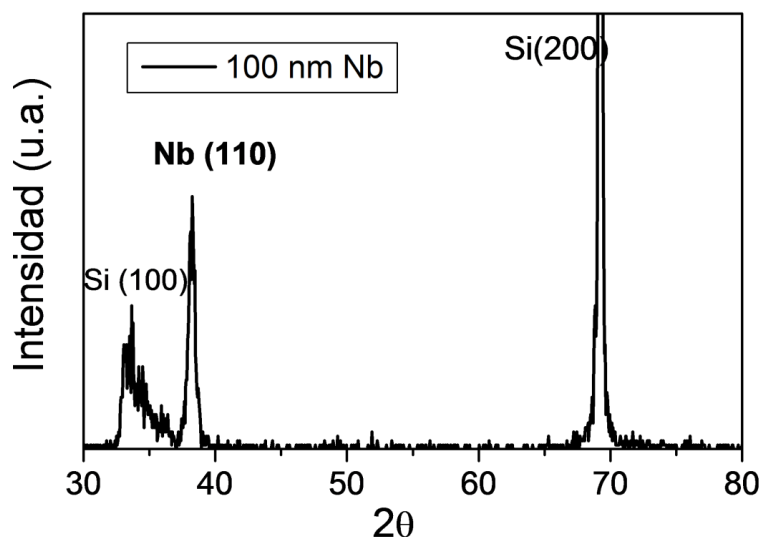


Figura 28. Difractograma de rayos X de una película de 100 nm de Nb crecida sobre un sustrato de silicio. Además de los picos correspondientes al sustrato de silicio aparece un pico correspondiente a la película de Nb.

Aplicando la fórmula de Scherrer (apartado 2.4.2), al pico del Nb se puede estimar que el tamaño de grano de una película de 100nm de Nb es del orden de 10nm.

3.1.2.3 Bicapas Mo₃Si / Nb

Las bicapas se han crecido por el siguiente procedimiento. Primero se crecen sobre sustratos de silicio, en el mismo proceso de sputtering, varias muestras de Mo₃Si. Luego, se sacan del sputtering y uno de los sustratos sirve como muestra patrón de Mo₃Si. A continuación se vuelve a introducir en el sputtering una muestra de Mo₃Si junto con un sustrato de silicio y se crece sobre éstos una película de Nb. De esta forma, para cada bicapa crecida tendremos dos películas de referencia, una de Mo₃Si y otra de Nb, obtenidas en las mismas condiciones que la bicapa. Se han crecido y caracterizado dos bicapas con diferentes espesores de Nb (10 y 25 nm) manteniendo constante el espesor de Mo₃Si en ambas (100 nm).

En las cuatro esquinas de las muestras se sueldan hilos de cobre para realizar medidas de resistencia. Estas soldaduras se realizan con indio. Las medidas de resistividad se han realizado por el método de Van der Pauw⁵⁹. Las resistividades de las diferentes muestras están recogidas en unidades de μΩ·cm en la tabla 2. También se han calculado las resistividades de las bicapas a partir de las resistividades de las películas de Nb y de Mo₃Si considerándolas dos resistencias en paralelo, es decir:

$$\rho_{Bicapa} = \frac{\rho_{Nb}\rho_{MoSi}(d_{MoSi}+d_{Nb})}{\rho_{Nb}d_{MoSi}+\rho_{MoSi}d_{Nb}}$$

donde ρ_i y d_i son la resistividad y el espesor de la capa i .

Tabla 2. Resistividad, ρ , de las muestras (μΩ·cm)

Espesor de Nb	ρ en la película de Nb	ρ calculada en la bicapa	ρ experimental en la bicapa
10 nm	45	130	151
25 nm	33	90	93

La resistividad medida en la bicapa es mayor de lo que cabría esperar según los cálculos, sobre todo cuanto más pequeño sea el espesor de Nb. Esto apunta a que el crecimiento del Nb sobre el Mo₃Si en vez de sobre el sustrato de silicio, produce en el

Nb mayores tensiones o incluso un menor tamaño de grano, que hace que su resistividad aumente.

En la figura 29 se muestra la resistencia normalizada a la resistencia en el estado normal (R/R_N) frente a temperatura. Las tres transiciones representadas en cada gráfica corresponden a una película de 100 nm de Mo_3Si , a una película de Nb de espesor 10 nm ó 25 nm, y la tercera transición es la de la bicapa formada por estas dos películas de Nb crecidas sobre el Mo_3Si .

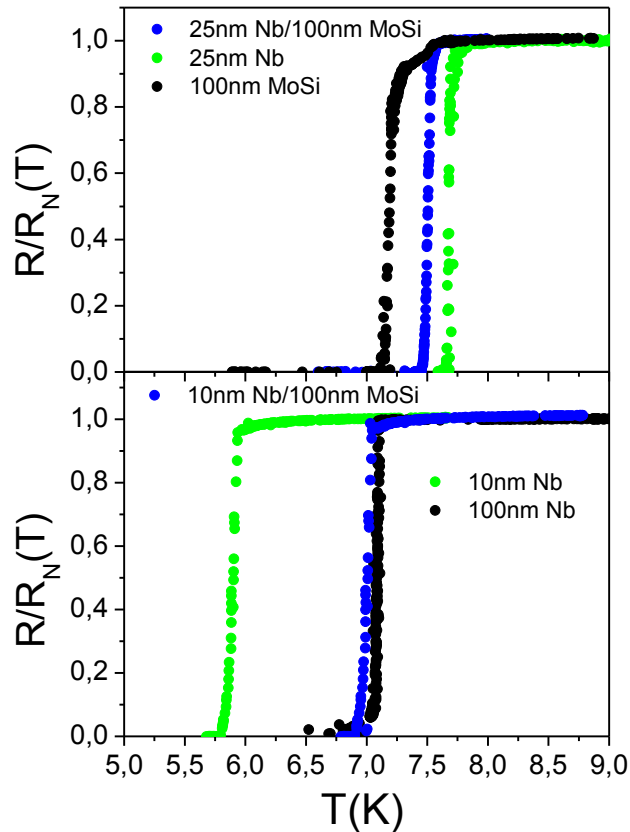


Figura 29. Transiciones $R(T)$ superconductoras normalizadas de dos bicapas de Nb/ Mo_3Si y de sus películas delgadas constituyentes aisladas.

Como se puede observar en la figura 29, la temperatura crítica de cada bicapa está entre las temperaturas críticas de las películas que la constituyen. Esto es lo esperable según la teoría de Werthamer¹⁴.

Para conocer exactamente la temperatura crítica que según la teoría de Werthamer ha de tener la bicapa hace falta introducir en sus ecuaciones la constante de difusión de cada capa, y su temperatura crítica. Se considerará para el Mo_3Si el valor de coeficiente de difusión dado en la literatura⁷⁹, y para el Nb se ha utilizado $D = l \cdot v_F/3$, considerando la velocidad de Fermi⁸³ $v_F = 6 \cdot 10^5 \text{m/s}$, el recorrido libre

medio derivado de la siguiente relación⁸³ $\rho l = 3.72 \cdot 10^{-6} \mu\Omega \cdot cm$ y del valor de resistividad dado en la tabla 2.

Según la teoría de Werthamer resumida en el apartado 1.2.1:

$$\begin{aligned}\chi(\xi_S^2 q_S^2) &= \ln\left(\frac{T_{CS}}{T_C}\right) \\ -\chi(-\xi_N^2 q_N^2) &= \ln\left(\frac{T_C}{T_{CN}}\right) \\ q_S \tan(q_S d_S) &= q_N \tanh(q_N d_N)\end{aligned}$$

Donde S indica el material de la bicapa con mayor temperatura crítica (Mo_3Si o Nb), y N indica el material de la misma con menor temperatura crítica.

Se usan las siguientes condiciones de contorno para la intercara Nb/ Mo_3Si :

$$\begin{aligned}\frac{\Delta_N(x_0)}{V_N} &= \frac{\Delta_S(x_0)}{V_S} \\ \frac{1}{\Delta} \frac{d\Delta}{dx} \Big|_N &= \frac{1}{\Delta} \frac{d\Delta}{dx} \Big|_S\end{aligned}$$

Y la siguiente condición de contorno para la intercara Nb/aislante y Mo_3Si /aislante.

$$\frac{d\Delta}{dx} = 0$$

Donde la zanja de energía superconductor se escribe como:

$$\begin{aligned}\Delta &\propto \exp(\pm i q_S x), & 0 < x < d_S \\ \Delta &\propto \exp(\pm q_N x), & -d_N < x < 0\end{aligned}$$

El resultado de las temperaturas críticas que se obtienen con éste cálculo se muestra en la tabla 3. Las ecuaciones de Werthamer se pueden utilizar con las condiciones de contorno modificadas por de Gennes⁷, y el resultado se muestra en la última columna de la tabla 3. En la misma tabla, entre paréntesis, se detalla el porcentaje de error relativo, $Er = \Delta T / T_{C,EXP} \cdot 100$, de cada bicapa para las dos diferentes condiciones de contorno.

Tabla 3. Temperaturas críticas experimentales y teóricas. Los valores teóricos están acompañados del error relativo.

Bicapa	T_{C, EXP} película de Nb	T_{C, EXP} película de Mo₃Si	T_{C, EXP} bicapa	T_C bicapa (Werthamer)	T_C bicapa (de Gennes)
10nm Nb /100nm MoSi	5.90	7.08	7.01	7,07 (0.86%)	7.07 (4.1%)
25 nm Nb /100nm MoSi	7.68	7.19	7.51	7.20 (0.86%)	7.27 (3.2%)

Las temperaturas críticas de las bicapas calculada según las ecuaciones de Werthamer, para las dos condiciones de contorno, arrojan valores intermedios entre la temperatura crítica de las películas de referencia de Nb y de Mo₃Si. Esto es lo esperable y es lo que se observa en los valores experimentales medidos.

3.1.3 Diagramas de fases

En la figura 30 se muestran los diagramas de fase de las bicapas para dos diferentes direcciones del campo aplicado, de forma perpendicular o paralela al sustrato. Estos diagramas de fases se han construido tal como se explica en el apartado 2.4.3.

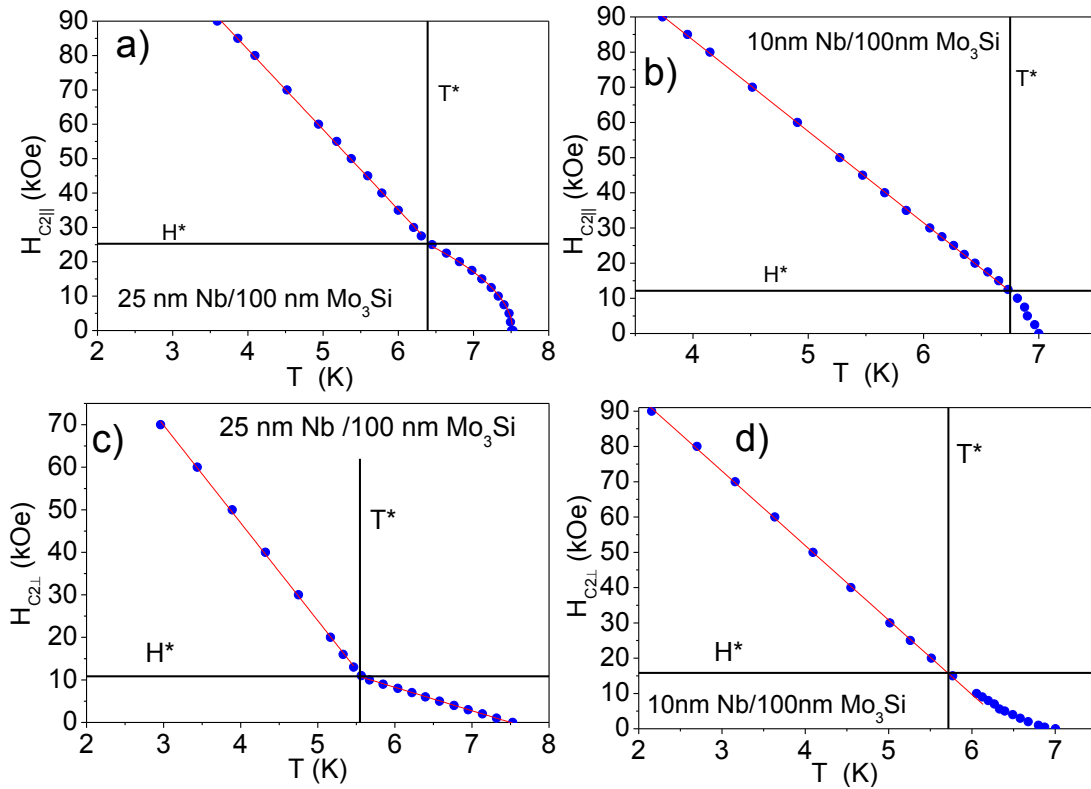


Figura 30. Diagramas de fase superconductores de las muestras 25 nm Nb/100 nm Mo₃Si (a) y (c), y 10 nm Nb/100 nm Mo₃Si (b) y (d). El campo aplicado es paralelo al sustrato en las figuras (a) y (b), y es perpendicular al sustrato en las figuras (c) y (d). Las líneas negras indican el campo H^* y temperatura T^* para los que el diagrama de fases cambia su pendiente. Las líneas rojas son ajustes lineales correspondientes al régimen 3D o ajustes $H_{c2} \sim (1 - T/T_C)^{1/2}$ correspondientes al régimen 2D.

Los campos críticos superconductores en función de la temperatura presentan dos regiones de pendientes diferentes. Los puntos (T^* , H^*) que separan estas dos regiones diferentes se presentan en la tabla 4.

Tabla 4. Temperaturas críticas teóricas y experimentales

Espesor de Nb	10 nm	25 nm
$(T^*(K), H_{c2\parallel}(kOe))$	(6.75 , 12.1)	(6.39 , 25.3)
$(T^*(K), H_{c2\perp}(kOe))$	(5.72 , 15.8)	(5.55 , 10.1)

Se observa que T^* es mayor en el caso paralelo que en el caso perpendicular. Además T^* se hace menor al aumentar el espesor de Nb.

Los diagramas de fase en las bicapas con 10 nm de Nb y 25 nm de Nb presentan, para temperaturas $T > T^*$ y campos $H < H^*$, el comportamiento típico del régimen 2D descrito en el apartado 1.2.3. A temperaturas por debajo de T^* , el comportamiento pasa a ser lineal (3D).

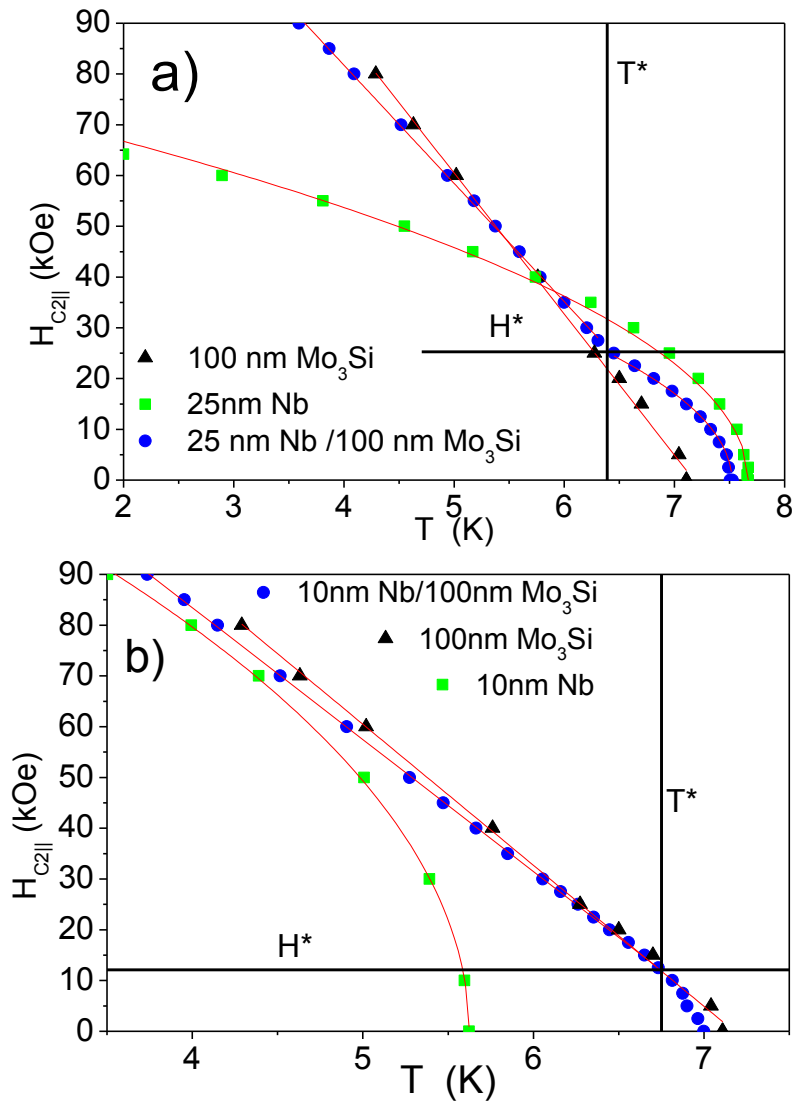


Figura 31. Campos críticos superconductores paralelos en función de la temperatura. a) Bicapa Nb (25 nm) / Mo₃Si (100 nm). b) Bicapa Nb (10 nm) / Mo₃Si (100 nm). Junto a ellos se presentan los campos críticos superconductores de las películas que los forman. Las líneas rojas son ajustes lineales correspondientes al régimen 3D o ajustes $H_{c2} \sim (1 - T/T_C)^{1/2}$ correspondientes al régimen 2D.

En la muestra 25 nm Nb / 100 nm Mo₃Si (figura 30 (a)), para $H < H^*$, el Nb tiene mayor temperatura crítica que el Mo₃Si. Por ello la bicapa tendrá un comportamiento similar

a la película de Nb como se puede ver en la figura 31 (a). En dicha figura se compara el diagrama de fases con el campo paralelo de las bicapas con el de sus películas constituyentes. La película de Nb presenta en el diagrama de fases un régimen 2D debido a que tiene un espesor menor que su longitud coherente. Por ello, este régimen 2D también se observa en la bicapa para $H < H^*$ (o $T > T^*$).

También hay un pequeño rango con comportamiento 2D en la muestra 10nm Nb / 100nm Mo_3Si , al aplicar el campo de forma paralela al sustrato (figura 30 (b)). Esto ocurre a pesar de que la película de Nb permanece en estado normal en el intervalo de temperaturas $T > T^*$ (figura 31).

Este comportamiento 2D en la muestra 10nm Nb / 100nm Mo_3Si se puede entender como una depresión de la temperatura crítica que se va haciendo menor al disminuir la temperatura hasta alcanzar el comportamiento lineal 3D cuando el diagrama de fases de la bicapa coincide con el de la película de Mo_3Si . Esto se debe a que al aplicar un campo paralelo al sustrato, la superconductividad nucleará preferentemente en la superficie de Mo_3Si que no está en contacto con el Nb ya que el Nb está en estado normal. Al disminuir la temperatura, la longitud coherente disminuye, y por tanto, la extensión de la bicapa donde la superconductividad de superficie está presente también disminuye ya que, como se comentó en el capítulo 1.2.3, la superconductividad de superficie se extiende a una región de espesor del orden de la longitud coherente. En la figura 32 (b) se presenta un dibujo de esta situación. De esta forma la densidad de pares de Cooper que llegan al Nb irá disminuyendo hasta que el diagrama de fases de la bicapa coincida con el diagrama de fases de la película de Mo_3Si , como se observa en la figura 31 (b). Este mismo proceso en el que la superconductividad no se extiende hasta la película de Nb al localizarse en la superficie opuesta, ocurre en la muestra 25 nm Nb / 100 nm Mo_3Si , y por ello, en la temperatura para la que el Mo_3Si es superconductor a $T < T^*$ y campos aplicados mayores que el $H_{C2}(T)$ de la película de Nb, el diagrama de fases de la película de Mo_3Si coincide con el diagrama de fases de la bicapa como se puede observar en la figura 31 (a).

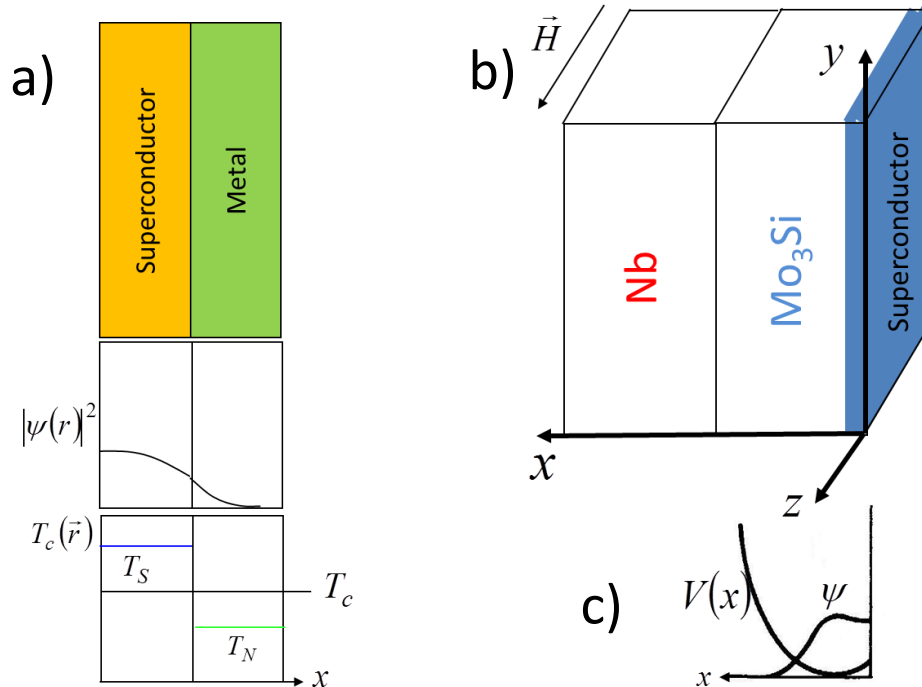


Figura 32. (a) Esquema del efecto de proximidad entre un superconductor y un metal normal. La densidad de pares de Cooper disminuye progresivamente al acercarse al metal normal y alejarse del superconductor. La temperatura crítica de la bicapa se encuentra entre las temperaturas críticas de sus constituyentes. (b) Esquema de la superconductividad de superficie nucleada en el Mo_3Si , en la cara opuesta a la película de Nb. (c) Esquema de la función de onda superconductora confinada por el pseudopotencial de la ecuación de Ginzburg-Landau linealizada.

Los campos críticos perpendiculares al sustrato, $H_{C2\perp}(T)$, se muestran en la figura 33. En esta configuración, la curvatura positiva del diagrama de fases de la bicapa 10 nm Nb / 100nm Mo_3Si (figura 33 (b)) ha sido explicada anteriormente⁸⁴, y se debe al pequeño espesor de la película de Nb.

El diagrama de fases de la bicapa mostrado en la figura 33 (a), está formado por dos líneas rectas. La recta con mayor pendiente corresponde al caso en el que el Mo_3Si es el material superconductor y el Nb es el metal normal, y la recta con menor pendiente coincide con el diagrama de fases de la película de Nb.

Por tanto, en la muestra 25nm Nb/100nm Mo_3Si , las temperaturas y campos T^* y H^* indican el punto a partir del cual cambia el material que juega el papel predominante en la superconductividad de la bicapa. A temperaturas $T > T^*$ y campos $H < H^*$ el superconductor es el Nb. En el caso contrario el Mo_3Si es el superconductor. Esto se ve más claramente en la figura 31 y la figura 33, donde se comparan las bicapas y las películas delgadas.

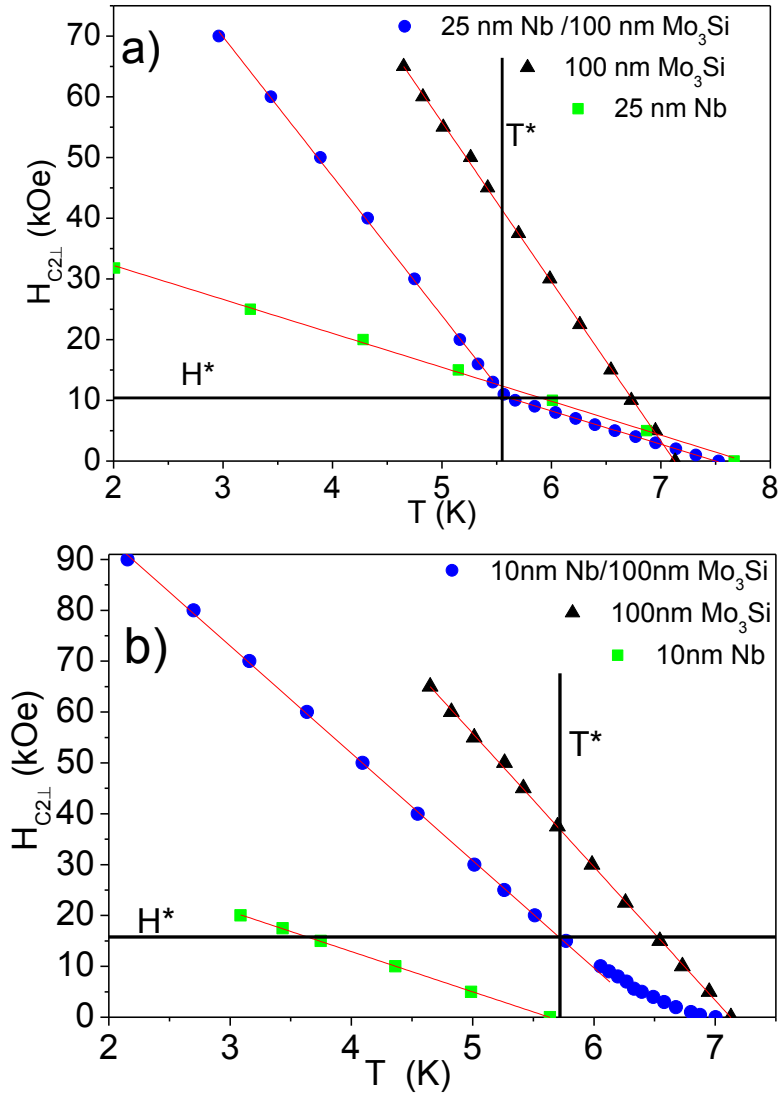


Figura 33. Campos críticos superconductores perpendiculares en función de la temperatura. a) Bicapa Nb (25 nm) / Mo_3Si (100 nm). b) Bicapa Nb (10 nm) / Mo_3Si (100 nm). Junto a ellos se presentan los campos críticos superconductores de las películas que los forman. Las líneas rojas son ajustes lineales correspondientes al régimen 3D o ajustes $H_{C2} \sim (1 - T/T_C)^{1/2}$ correspondientes al régimen 2D.

Cuando el campo se aplica perpendicularmente al sustrato, las diferencias entre el diagrama de fases de la bicapa y del Mo_3Si se acentúan más, separándose estas dos curvas en más de 1 K para $H > H^*$. Esto resulta llamativo, ya que la capa de Mo_3Si tiene un espesor grande, de 100 nm, comparado con su longitud coherente. Tomando los datos de Mo_3Si dados en el apartado 3.1.2.1 de la velocidad de Fermi y recorrido libre medio, se obtiene una longitud coherente para el efecto de proximidad:

$$\xi_S = \sqrt{\frac{\hbar D}{2\pi k_B T_C}} = 6,6 \text{ nm}$$

Esta longitud, ξ_S , da un orden de magnitud del espesor de la película de Mo_3Si que por efecto de proximidad con un metal normal pierde sus propiedades superconductoras por ruptura de los pares de Cooper. El espesor de la película de Mo_3Si , 100 nm, es bastante menor que ξ_S , por lo que se esperaría que el diagrama de fases de la bicapa no fuera muy diferente al que presenta la película de Mo_3Si .

Sin embargo cuando el campo se aplica paralelamente al sustrato, la curva de campo crítico de la bicapa se asemeja en gran medida a la curva de campo crítico de la película de Mo_3Si para $H > H^*$ (figura 31). En esta configuración de campo, el Nb produce en el Mo_3Si una reducción de temperatura crítica menor que 0.3 K. Esto se debe a que cuando el campo se aplica de forma paralela al sustrato, como se ha comentado anteriormente aparece superconductividad de superficie en la superficie del Mo_3Si opuesta al Nb. De esta forma, al disminuir la temperatura, la longitud coherente disminuye, y la función de onda superconductora se hace cero antes de llegar a la capa de Nb (ver figura 32). Por ello, en esta configuración de campo el efecto de proximidad entre el Nb y el Mo_3Si deprime la temperatura crítica de este último de forma muy suave.

A continuación, en la figura 34 y en la figura 35 se muestra la anchura de las transiciones en función de la temperatura para las bicapas estudiadas.

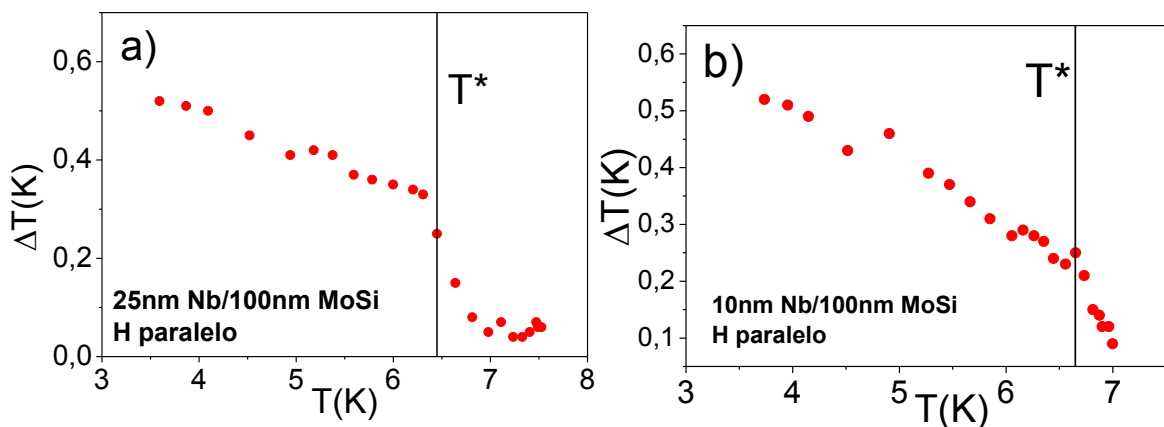


Figura 34. Anchura de las transiciones superconductoras $R(T)$ para las bicapas (a) Nb (25 nm) / Mo_3Si (100 nm) y (b) Nb (10 nm) / Mo_3Si (100 nm). El campo se ha aplicado de forma perpendicular al sustrato. La línea negra horizontal marca la temperatura T^* en la que se produce un cambio de tendencia de las curvas $H_{c2}(T)$.

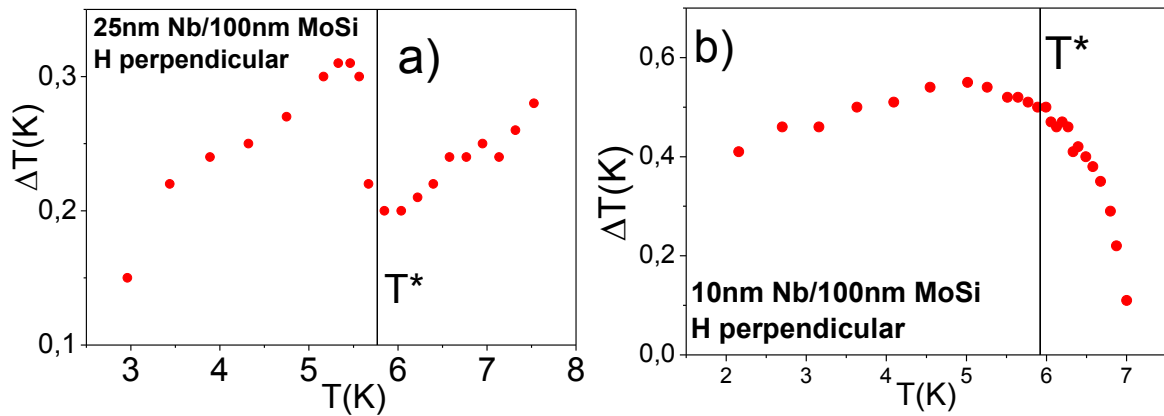


Figura 35. Anchura de las transiciones superconductoras $R(T)$ para las bicapas Nb (25 nm) / Mo_3Si (100 nm) (a) y Nb (10 nm) / Mo_3Si (100 nm) (b). El campo se ha aplicado de forma paralela al sustrato. La línea negra horizontal marca la temperatura T^* en la que se produce un cambio de tendencia de las curvas $H_{c2}(T)$.

En estas figuras se observa una clara diferencia entre la muestra Nb(25 nm)/ Mo_3Si (100 nm) y Nb(10 nm)/ Mo_3Si (100 nm). En ambas muestras, la línea vertical negra que marca el cambio de tendencia en el diagrama de fases (T^*), también marca un cambio en la anchura de las transiciones $R(T)$ que en el caso de la muestra Nb(25 nm)/ Mo_3Si (100 nm), es más abrupta. En esta película, el cambio de tendencia coincide con un cambio en el material que juega un papel predominante en la superconductividad de la bicapa, y por tanto existe un cambio en la posición de las zonas superconductoras. Esto podría explicar que estos cambios sean más abruptos que los de la muestra Nb(10 nm)/ Mo_3Si (100 nm). A bajos campos el máximo en la densidad de pares de Cooper se sitúa en el Nb, y a altos campos se sitúa en el Mo_3Si . En cambio, en la muestra Nb(10 nm)/ Mo_3Si (100 nm), este cambio en anchura ocurre de forma gradual debido a que la superconductividad siempre nuclea sobre el Mo_3Si y la distribución de pares de Cooper no cambia de forma abrupta.

Por tanto, a partir de medidas de resistencia se puede detectar la naturaleza de los cambios en la función de onda que provocan un cambio de pendiente en el diagrama de fases superconductor.

3.1.4 Conclusiones

En este capítulo se han fabricado bicapas de Nb/Mo₃Si para estudiar el efecto de proximidad superconductor-superconductor entre estos dos materiales variando el espesor de la capa de Nb. La elección de estos dos materiales permite estudiar dos superconductores con temperaturas críticas cercanas pero longitudes coherentes de Ginzburg-Landau muy diferentes. Se han caracterizado las películas que forman estas bicapas y se ha discutido el origen de sus propiedades superconductoras. Entre los resultados más importantes de este capítulo se señalan las siguientes:

- El Mo₃Si es un material cuyas propiedades superconductoras mejoran al fabricarlo amorfo. Especialmente su campo crítico, debido a la disminución del recorrido libre medio, y por ende, de la longitud coherente de Ginzburg-Landau.
- Se han conseguido crecer películas de Nb superconductoras sobre Mo₃Si amorfo con una temperatura crítica similar a la que se obtiene al crecer películas de Nb sobre sustratos de silicio.
- Se han estudiado las temperaturas críticas de estas bicapas según las ecuaciones de Werthamer comparando los resultados de usar dos diferentes condiciones de contorno.
- Para el rango de campos en los que el Mo₃Si tiene mayor temperatura crítica que el Nb, cuando se aplica el campo perpendicularmente al sustrato, se observa una disminución de la temperatura crítica en el Mo₃Si de la bicapa considerable, de 1 K. Sin embargo, cuando el campo se aplica paralelamente al sustrato, la disminución de la temperatura crítica de la bicapa respecto de la película de Mo₃Si es menor que 0.3 K. Esto se ha identificado como un efecto de la superconductividad de superficie, que permite la nucleación de la superconductividad en la superficie del Mo₃Si opuesta al Nb, disminuyendo el efecto de proximidad.
- Se observa un cambio de comportamiento en el diagrama de fases superconductor a partir de unas temperaturas y campos magnéticos, T* y H*, cuyas tendencias han sido explicadas. En la bicapa Nb(25 nm) / Mo₃Si(100 nm), este cambio de tendencia corresponde a un cambio en el material donde se sitúa el máximo de densidad de pares de Cooper.

- Se ha encontrado una correlación entre el cambio de tendencia del diagrama de fases y un cambio en la anchura de las transiciones superconductoras. Este cambio de tendencia en el diagrama de fases se debe a un cambio de distribución de la densidad de pares de Cooper que puede ser abrupto o suave: En el caso de la bicapa Nb(25 nm) / Mo₃Si(100 nm), el máximo en los pares de Cooper pasa, de estar en la película de Nb a altas temperaturas y bajos campos a estar en la película de Mo₃Si para altos campos y bajas temperaturas. Sin embargo, en la bicapa Nb(10 nm) / Mo₃Si(100 nm), el máximo en la densidad de pares de Cooper siempre está sobre el Mo₃Si. Por tanto, a partir del cambio, abrupto o no, en la anchura de la transición, se puede comprobar si el cambio de régimen en el diagrama de fases corresponde a un cambio abrupto en la distribución de pares de Cooper o a un cambio suave.

3.2 Red de puntos de Nb embebidos en una matriz de Ta

3.2.1 Antecedentes y motivación

Un tema muy activo de investigación en superconductividad es el anclaje de los vórtices superconductores⁸⁵⁻⁹⁰. Este tema es fundamental debido a que cuando los vórtices se mueven empujados por la fuerza de Lorentz que genera la corriente, se produce disipación y la resistencia deja de ser cero. El anclaje de vórtices se estudia frecuentemente mediante la fabricación de una nanoestructura que deprime la temperatura crítica del superconductor en ciertos puntos que sirven de centros de anclaje de los vórtices⁸⁹. Es bien conocido que cuando la densidad de vórtices coincide con la densidad de centros de anclaje, la disipación en el sistema disminuye. A estos campos se los conoce como campos de matching^{86,87,91}.

En este capítulo se estudia la situación contraria, es decir, los puntos que en muchos estudios anteriores sirven para deprimir la temperatura crítica de la película superconductora se han fabricado de un material superconductor con mayor temperatura crítica que la película continua que se crece sobre estos. Esto ha sido planteada de forma teórica⁹² y un caso parecido se ha comenzado a estudiar recientemente en una muestra en la que la nanoestructura de puntos está fabricada con vanadio, un material superconductor, pero con menor temperatura crítica que la película de Nb que la cubre⁸⁸. En la ref. [88] se describe que cuando los puntos de vanadio transitan a estado superconductor, sigue existiendo un aumento del anclaje de los vórtices cuando la densidad de éstos coincide con la densidad de puntos de vanadio, es decir, para los campos de matching. En este trabajo, los puntos de vanadio siguen teniendo menor temperatura y campo crítico que la película continua de Nb. Por tanto, la existencia de campos de matching en este sistema no es tan llamativa.

En la ref. [92], usando la ecuación de Ginzburg-Landau se describen las posiciones de menor energía de los vórtices en un sistema formado por una película superconductora con una red de pilares en donde la superconductividad está reforzada y por ello los vórtices tienden a situarse en las posiciones entre estos pilares. En este sistema se describe una situación similar que en los sistemas con redes de defectos periódicos, que aparece un potencial de anclaje periódico que hace que la red de vórtices se configure en una geometría con simetrías comunes a la red de defectos. Esto sugiere que aplicando campos de matching la disipación puede verse reducida como en el caso de las muestras con redes de defectos.

Con el propósito de estudiar experimentalmente este sistema, se ha fabricado una red de puntos de niobio y sobre estos se ha crecido una película de tántalo. El niobio tiene

mayor temperatura crítica que el tántalo. Por tanto, la nanoestructura de puntos que usualmente deprimen en su entorno la temperatura crítica de la película continua, en este caso transitarán a mayor temperatura crítica que la película continua. Por esto los puntos de Nb repelerán el campo magnético con mayor intensidad que el resto de la película continua y por tanto será energéticamente favorable que los vórtices se sitúen fuera de los puntos de Nb. De esta forma esta muestra se puede considerar como una película con centros de anti-anclaje.

3.2.2 Fabricación

Las muestras se han fabricado siguiendo los siguientes pasos.

1. Primero se realiza una litografía electrónica. Tras revelar la litografía, la resina queda nanoestructurada con un patrón de agujeros periódicos de diámetro aproximadamente 350 nm. Esta red tiene unas dimensiones de 400 x 400 nm².
2. Esta muestra se introduce en el sputtering Microscience y se crece una capa delgada de Nb de 5 nm. De esta forma se reduce la presión de vapor de la resina, para que el Nb crecido sobre esta primera capa sea superconductor.
3. Después de crecer la capa delgada de Nb se vuelve a crecer Nb, esta vez de mayor espesor, 100 nm.
4. Se saca la muestra del Sputtering y se retira la resina electrónica bañándola en acetona. Tras este paso, la muestra resultante consiste en un sustrato de silicio con puntos de Nb sobre él.
5. Para crecer Ta con una temperatura crítica cercana a 4 K hace falta crecerlo sobre una fina capa de Nb⁹³. Esta capa de Nb tiene un espesor de 5 nm. Se hace muy delgada para que la temperatura crítica de esta lámina sea menor que la temperatura crítica del Ta⁹⁴.
6. Finalmente se crece una película de tántalo de espesor 100 nm.
7. Sobre la muestra resultante se realiza una litografía óptica para poder introducir la corriente, y medir el voltaje a través de la red de puntos de Nb.

Primero se estructura la resina óptica en forma de cruz y posteriormente se realiza un adelgazamiento por iones reactivos.

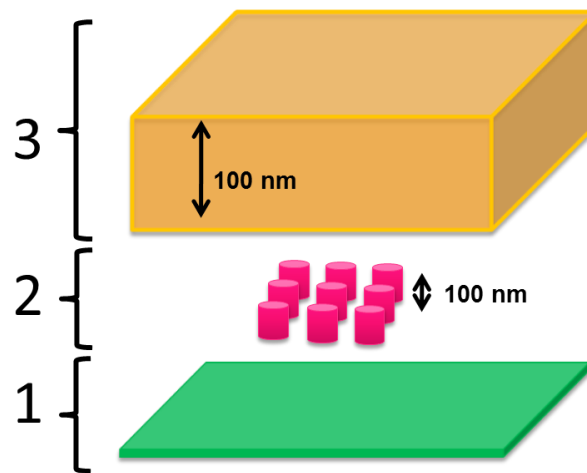


Figura 36. Esquema de la muestra indicando los pasos de fabricación. Primero se realizan los puntos de niobio, de 105 nm de altura. El diámetro de los puntos es 350 nm y la distancia entre ellos 400 nm. Después se crece la película continua, constituida por 5 nm de Nb y sobre ellos 100 nm de Ta.

La red de puntos de Nb se puede observar en la figura 37, tomada con un microscopio electrónico de barrido.

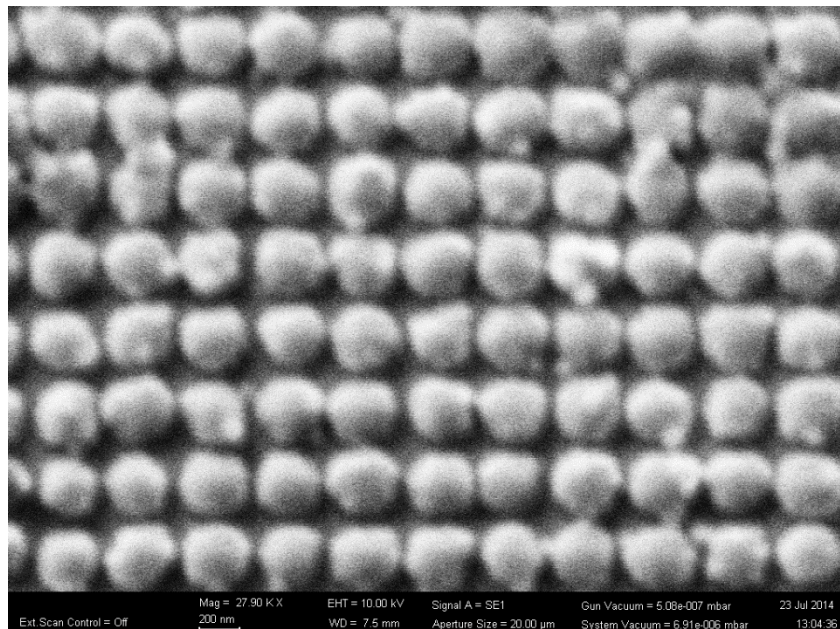


Figura 37. Puntos de niobio antes de crecer sobre ellos una película de tántalo. El diámetro de los puntos es 350 nm y la distancia entre ellos 400 nm.

3.2.3 Resultados

En la medida de resistencia en función de la temperatura se pueden diferenciar varias etapas. Primero se observa una pequeña disminución de la resistencia a una temperatura 8.15 K. Esta primera transición se muestra en la figura 38, indicando que la red de puntos tiene mayor temperatura crítica que la película continua crecida sobre ellos.

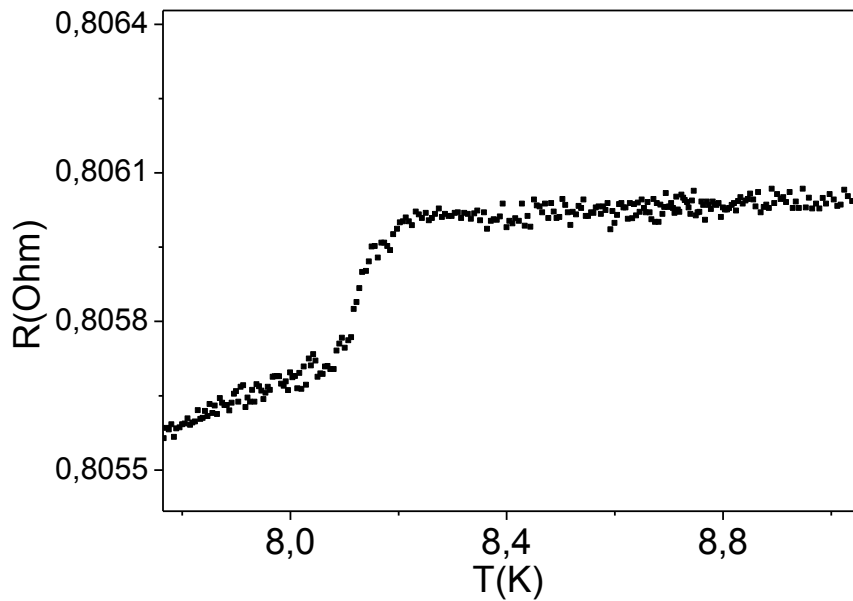


Figura 38. Curva de resistencia frente a temperatura de la muestra de Ta con puntos de Nb. A la temperatura 8.14 K se observa una caída de la resistencia correspondiente a la transición de los puntos de Nb.

Cuando se alcanza la temperatura crítica del tántalo, la película delgada transita y la resistencia cae a cero tal como se muestra en la figura 39.

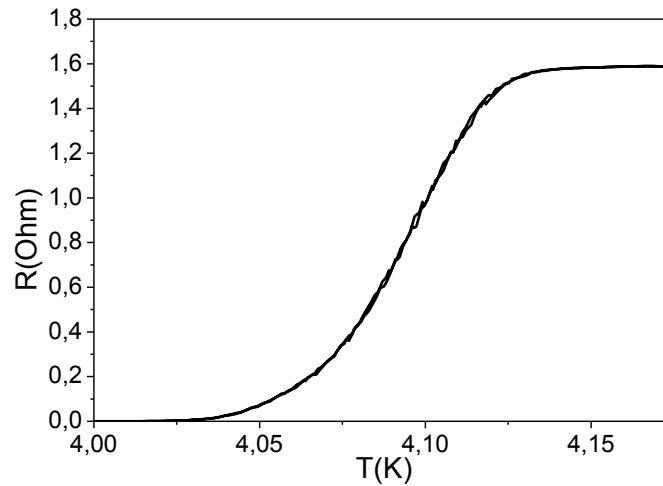


Figura 39. Curva R(T) mostrando la transición superconductora de la muestra consistente en una película de Ta crecida sobre puntos de Nb. La medida se ha realizado sin campo aplicado y aplicando una corriente de 100 μ A.

Las curvas de magnetorresistencia, R(H), cerca de la temperatura a la que la resistencia se hace cero en la R(T), T_{CO} , presentan una estructura de mínimos equiespaciados en campo magnético característica de las muestras con redes periódicas de defectos. Los mínimos de resistencia corresponden a un campo que produce una densidad de vórtices por unidad de superficie que sea múltiplo la densidad de puntos de Nb por unidad de superficie. Es decir, el flujo magnético que atraviesa la celda unidad entre cuatro puntos de niobio, debe ser un número entero de veces el cuanto de flujo $\phi_0 = 2.07 \cdot 10^{-15} Tm^2$. A estos campos se los conoce como campos de matching^{86,87,91}:

$$H_{matching} = \frac{2.07 \cdot 10^4 \text{ kOe} \cdot \text{nm}^2}{400 \cdot 400 \text{ nm}^2} = 0.129 \text{ kOe}$$

En la figura 40 se muestran las curvas de magnetorresistencia cerca de la temperatura para la que la muestra, sin campo aplicado, tiene resistencia cero. El campo de matching experimental que las curvas presentan es 0.124 kOe, muy cercano a 0.129 kOe.

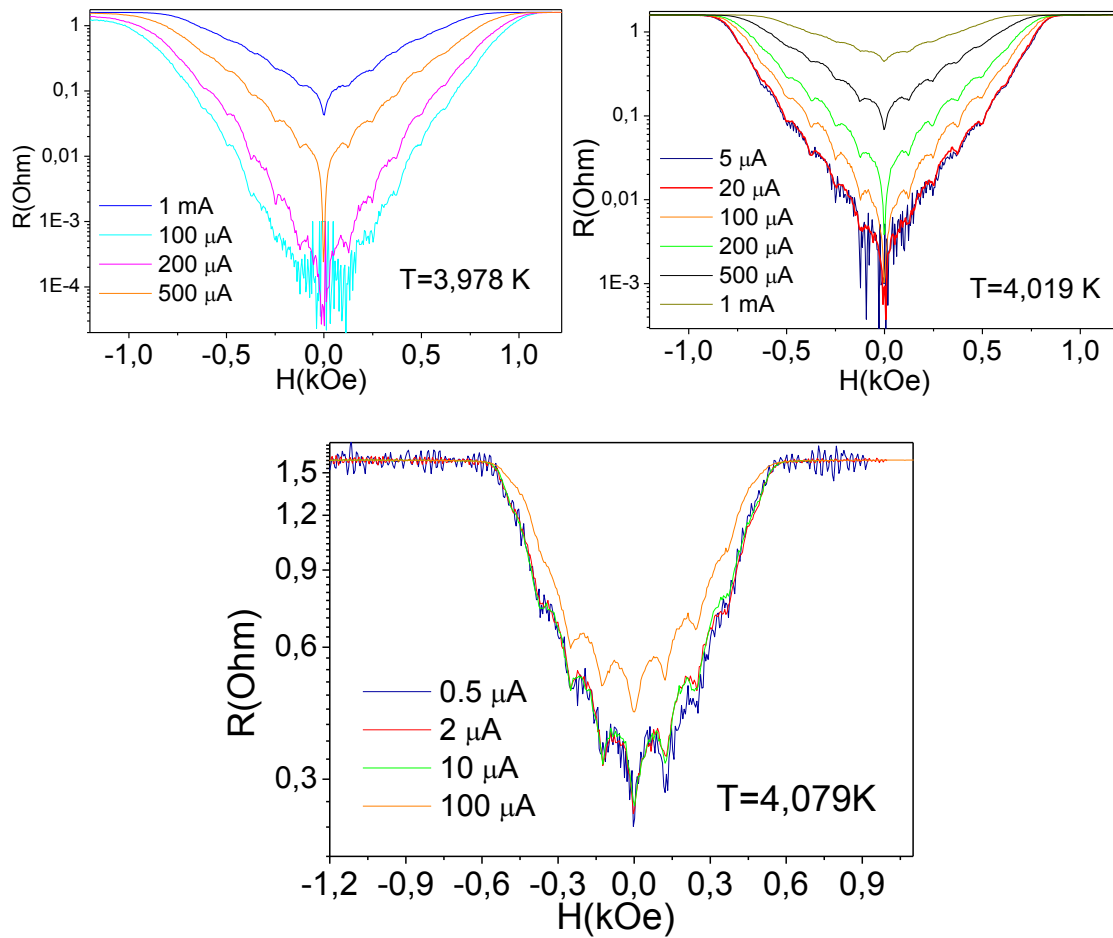


Figura 40. Curvas de resistencia frente a campo magnético aplicado a temperaturas cercanas a T_{C0} , la temperatura a la que la resistencia de la muestra se hace cero. El eje de la resistencia está en escala logarítmica por las variaciones tan grandes que presenta esta medida en la magnitud de la resistencia. Cada una de las figuras corresponde a una misma temperatura aplicada, y las diferentes curvas corresponden a diferentes corrientes aplicadas.

En la figura 40 se observa la tendencia de que cuanto mayor es la corriente de medida, mayor es la resistencia. Esto ocurre debido a que al aumentar la corriente aplicada, la fuerza que se ejerce sobre los vórtices aumenta y por tanto aumenta la velocidad de estos y aumenta la disipación (ref. 5, pag. 162).

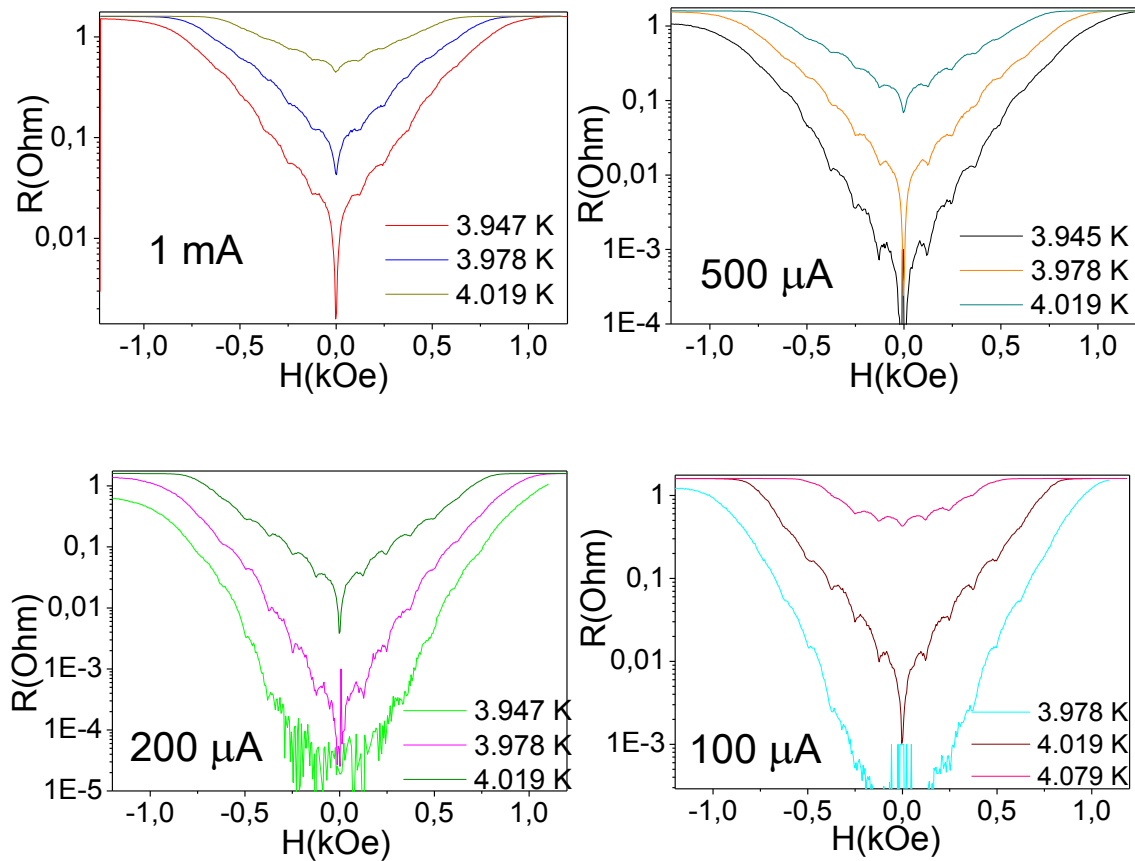


Figura 41. Curvas de resistencia frente a campo magnético aplicado a temperaturas cercanas a T_{C0} , la temperatura a la que la resistencia de la muestra se hace cero. El eje de la resistencia está en escala logarítmica por las variaciones tan grandes que presenta esta medida en la magnitud de la resistencia. Cada una de las figuras corresponde a una misma corriente de medida, y las diferentes curvas corresponden a diferentes temperaturas.

En la figura 41 observa que cuanto mayor es la temperatura, mayor es la dispersión. Esto se debe a que a mayor temperatura la agitación térmica hace que los vórtices se desanclen de los puntos de anclaje presentes en el material, y por tanto aumenta la movilidad y por tanto la dispersión de estos.

En esta muestra se comprueba que este tipo de curvas también se observan cuando los puntos periódicos tienen mayor temperatura crítica que la película continua que los cubre. El hecho de que las curvas obtenidas sean similares a las obtenidas cuando la red de puntos es de un material no superconductor, se puede comprender dándose cuenta de que las zonas con superconductividad más deprimida son las zonas más alejadas de los puntos de Nb⁹². Estas zonas, entre cuatro puntos de Nb, tienen la misma simetría y parámetro de red que la red de puntos de Nb, pero desplazado medio parámetro de red en los dos ejes del plano en los que se alinean los puntos. Por tanto la muestra es equivalente a una muestra con imperfecciones que generen una menor temperatura crítica en las posiciones entre los puntos de Nb.

3.2.4 Conclusiones

Se ha fabricado una red cuadrada de puntos de Nb superconductores y sobre estos se ha depositado una película de Ta. Se han encontrado evidencias de la transición de los puntos de Nb a temperaturas críticas mayores que las de la película de Ta. En estas muestras con puntos de anti-anclaje de Nb, se han observado los mismos mínimos que en muestras con redes de puntos de metales normales o ferromagnéticos, con las mismas tendencias frente a la variación de la temperatura y la corriente.

Por tanto se puede afirmar que el carácter periódico del potencial de anclaje causa un patrón de mínimos equiespaciados en el campo magnético en las curva de magnetorresistencia independientemente de si este potencial de anclaje se fabrica a partir de puntos que creen mínimos o máximos de potencial. Es decir, independientemente de si se fabrica una red de defectos que deprima la temperatura crítica de la película continua crecida sobre ellos, o bien una red de un material con una mayor temperatura crítica que la película continua.

Capítulo 4. Efecto de proximidad superconductor/magnético

En este capítulo se estudia el efecto de proximidad superconductor/ferromagnético mediante la fabricación de bicapas de NdCo₅/Nb.

La aleación amorfa NdCo₅ es un ferromagnético que en forma de película delgada de menos de 100 nm presenta un tamaño de dominios del orden de la longitud coherente del Nb. Por ello, este es un buen sistema para estudiar la competición entre dos órdenes de largo alcance, la superconductividad y el magnetismo. Variando el espesor de la película de NdCo₅ se puede cambiar el tamaño de los dominios magnéticos y de su campo de fugas, que interactuará con la superconductividad de la película de Nb. Además, las películas de NdCo₅ tienen un proceso de inversión de la imanación dominado por un crecimiento en avalancha de los dominios magnéticos, que se extienden por la muestra formando estructuras ramificadas que, como se mostrará en este capítulo, da lugar a propiedades superconductoras novedosas.

Además, se han crecido estas bicapas sobre una plantilla de copolímeros⁹⁵ que se organizan formando nanoestructuras de tamaños similares a los dominios magnéticos del NdCo₅. Estos copolímeros, expuestos anteriormente en el capítulo 2.3.2.3, afectan a la película ferromagnética aumentando el anclaje de los dominios, cambiando el proceso de inversión de la imanación y disminuyendo su anisotropía magnetocristalina. Todos estos cambios tienen un efecto en las películas superconductoras que se han estudiado comparando las bicapas crecidas sobre un sustrato de silicio con las bicapas crecidas sobre el copolímero autoorganizado.

También se han fabricado muestras en las que el NdCo₅ se ha nanoestructurado creando canales paralelos de menor espesor mediante un proceso de litografía electrónica y adelgazamiento iónico. La película nanoestructurada de NdCo₅ tiene una imanación diferente en las zonas más estrechas y en las zonas más altas, y ello causa una inhomogeneidad en la temperatura crítica de la capa de Nb que se traduce en un escalón presente en las transiciones resistivas superconductoras.

4.1 Fabricación

A continuación se describe en detalle el proceso de fabricación y la caracterización de la morfología de las muestras en sus diferentes pasos de fabricación.

4.1.1 Bicapas Nb/ NdCo_5

Las bicapas se crecieron sobre dos tipos de sustratos: sustratos de silicio sobre los que se han extendido los copolímeros autoorganizados descritos anteriormente (sección 2.3.2.3) y sustratos de silicio. El tamaño de los sustratos de silicio sobre los que se fabricaron estas muestras es de aproximadamente 1 cm x 1 cm. En la figura 42, se presenta un esquema de la estructura de los dos tipos de muestras que se han crecido.

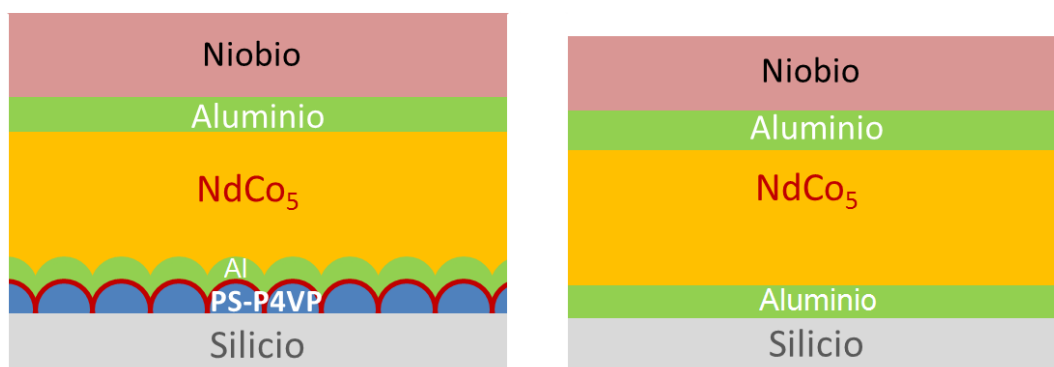


Figura 42. Esquema no a escala comparando las muestras con copolímero y sin copolímero.

Para fabricar estas muestras se han seguido los siguientes pasos:

1. Crecimiento de un buffer de Al de 10nm. En el caso del crecimiento sobre el copolímero, como se puede observar en la figura 43, el crecimiento de los 10 nm de aluminio preserva la periodicidad del copolímero, pero se observan protuberancias en vez de pequeños poros. Este cambio en la topología puede deberse a modificaciones del copolímero durante el proceso de sputtering. Por ejemplo, al calentarse el copolímero es posible que se le haya suministrado la energía necesaria para configurarse en una geometría termodinámicamente más estable. También puede ser debido a que uno de los dos polímeros que forman el copolímero PS-b-P4VP admita al aluminio como dopante de forma más favorable que el otro⁵⁴.

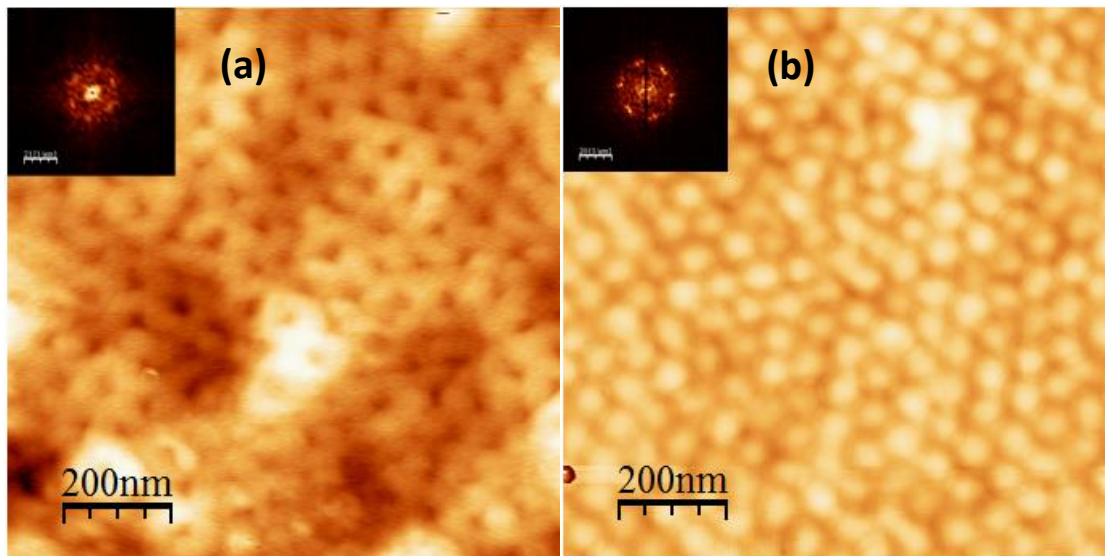


Figura 43. (a) Figura obtenida por AFM de la topología del copolímero. (b) Topología del copolímero cubierto por 10nm de aluminio.

El buffer de aluminio es necesario porque el copolímero puede difundir oxígeno, lo que provocaría la oxidación del NdCo_5 . Una vez que se prepara el copolímero sobre los sustratos, el resto del proceso de crecimiento es idéntico al de las muestras sin copolímero.

2. Crecimiento mediante co-sputtering de corriente continua de una película de NdCo_5 de espesor 'D'. La presión base P_0 fue de 4×10^{-8} mbar y durante el crecimiento se usó una presión de argón de 3×10^{-3} mbar. Las potencias de los magnetrones de Nd y Co se ajustaron para obtener la relación estequiométrica 1:5.
3. Crecimiento de otra película de 5nm de aluminio para impedir la oxidación del NdCo_5 . Este crecimiento y los dos anteriores se realizaron en la misma campana sin sacar la muestra entre un crecimiento y otro. Después de este crecimiento, se saca la muestra de la campana para que los 5 nm de aluminio se oxiden y de esta forma evitar el efecto de proximidad entre el aluminio y el niobio.
4. Crecimiento de una película de 50 nm de niobio en otra campana distinta que será la película superconductora. La película se crece a una potencia de 70 W y con una presión de argón de 100 mTorr. En la superficie del Nb se forman entre 1.3 y 2.5 nm de óxido que protege al resto de la muestra de la oxidación⁹⁶. Dicha capa protege al resto de la muestra.

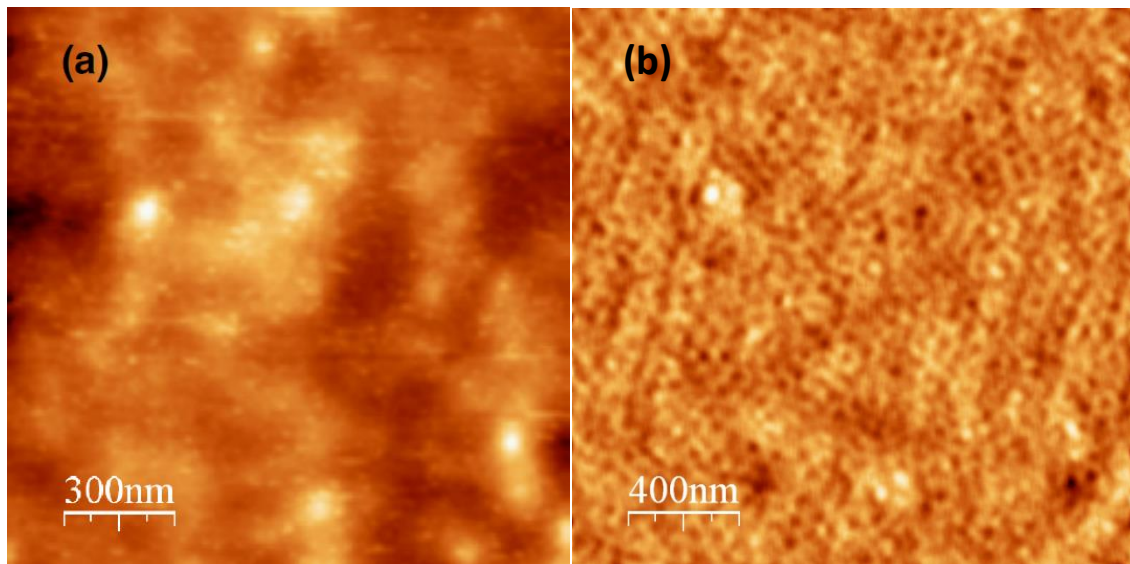


Figura 44. (a) Imagen de la topografía obtenida por AFM de Al(5 nm)/Nd-Co(45 nm)/Al(10 nm)/copolímero/Sustrato de silicio. (b) Figura de fase de AFM de la misma película en la que se puede observar la estructura subyacente.

Los espesores crecidos de NdCo₅ crecidos sobre el copolímero, son suficientemente grandes como para preservar la topología del copolímero y su superficie es plana aunque haya sido crecido sobre la plantilla de copolímero. En la figura 44 (a), se puede observar una topología menos rugosa, con una desviación cuadrática media respecto a la altura media de 1,2 nm, es decir, una rugosidad cuadrática media de 1,2 nm. Esta rugosidad corresponde a la causada por los granos de aluminio de la capa protectora. En cambio, en la figura 44 (b), en la fase del AFM se observa cierto contraste de puntos separados 54 nm que se pueden identificar con los poros del copolímero. Esta medida nos da información de las tensiones en el material y nos indica que el efecto que el copolímero tendrá sobre la película de NdCo₅ será por medio de dos factores diferentes: por un lado cambiará la topología de la superficie inferior, por otra parte inducirá tensiones en todo el volumen del NdCo₅.

Se ha estudiado la influencia del copolímero en las propiedades magnéticas del NdCo₅ y en consecuencia en las propiedades superconductoras del Nb dejando el resto de variables constantes. Una vez que se prepara el copolímero sobre los sustratos, el resto del proceso de crecimiento es idéntico al de las muestras sin copolímero. Para ello el NdCo₅ ha sido crecido simultáneamente tanto en el sustrato de silicio con copolímero como en el sustrato de silicio sin él.

4.1.2 Muestras de Nb sobre NdCo₅ nanoestructurado

El tercer tipo de muestra que se ha fabricado consiste en una lámina de niobio sobre una lámina nanoestructurada de NdCo₅. La lámina de NdCo₅ tiene un espesor variable en forma de zanjas o zonas bajas, y crestas o zonas altas. Esta estructuración crea una multicapa lateral, en la que propiedades magnéticas como la anisotropía magnética y el tamaño de los dominios cambian de forma periódica. Las características magnéticas de este tipo de muestras han sido estudiadas previamente⁹⁷. El proceso de fabricación de estas muestras se detalla a continuación:

1. Fabricación mediante litografía electrónica de un cuadrado y unas cruces de alineamiento de NdCo₅ sobre un sustrato de 10 nm Al/Si (100). La extensión del cuadrado es de $200 \times 200 \mu\text{m}$. Tras revelar esta litografía se depositan cuarenta nanómetros de NdCo₅ y 3 nm de Al que se oxidarán y protegerán al NdCo₅ de la oxidación. Después la muestra se baña en acetona para que se retire toda la resina. El resultado es el cuadrado de NdCo₅ con cuatro cruces de alineamiento alrededor. Las cruces de alineamiento se usarán para realizar con precisión una segunda litografía descrita a continuación.
2. Realización de una segunda litografía y deposición de unas franjas de Nb sobre el cuadrado de NdCo₅. Se vuelve a depositar resina electrónica. Se introduce la muestra en el microscopio electrónico. Si el microscopio toma imágenes sobre el cuadrado de NdCo₅ expondrá la resina sobre esta zona y echará a perder la litografía. Para ello se han realizado las cruces de alineamiento. Primero se localiza un borde de la muestra y con referencia a este borde se indican las coordenadas aproximadas de las cruces de alineamiento. Cuando se visualizan las cuatro cruces se indica su posición. El cuadrado está entre las cuatro cruces por lo que tras haber localizado las cruces el cuadrado queda bien localizado y sobre éste se puede realizar una segunda litografía con mucha precisión. Esta segunda litografía consiste en franjas paralelas de 700 nm con una separación entre ellas de 700 nm. Una vez revelada la litografía se deposita una capa de Nb que protegerá al NdCo₅ del adelgazamiento iónico. Con un baño de acetona se retiran los restos de resina y quedan unas franjas de Nb sobre el cuadrado de NdCo₅.

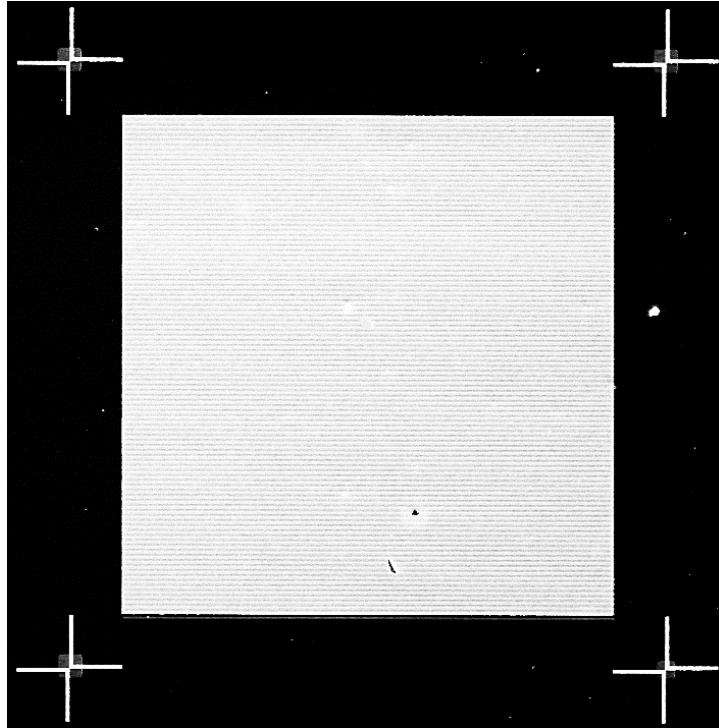


Figura 45. Imagen tomada por microscopía electrónica del cuadrado de NdCo₅ cubierto por franjas de Nb justo antes de realizar el adelgazamiento iónico. También se observan las cruces de alineamiento en las esquinas del cuadrado.

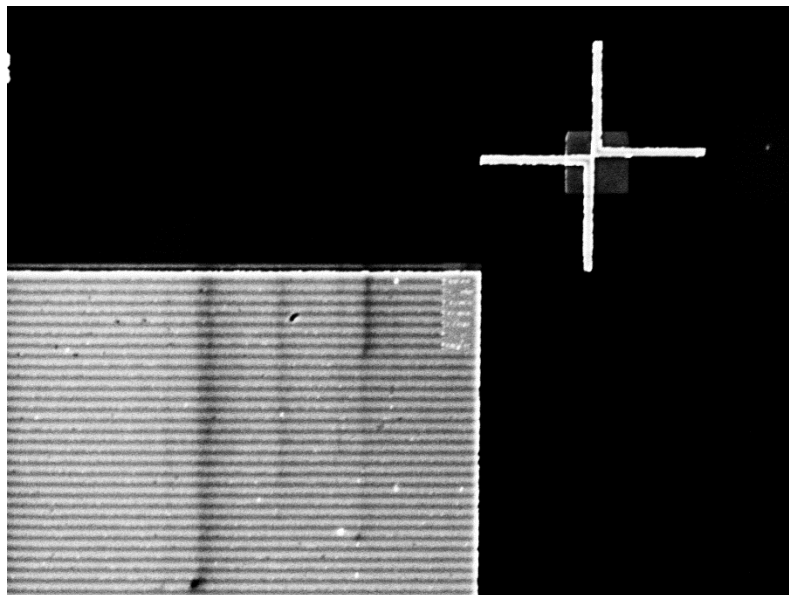


Figura 46. Zoom sobre la cruz de alineamiento y la esquina del cuadrado. Se aprecian mejor las franjas de Nb.

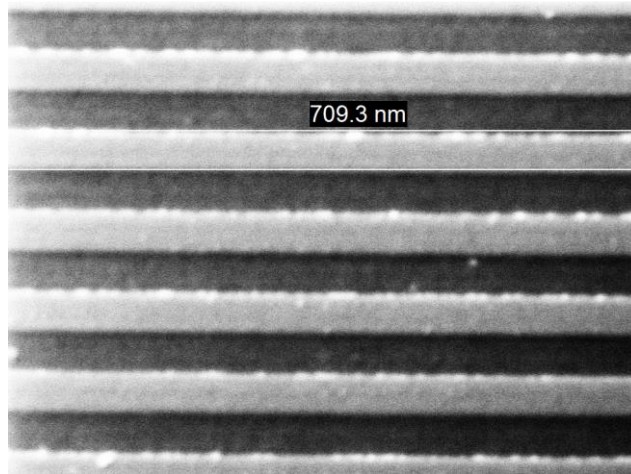


Figura 47. Zoom para comprobar que la anchura de las franjas de Nb son de aproximadamente 700 nm de anchura.

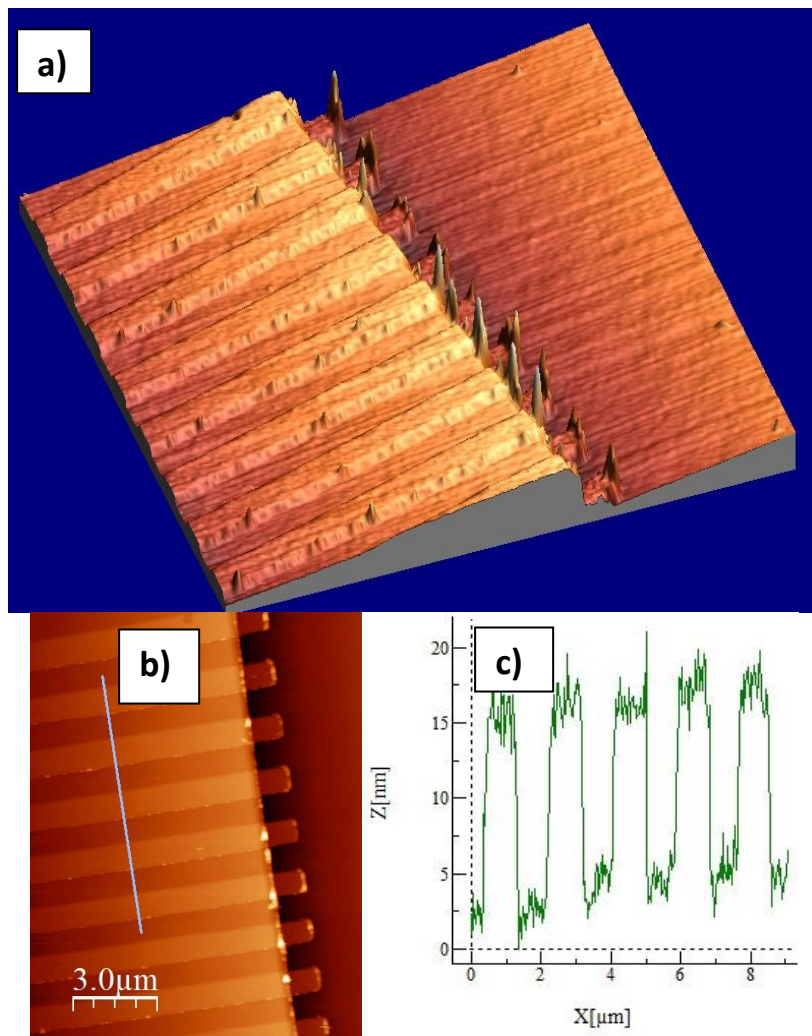


Figura 48. a) Imagen topográfica de AFM de la muestra después de ser sometida al adelgazamiento iónico. b) Planta de la imagen (a). c) Perfil de alturas de la muestra sobre la línea indicada en la figura (b).

3. Realización de un adelgazamiento iónico para producir franjas en el NdCo₅. El espesor de Nb depositado ha sido calculado de tal forma que el adelgazamiento iónico lo elimine completamente en el tiempo en el que erosiona 15 nm de NdCo₅ de las franjas sin recubrimiento de Nb. El resultado es una lámina de NdCo₅ con franjas de 40 nm de espesor y otras de 25 nm de espesor.
4. Deposición de una película de Nb de 100 nm de espesor.

Un resumen del proceso de fabricación se muestra en la figura 48.

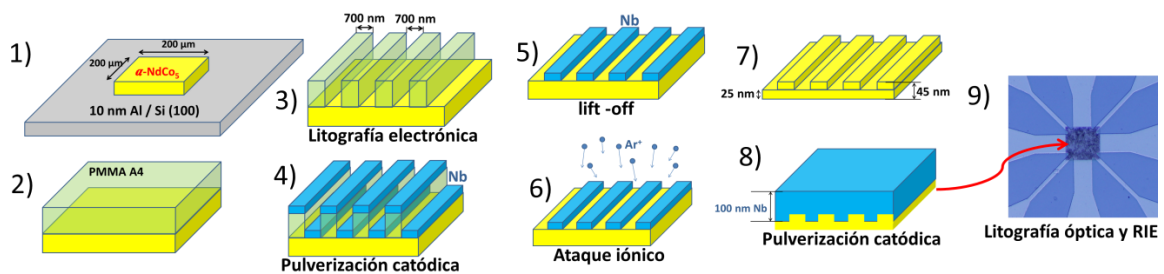


Figura 49. Pasos de fabricación de la muestra nanoestructurada de Nb/NdCo₅.

4.2 Propiedades magnéticas

El NdCo₅ es un material que ha sido muy bien caracterizado en numerosos artículos^{95,97-100}. El NdCo₅ es una aleación amorfa entre un metal de transición (Co, capa 3d) y una tierra rara (Nd, capa 4f). Los compuestos de metales de transición con tierras raras son muy usados como materiales magnéticamente duros, en los que la alta imanación y la alta temperatura crítica las suministra el metal de transición y la anisotropía que provoca ciclos de histéresis más anchos la suministra la tierra rara¹⁰¹.

Esta aleación presenta anisotropía magnetocrystalina perpendicular al sustrato. Dentro del plano tiene una pequeña anisotropía magnetocrystalina debido a la incidencia oblicua de los átomos en el sustrato durante el crecimiento. Este eje fácil en el plano es el perpendicular al plano de incidencia de los átomos evaporados⁹⁹. Es llamativo que un material amorfo presente anisotropía magnetocrystalina, pero existen varios ejemplos y teorías para explicarlo como son el modelo pseudo-cristalino¹⁰² y el modelo de anisotropía magnética aleatoria de R. Harris et al¹⁰³. En el caso del NdCo₅ amorfo, caracterización estructural detallada sugiere que la anisotropía magnética perpendicular está inducida por el entorno cristalino de los primeros vecinos de los

átomos de Nd^{104} . Por tanto el modelo que mejor reproduce el comportamiento magnético de las muestras es el de R. Harris et al¹⁰³.

Las características del NdCo_5 son las siguientes. A temperatura ambiente su imanación de saturación es $M_s=1100 \text{ emu/cm}^3$, su anisotropía perpendicular es del orden de $K_N \approx 10^6 \text{ erg/cm}^3$ y su anisotropía uniaxial en el plano es del orden de 10^2 erg/cm^3 (ref. 99).

4.2.1 Comportamiento magnético con campo paralelo a la muestra

Como se ha comentado en el apartado anterior, el NdCo_5 presenta una pequeña anisotropía uniaxial en el plano. Esto se puede comprobar midiendo ciclos de histéresis por el método MOTKE. En la figura 50 se observan las siguientes características:

1. La muestra se satura a campos más bajos, y presenta mayor remanencia en uno de los ejes, el eje fácil (figura 50, a).
2. La muestra crecida sobre el copolímero presenta mayor tendencia a imanarse en el plano. La muestra con copolímero muestra mayor remanencia y menor campo de saturación (líneas rojas). Esto nos indica que uno de los efectos del copolímero es disminuir la anisotropía magnetocristalina perpendicular que tiene el NdCo_5 .

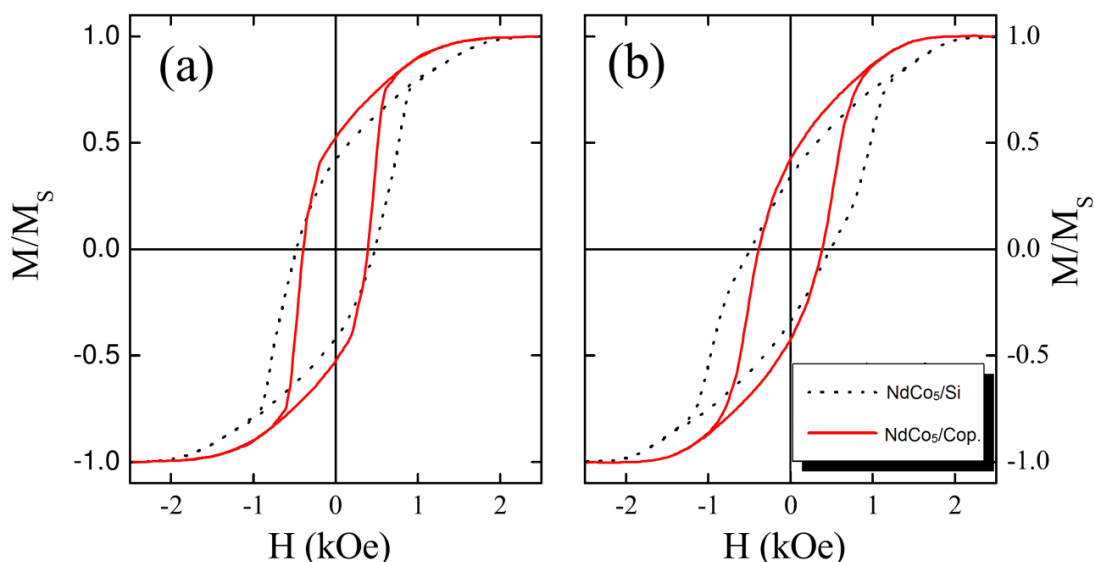


Figura 50. Ciclos de histéresis en el plano de la película de 52 nm de NdCo_5 realizados mediante técnica MOTKE. Las líneas sólidas corresponden al ciclo del NdCo_5 crecido sobre el copolímero, las líneas punteadas corresponden al ciclo de NdCo_5 crecido directamente sobre el sustrato de Si. (a) H aplicado en el eje fácil en el plano. (b) H aplicado en el eje difícil en el plano.

Como se puede ver en la figura 51, a medida que el espesor de NdCo₅ va disminuyendo la imanación se va orientando más en el plano debido a que la anisotropía de forma va ganando a la anisotropía magnetocristalina. Se observa cómo para la muestra de 50 nm la remanencia en el plano es mayor y además se satura a menores campos que la muestra de 80 nm.

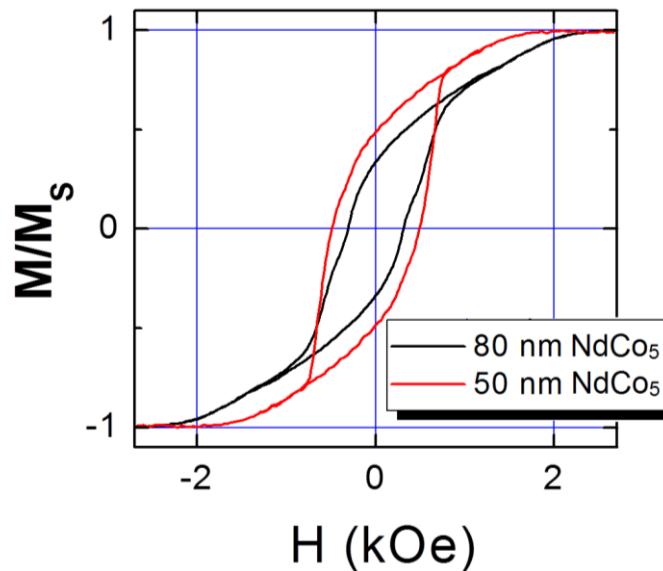


Figura 51. Ciclos de histéresis en el plano medidos por MOTKE de dos muestras de NdCo₅ de espesores 50 nm (línea roja) y 80 nm (línea negra).

4.2.2 Caracterización de los dominios magnéticos

Todos los ciclos presentan la forma transcrítica característica de materiales con anisotropía magnetocristalina perpendicular débil^{105,106}: una remanencia magnética reducida seguida de una región reversible casi lineal cuando la imanación se aproxima a la saturación. Este comportamiento es típico de materiales con una baja constante Q : $Q \equiv K_N/2\pi M_S^2$, que en nuestro caso es del orden de 0,1 y esto causa la nucleación de dominios en franjas en los que la imanación fuera del plano va oscilando y presentan una componente en el plano en la dirección de las franjas^{106,107}. Estos dominios en franjas, que se muestran en la figura 52, se han observado por MFM aplicando el campo en el eje fácil en el plano para obtener un mejor alineamiento de los dominios.

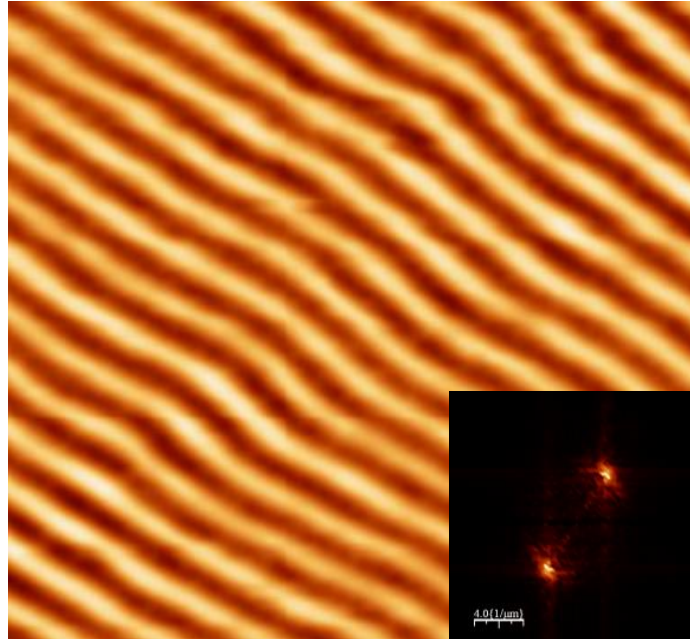


Figura 52. Imagen tomada a temperatura ambiente de la componente fuera del plano del campo de fugas en la superficie de una muestra de 52 nm de NdCo₅. Los dominios han sido alineados en la dirección del eje fácil paralelo al plano aplicando campos de 1000 y -1000 Oe varias veces de forma alterna y luego eliminando el campo. La transformada de Fourier de la imagen se ve en la esquina inferior derecha. En ella se observan dos puntos característicos de la transformada de Fourier de una estructura periódica en una dirección.

Se han tomado imágenes MFM de películas de NdCo₅ con distinto espesor y a partir de sus análisis se ha podido estudiar la evolución de la anchura de dominios ($\Lambda/2$) respecto a espesor crecido. La periodicidad lateral en la imanación es por tanto Λ .

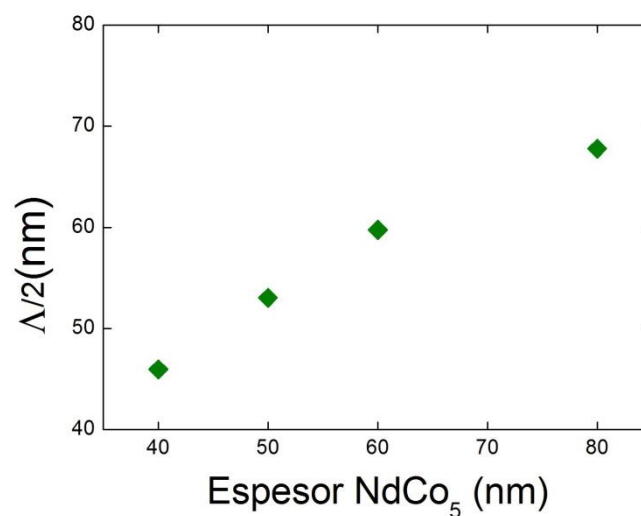


Figura 53. Dependencia del tamaño lateral de los dominios ($\Lambda/2$) con el espesor de la película de NdCo₅ sin copolímero a temperatura ambiente.

Se observa cómo el tamaño lateral o semiperiodo de la estructura de dominios se hace más grande al aumentar el espesor de la película magnética. En la tabla 5 se presenta el tamaño de los dominios a temperatura ambiente de los tres espesores de NdCo₅ que se han seleccionado para el estudio del efecto de proximidad superconductor / magnético.

Tabla 5. Tamaño aproximado de los dominios en las diferentes muestras a temperatura ambiente

Espesor de NdCo₅	$\Lambda/2$
75 nm sin CP	65 nm
52 nm sin CP	52 nm
30 nm sin CP	40 nm

También se obtuvieron imágenes de los dominios del NdCo₅ sobre la plantilla de copolímero después de realizar el mismo proceso de imanación, aplicar ciclos de campo de -1 kOe a 1 kOe varias veces en el eje fácil y bajar el campo a cero. Como se puede ver en la figura 54, los dominios no se alinean tan bien cuando el NdCo₅ se crece sobre el copolímero.

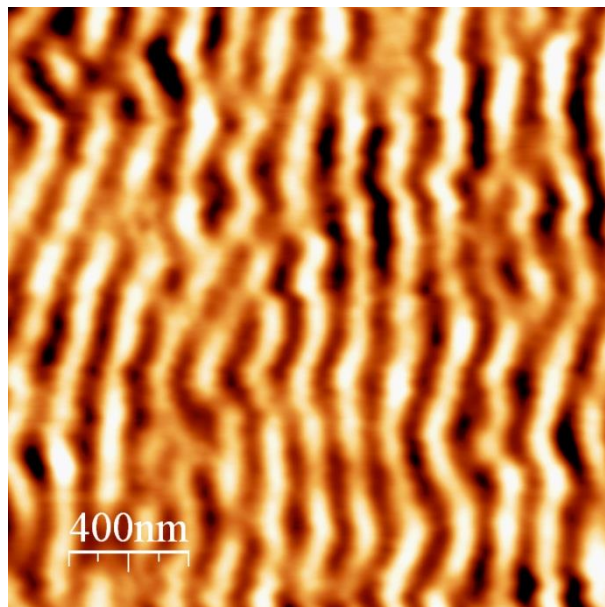


Figura 54. Imagen MFM de la componente fuera del plano del campo de fugas en las superficie de una muestra de 52 nm de NdCo₅ después de alinear los dominios aplicando en campos de 1000 Oe y -1000 Oe alternadamente en una dirección paralela al plano.

Si en vez de aplicar el campo en el eje fácil se aplica en la dirección del eje difícil, los dominios no se alinean completamente en la dirección del campo como se puede observar en la figura 55.

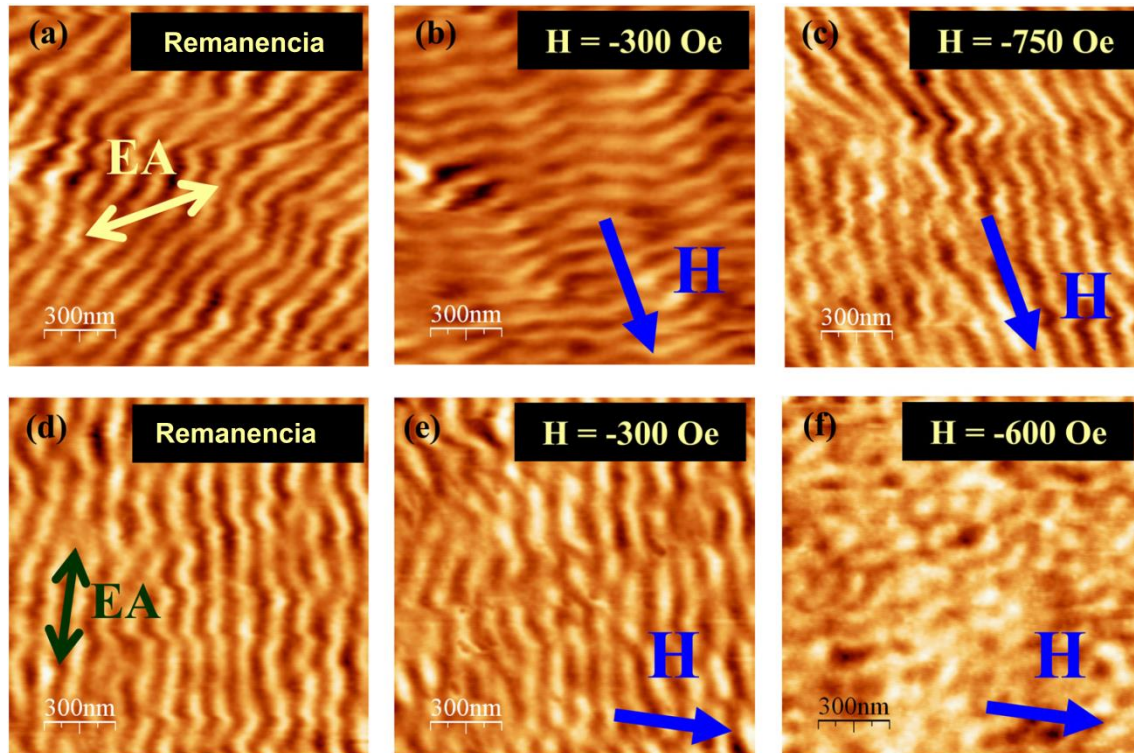


Figura 55. Imágenes MFM de los dominios magnéticos. Las flechas azules indican la dirección del campo aplicado (H). (a)-(c) 45 nm Nd-Co/Si(100). La dirección del eje fácil está indicado mediante una flecha amarilla y (d)-(e) 45 nm Nd-Co/copolímero. La dirección del eje fácil se indica mediante una flecha verde

En la figura 55 (a) se muestra el estado magnético remanente de la muestra sin copolímero después de saturar en la dirección del eje difícil. Los dominios están alineados, pero no apuntan hacia la dirección del campo previamente aplicado ni hacia el eje fácil, sino hacia una dirección intermedia. Esto coincide con la imanación remanente diferente de cero observada en la Figura 50 (b).

En la figura 55 (b) se observa que a medida que aumenta el campo magnético aplicado, los dominios se van alineando más en la dirección del campo magnético, alineándose completamente cuando el campo aplicado es de 750 Oe, cerca de los 820 Oe de la saturación (figura 55 (c)).

El estado magnético remanente de la muestra con copolímero tras saturar con un campo en la dirección del eje difícil se muestra en la figura 55 (d). En este caso la dirección de alineamiento de los dominios coincide con el eje fácil (EA),

independientemente de la dirección del campo previamente aplicado. Al aplicar un campo en la dirección del eje difícil, los dominios en vez de rotar comienzan a perder su continuidad como puede verse en la figura 55 (e). Para un campo de 650 Oe, cerca del campo de saturación, los dominios se han fragmentado y la muestra presenta un patrón irregular de dominios burbuja (figura 55 (f)).

Si en vez de aplicar campo paralelo al sustrato se aplica un campo perpendicular, la distribución de los dominios en remanencia de este campo es laberíntica en vez de paralela como se observa en la figura 56.

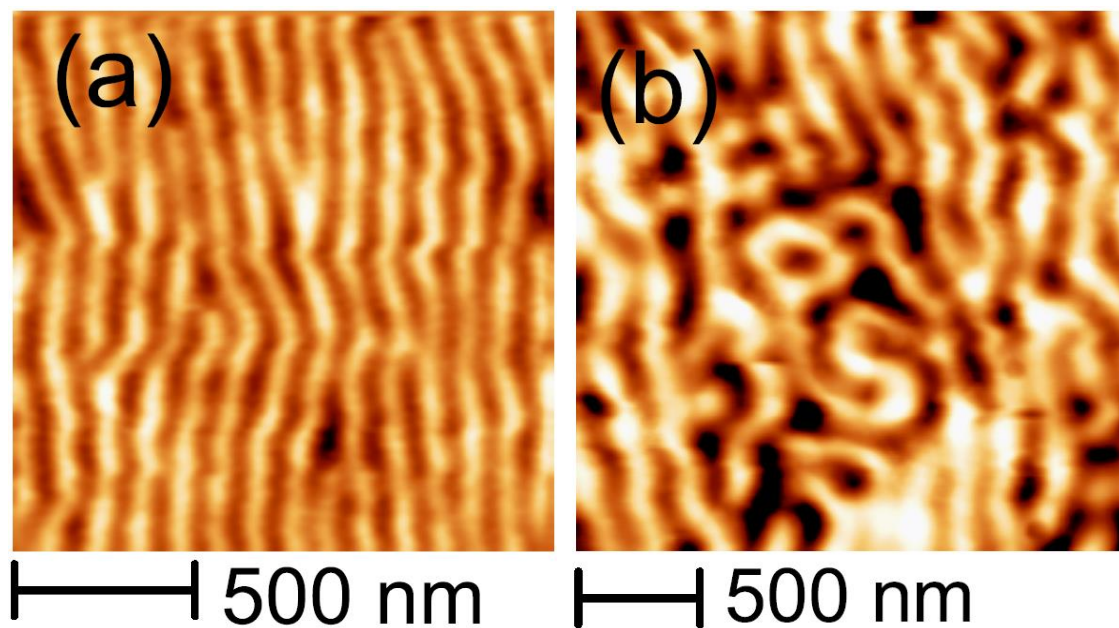


Figura 56. Imagen MFM de la componente fuera del plano del campo de fugas en la superficie de las siguientes muestras. (a) Muestra de 45nm de NdCo₅ en remanencia tras aplicarle un campo en el plano de 1 kOe. (b) Muestra de 80 nm de NdCo₅ en remanencia tras aplicarle un campo de 4 kOe fuera del plano.

El efecto de la dependencia térmica de la constante de anisotropía K_N se ha estudiado mediante simulaciones micromagnéticas¹⁰⁰. En primer lugar los parámetros del material han sido ajustados para reproducir la estructura de dominios observada a temperatura ambiente. A continuación se han introducido las variaciones en K_N y M_S debidas a la temperatura y se ha observado que el tamaño de los dominios aumenta a baja temperatura. Las simulaciones se han llevado a cabo sobre una muestra de 52 nm con una constante de anisotropía de $K_N = 5.6 \times 10^6 \text{ erg/cm}^3$, imanación de saturación $M_S = 897 \text{ emu/cm}^3$, y una constante de canje $A = 10^6 \text{ erg/cm}$.

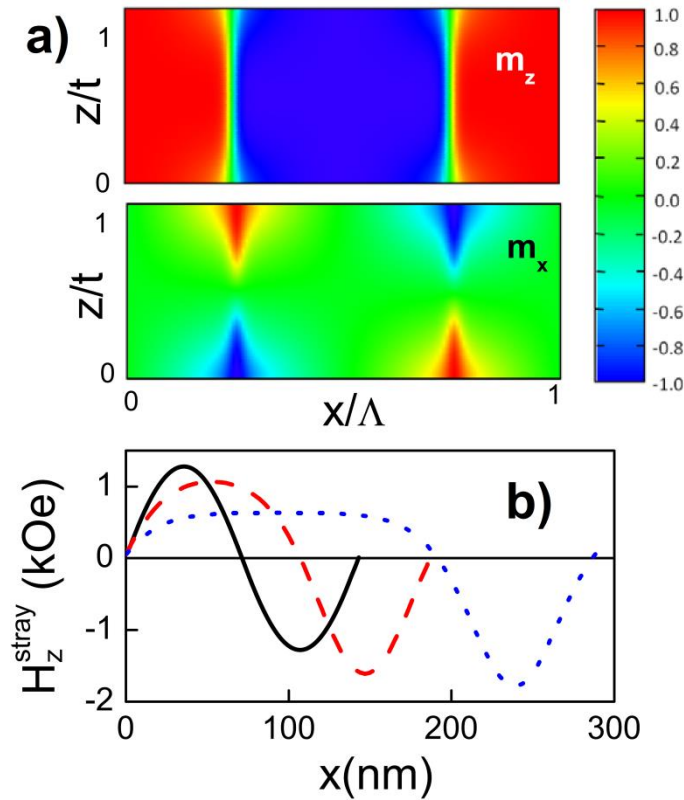


Figura 57. Simulación micromagnética de una película de NdCo₅ de 52 de espesor. El plano x-y es paralelo a la película, y el dominio está alineado en la dirección y. (a) Distribución de las imanaciones $m_z = M_z/M_S$ y $m_x = M_x/M_S$ para un campo aplicado $H_z = 0$ kOe dependiendo de la altura z/t , donde $t=52$ nm es el espesor de la muestra y Λ es el periodo de la estructura de dominios. (b) Perfil espacial de la componente fuera del plano del campo de fugas $H_{z,sf}$ para diferentes valores de campo externo aplicado perpendicular a la muestra. $H_{z,\text{ext}} = 0$: línea continua negra. $H_{z,\text{ext}} = 3$ kOe: línea a trazos roja. $H_{z,\text{ext}} = 4.5$ kOe: línea punteada azul.

En la figura 57 se muestra el resultado de unas simulaciones micromagnéticas realizadas para calcular la imanación y campo de fugas de una película delgada de 52 nm de NdCo₅. Se observa que la imanación presenta una periodicidad de $\Lambda = 143$ nm a $T=10$ K, por lo tanto el tamaño de los dominios en esta muestra será aproximadamente 71,5 nm, 1.375 veces su valor a temperatura ambiente. La anchura de la pared de dominio δ_ω pasa de ser de unos 40 nm a temperatura ambiente a 18 nm a 10 K.

Las paredes de dominio en nuestras muestras son de tipo Bloch, esto significa que la imanación de la muestra al pasar de un dominio a otro gira pasando por la dirección paralela a la pared. A pesar de esto, se observa en las simulaciones cómo también aparecen dominios de cierre en los que la imanación apunta en la dirección perpendicular a la pared, asemejándose a una pared de Neel (ref. 108, pag. 430).

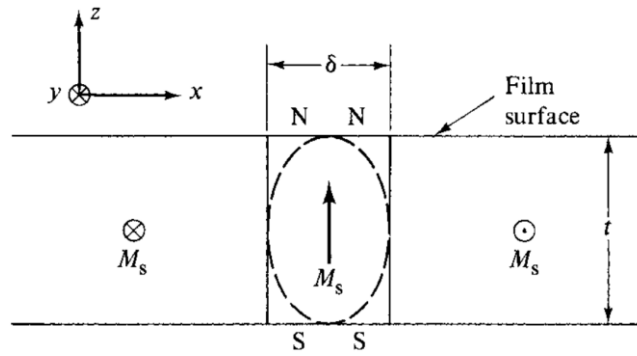


Figura 58. Esquema de la imanación de una pared de Bloch en una película delgada. Se muestra una sección transversal de una pared de Bloch 180° en una película delgada. Imagen obtenida de la referencia [108].

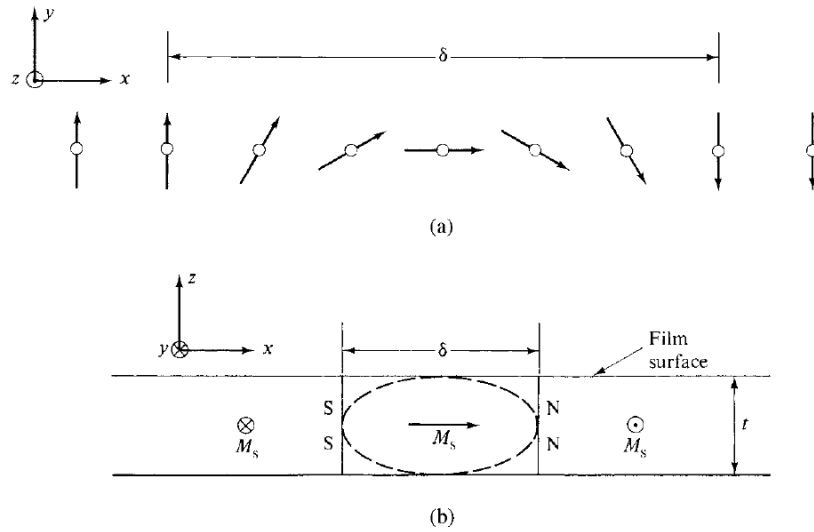


Figura 59. Esquema de la imanación de una pared de Neel en una película delgada. (a) Sección paralela a la superficie de la película delgada. (b) Sección transversal a la pared de dominio y a la superficie de una película delgada. Imagen obtenida de la referencia [108].

4.2.3 Caracterización magnética aplicando campo perpendicular al sustrato

Los ciclos de histéresis fuera del plano de las muestras han sido medido por efecto Hall extraordinario por el método de Van der Pauw⁵⁹, descrito en la sección 2.4.4.1.

El coeficiente Hall extraordinario es particularmente grande en aleaciones amorfas de tierras raras con metales de transición, como es el caso del NdCo_5 , debido a sus altas resistencias y sus fuertes acoplamientos espín-órbita¹⁰⁹.

En la figura 60 se muestran los ciclos de histéresis de los diferentes espesores de NdCo_5 crecidos sobre silicio o sobre copolímero medidos por efecto Hall extraordinario a $T=10\text{K}$.

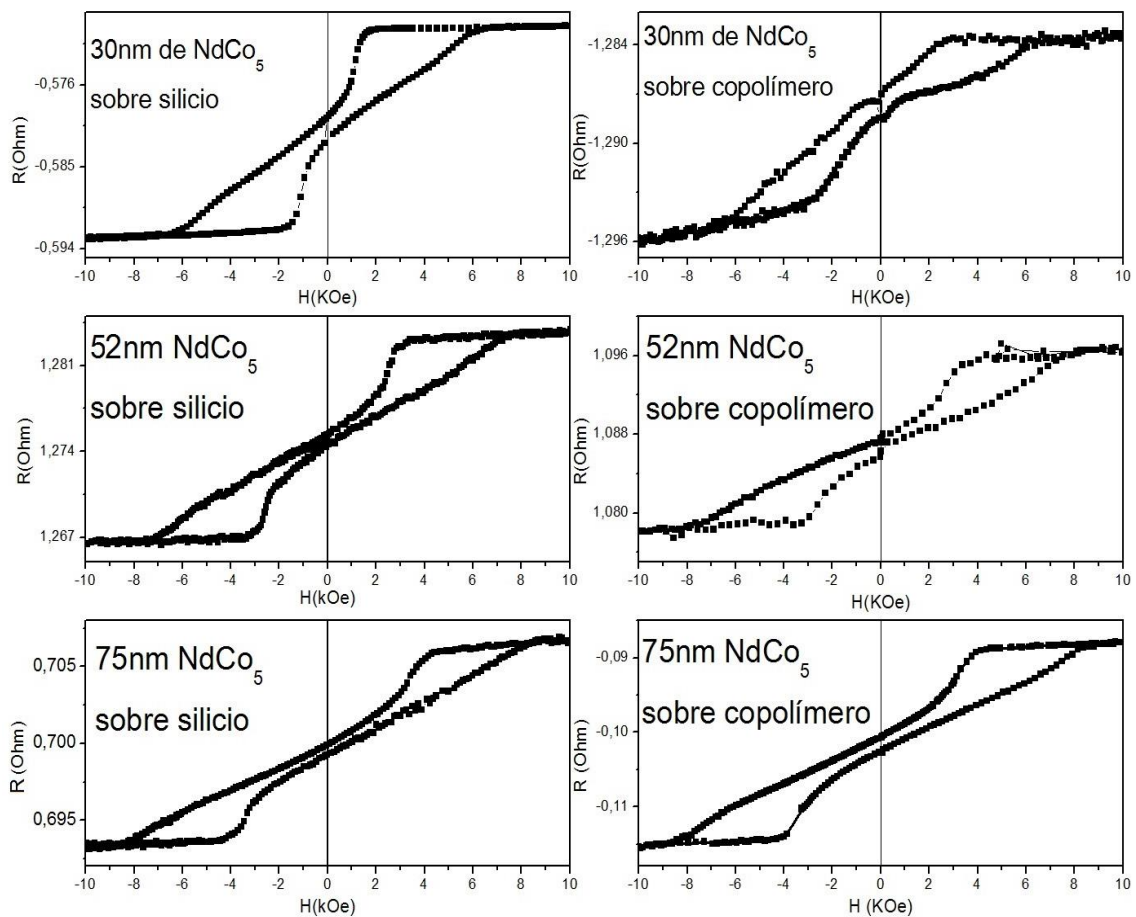


Figura 60. Ciclos de histéresis a 10K medidos por efecto hall de las muestras de 30, 52 y 75nm de NdCo_5 sobre copolímero y sobre silicio.

Comparando los ciclos de las muestras con copolímero y de las muestras sin copolímero se observan los siguientes efectos en las muestras crecidas sobre copolímero:

1. La remanencia es mayor para las muestras crecidas sobre copolímero. El cuello central de los ciclos, cerca de $H=0$ es menos reversible debido a un mayor número de centros de anclaje de dominios provocados por el copolímero.
2. La inversión de dominios comienza para campos más altos (ver la columna H_1 en la Tabla 6). Esto es compatible con la disminución de la anisotropía perpendicular que provoca el copolímero y con la creación de defectos que sirven como puntos de nucleación.
3. La expansión de los dominios se hace más lenta, terminando para campos más bajos a pesar de haber comenzado para mayores campos. Esto puede ser debido al aumento de anclaje.
4. Los efectos descritos anteriormente se hacen más débiles al aumentar el grosor de la película. Es comprensible que el copolímero afecte menos a las muestras con mayor espesor, ya que las tensiones que genera la rugosidad del copolímero llegarán atenuadas a la parte superior de la película.

Este tipo de ciclos en películas delgadas están muy bien descritos¹¹⁰ y son característicos de muestras en las que la inversión magnética se produce mediante un proceso de nucleación y expansión en avalancha de agrupaciones de dominios unidimensionales¹¹¹, es decir, dominios alargados y estrechos. Las diferentes etapas por las que pasa la muestra en el proceso de imanación son las siguientes (ver Figura 61):

1: Nucleación de los primeros dominios magnéticos con imanación invertida en forma de dominios en burbuja (cero-dimensionales)

De 1 a 2: Crecimiento en avalancha de dominios unidimensionales que se originan a partir de los dominios cero-dimensionales previamente nucleados.

2: Los dominios unidimensionales se han extendido por todas las zonas de la muestra.

De 2 a 3: La muestra sigue invirtiendo su imanación, aumentando la anchura de unos dominios a costa de disminuir la anchura de los que tienen la imanación en el sentido contrario. Este es un proceso reversible en el que no cambia la topología de los dominios, solo cambia su anchura.

De 3 a 4: Los dominios opuestos al campo comienzan a disminuir su longitud y aniquilarse.

De 4 en adelante: La muestra se satura y prácticamente desaparecen los dominios opuestos. En realidad pueden quedar pequeños núcleos con imanación opuesta, que desaparecerán a campos más altos.

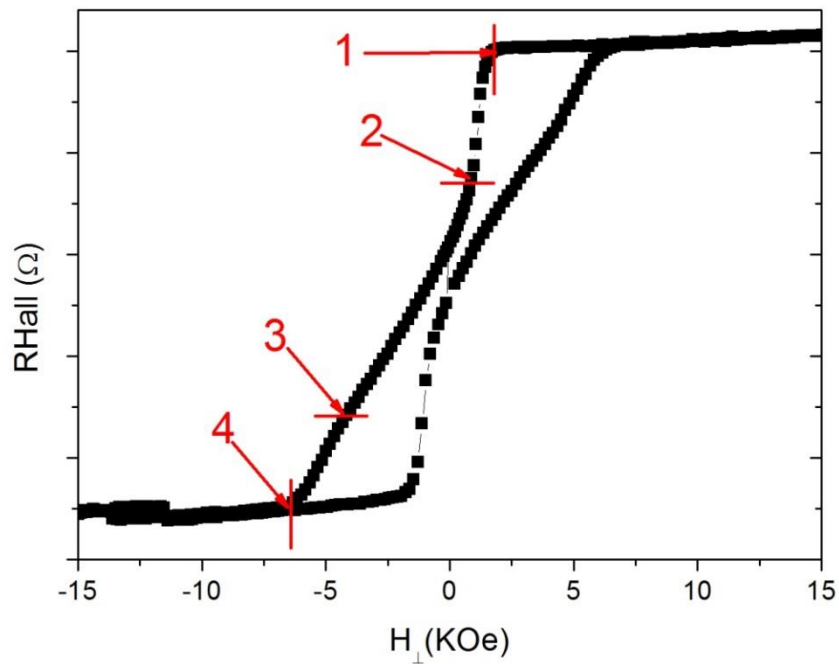


Figura 61. Ciclo de histéresis a 10K medido por efecto Hall extraordinario de la muestra de 30 nm de NdCo₅ sobre silicio. Los números marcados en la figura marcan los diferentes regímenes magnéticos de la muestra. Se observa el diferente tipo de tendencia en la imanación que provoca cada una de estas etapas.

Entre los puntos 1 y 2 es bien sabido^{46,48} que las estructuras de dominios que se forman en estos materiales se extienden formando dominios ramificados alrededor del núcleo inicial como se muestra en la Figura 62.

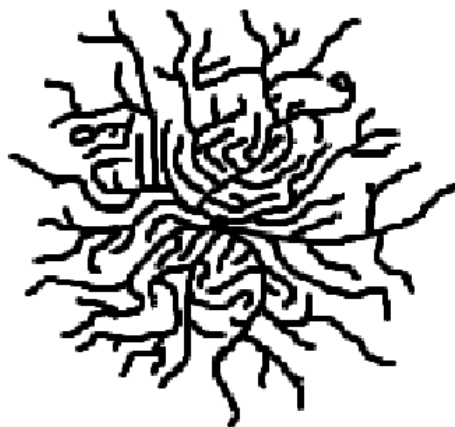


Figura 62. Esquema de expansión de los dominios alrededor de un núcleo inicial.

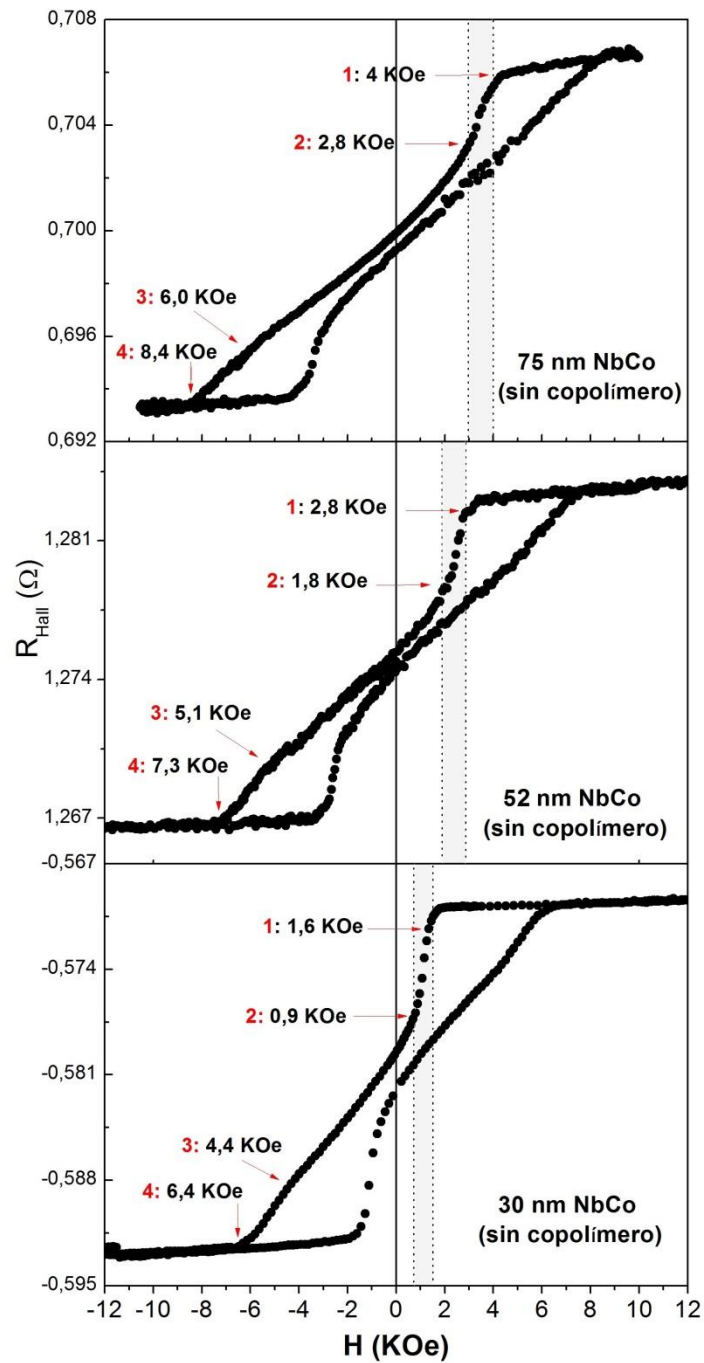


Figura 63. Ciclos de histéresis a 10K medidos por efecto Hall extraordinario de muestras de diferentes espesores de NdCo_5 sobre silicio. Los diferentes regímenes magnéticos de la muestra están marcados indicando aproximadamente los campos en los que se produce el cambio de pendiente. Las zonas sombreadas indican los campos para los que los dominios están extendiéndose en avalancha por toda la muestra.

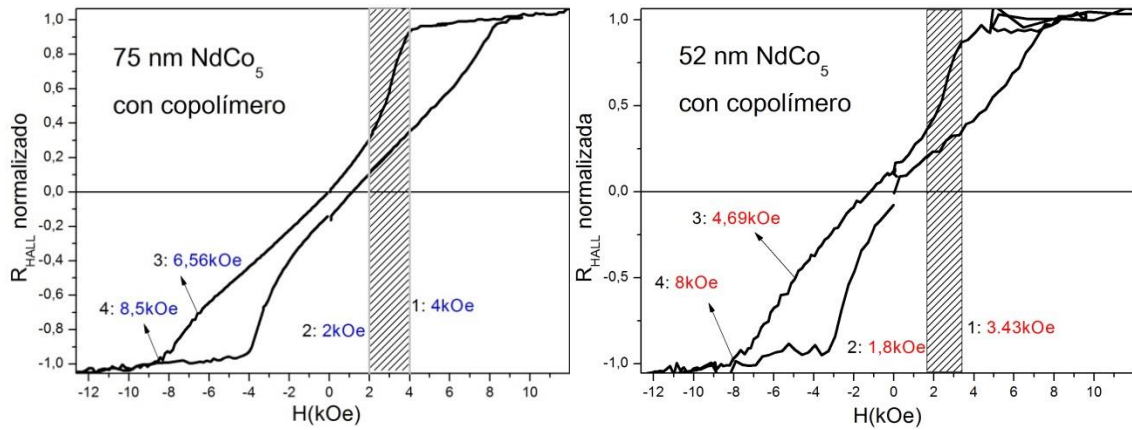


Figura 64. Ciclos de histéresis a 10K medidos por efecto hall de la muestra de 75 y 52 nm de NdCo₅ crecidos sobre copolímero. Los diferentes regímenes magnéticos de la muestra están marcados indicando aproximadamente los campos en los que se produce el cambio de pendiente. Las zonas sombreadas indican los campos para los que los dominios están extendiéndose en avalancha por toda la muestra.

Los valores de campo de los puntos 1 a 4 que caracterizan cada uno de estos ciclos se muestran en la tabla 6, denotados como H_i . En esta misma tabla se incluye la imanación en el punto 2, dividida entre la imanación de saturación.

Tabla 6. Valores característicos de los ciclos de histéresis.

Espesor de NdCo ₅	H_1	H_2	H_3	H_4	M_2/M_S
75 nm sin CP	4 kOe	2,8 kOe	6 kOe	8,4 kOe	0,47
52 nm sin CP	2,8 kOe	1,8 kOe	5,1 kOe	7,3 kOe	0,4
30 nm sin CP	1,6 kOe	0,9 kOe	4,4 kOe	6,4 kOe	0,33
75 nm con CP	4 kOe	2 kOe	6,6 kOe	8,5 kOe	0,3
52 nm con CP	3,4 kOe	1,8 kOe	4,7 kOe	8 kOe	0,37

Para todos los campos H_i , se observa que estos disminuyen al disminuir el espesor de NdCo₅. Esto es debido a que cuanto menos masivo es el material magnético, la influencia de unas zonas de la lámina sobre las zonas vecinas se hace más pequeña. Por ello un menor campo externo es capaz de saturar toda la muestra. Es decir, cuanto más delgada es una película menor es su energía dipolar¹¹².

Posteriormente, se volvieron a medir los ciclos de histéresis fuera del plano en un magnetómetro VSM con una sensibilidad de 10^{-7} emu. Las curvas medidas por este método, que se muestran en la figura 65, coinciden con las obtenidas por efecto Hall extraordinario. Se ha obtenido un calor de la imanación de saturación cercano a 1100 emu/cm^3 .

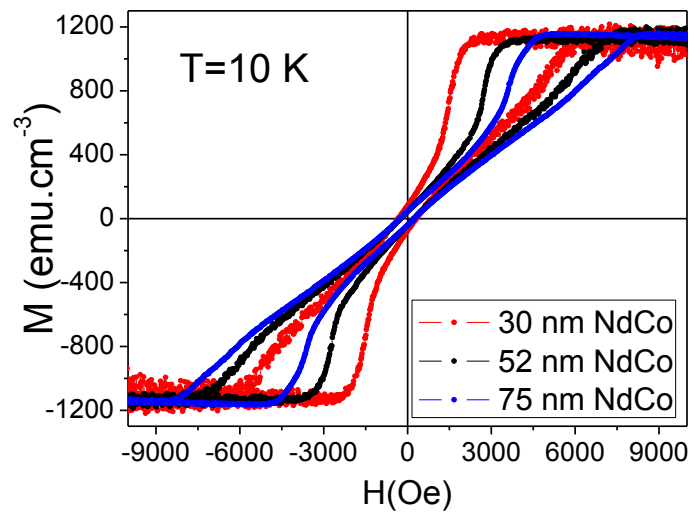


Figura 65. Ciclos de histéresis a 10 K con el campo aplicado fuera del plano para las muestras sin copolímero con espesores de NdCo: 30 nm (rojo), 52 nm (negro) y 75 nm (azul).

4.3 Propiedades superconductoras

4.3.1 Histéresis magnética en las propiedades superconductoras

La muestra de NdCo_5 guarda en su estado de imanación información del camino que el campo magnético aplicado ha seguido hasta llegar al valor final utilizado en la medida de las transiciones resistivas. Por otra parte el estado de imanación que tenga la película ferromagnética afectará a la película superconductora. De esta forma, se consigue que las propiedades superconductoras tengan memoria magnética y cada muestra tiene más de un campo crítico $H_c(T)$ posible, ya que además del punto (H, T) es relevante la historia magnética previa.

Para simplificar las explicaciones siguientes se van a introducir los dos posibles caminos para llegar al campo magnético aplicado en cada curva que por ahora se van a considerar:

1-Campo decreciente: El campo magnético se sube hasta que la película satura completamente y luego se disminuye hasta el valor deseado sin pasar por el cero. Para saturar la muestra completamente hay que subir el campo hasta dos veces el campo de saturación aparente H_{SAT} , para eliminar todos los núcleos de imanación no saturada¹¹⁰. Este camino seguido por el campo se denotará por un triángulo rojo apuntando hacia abajo.

2-Campo creciente: Se sigue el procedimiento anterior llegando a campo cero y aumentando el campo en la dirección contraria a la previamente aplicada hasta, alcanzar el valor de campo deseado. Este camino seguido por el campo se denotará con un triángulo azul apuntando hacia arriba.

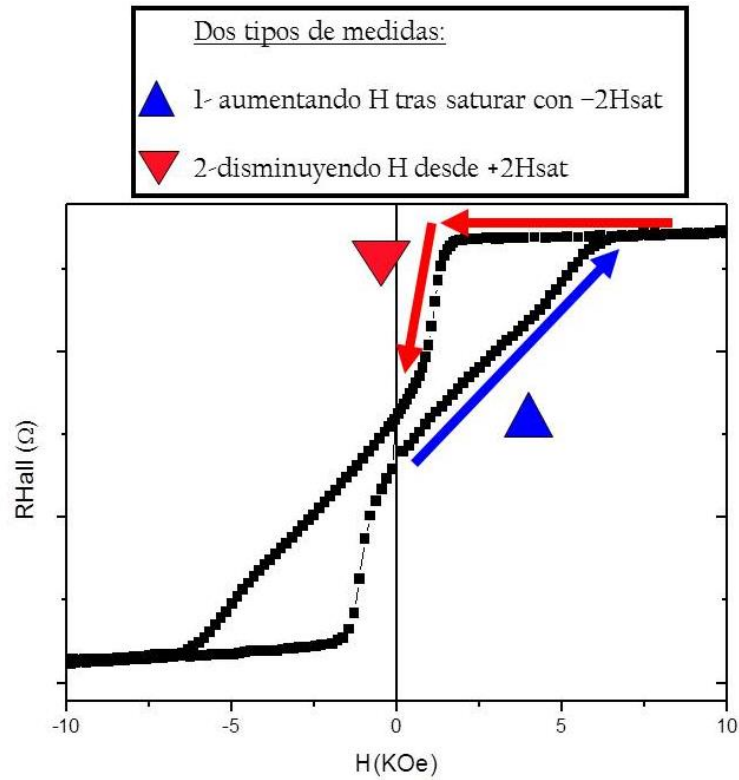


Figura 66. Esquema de los dos diferentes caminos del campo que se han seguido para aplicar el campo en la medida de las transiciones resistivas. Estos caminos producen una imanación correspondiente a los dos brazos de un ciclo de histéresis.

A continuación se presentan las transiciones resistivas, $R(T)$, de las dos diferentes historias magnéticas.

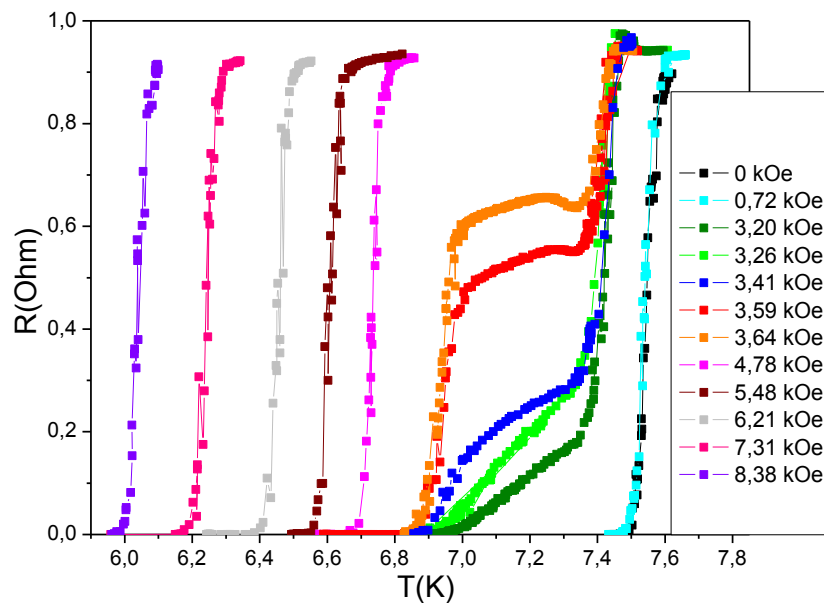


Figura 67. Transiciones resistivas normal-superconductor realizadas con campo decreciente tras saturar la muestra Nb(50nm)/NdCo₅(75nm)/Si con $H_{SAT} = -20$ kOe.

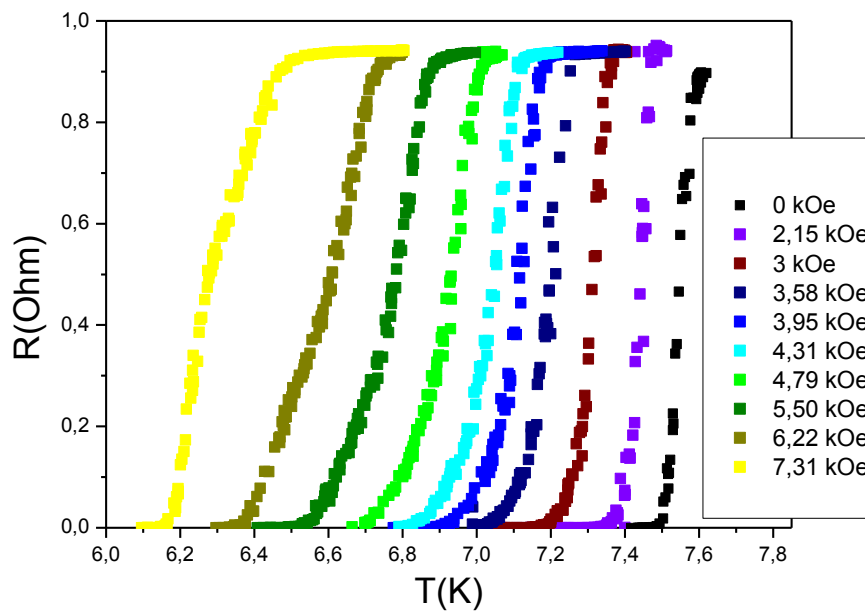


Figura 68. Transiciones resistivas normal-superconductor realizadas con campo creciente tras saturar la muestra Nb(50nm)/NdCo₅(75nm)/Si en el sentido contrario con H_{SAT}=-20 kOe.

Como se puede observar en la figura 67 y la figura 68, existe una clara diferencia en la forma y posición de las transiciones superconductoras, causada por la memoria magnética de la muestra. A continuación, se presenta el campo crítico en función de la temperatura obtenido a partir de esas figuras. De nuevo se observa la importancia del estado de imanación del NdCo₅.

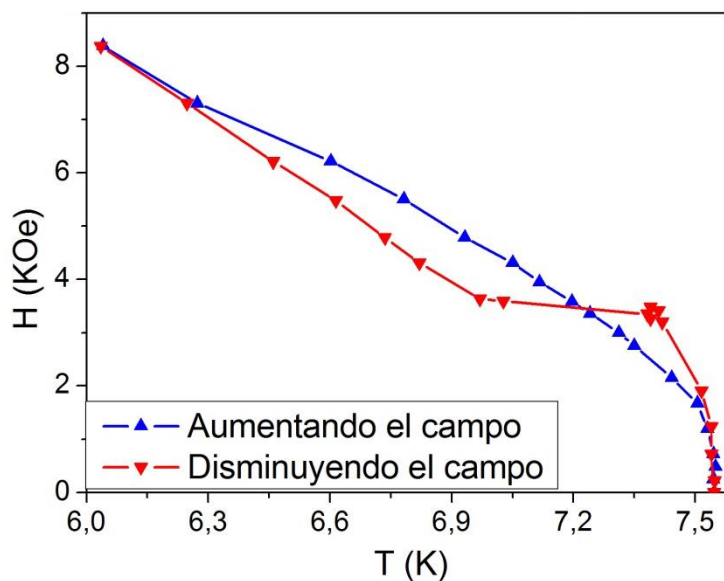


Figura 69. Campo crítico superconductor de la muestra Nb(50nm)/NdCo₅(75nm)/Si. La curva roja se obtiene partiendo del campo de saturación y disminuyendo el campo hasta pasar por el cero. A continuación se aumenta el campo en sentido contrario para obtener la curva azul.

El campo crítico de las muestras Nb(50nm) /NdCo5(52nm) /Si y Nb(50nm) /NdCo5(30nm) /Si, tiene una forma muy similar, más adelante se mostrarán otros ejemplos (Figura 76).

4.3.2 Confinamiento de la superconductividad en los dominios magnéticos

En la literatura, hasta la fecha no se encuentran campos críticos $H_{C2}(T)$ con este aspecto. Las formas predichas para los diagramas de fase se han clasificado según el valor del parámetro³²: $\pi H_{SF} \Lambda^2 / 4 \phi_0$ introducido en el apartado 1.2.2 donde H_{SF} es el campo de fugas, ϕ_0 es el cuanto de flujo magnético y $\Lambda/2$ es el tamaño de un dominio magnético. El valor de dicho parámetro indica la relación entre el tamaño de los dominios, $\Lambda/2$, y el campo de fugas, introducido mediante el parámetro³² $L_H = \sqrt{\phi_0 / (2\pi \langle H_z^{stray} \rangle)}$, donde $\langle H_z^{stray} \rangle$ es el campo de fugas promedio sobre un dominio. La comparación entre estos dos parámetros determina el solapamiento entre los diferentes núcleos superconductores cuando el campo externo aplicada es cero. En el régimen de dominios pequeños, en ausencia de campo externo, la superconductividad nucleará en toda la muestra ya que existe solapamiento entre los diferentes núcleos. En el régimen de dominios grandes aparece superconductividad reentrante; es decir, el máximo en temperatura crítica aparece para un cierto campo externo en vez de a campo cero.

Si el campo de fugas es de tipo sinusoidal²⁶, como se comprobó con simulaciones micromagnéticas (ver figura 57), se considera que el régimen de dominios pequeños ocurre para $\Lambda/2 < 1.8L_H$. Ello se debe a que, como se verá en el apartado 4.3.4, $1.8 \cdot L_H$ es aproximadamente la mitad del tamaño de un núcleo superconductor.

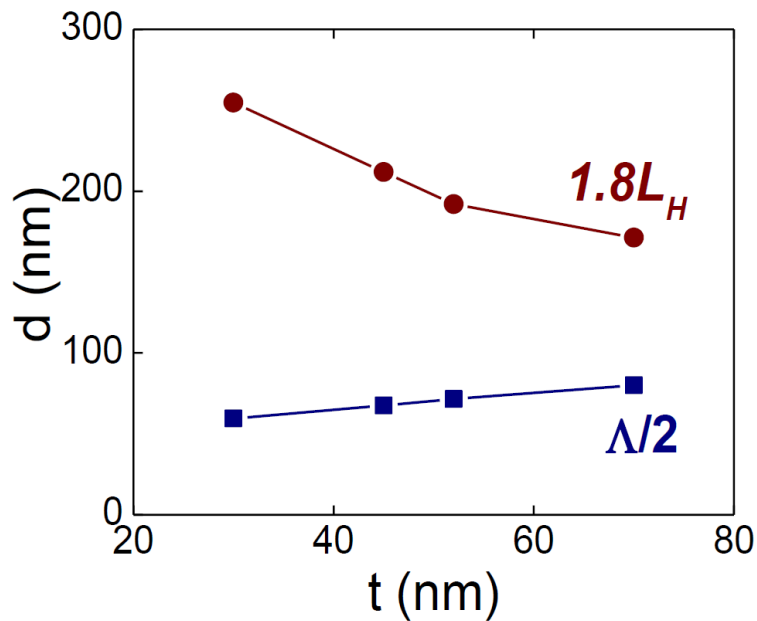


Figura 70. Comparación del tamaño en nanómetros (d) de los dominios con el tamaño del parámetro $1.8L_H$ para diferentes valores de espesor (t) de NdCo₅.

En la figura 70 se observa que todas las muestras cumplen $\Lambda/2 < 1.8L_H$, por lo que todas ellas están en el régimen de dominios pequeños.

La forma teóricamente calculada²⁶ para el campo crítico superconductor en el régimen de dominios pequeños se puede observar en la figura 71 (curva con línea a trazos). Esta curva presenta un máximo de temperatura crítica a campo cero. A campos bajos tiene un comportamiento lineal y a un campo mayor el comportamiento se vuelve no lineal. Este cambio de comportamiento lineal a no lineal indica el cambio de una superconductividad extendida sobre varios dominios a una superconductividad confinada sobre un solo dominio invertido. Este cambio de comportamiento entre superconductividad extendida con un campo crítico $H_{c2}(T)$ lineal y superconductividad confinada con un campo crítico curvado ha sido observada en varios casos, un ejemplo es el cambio de dimensionalidad en multicapas de Nb/Cu¹¹³.

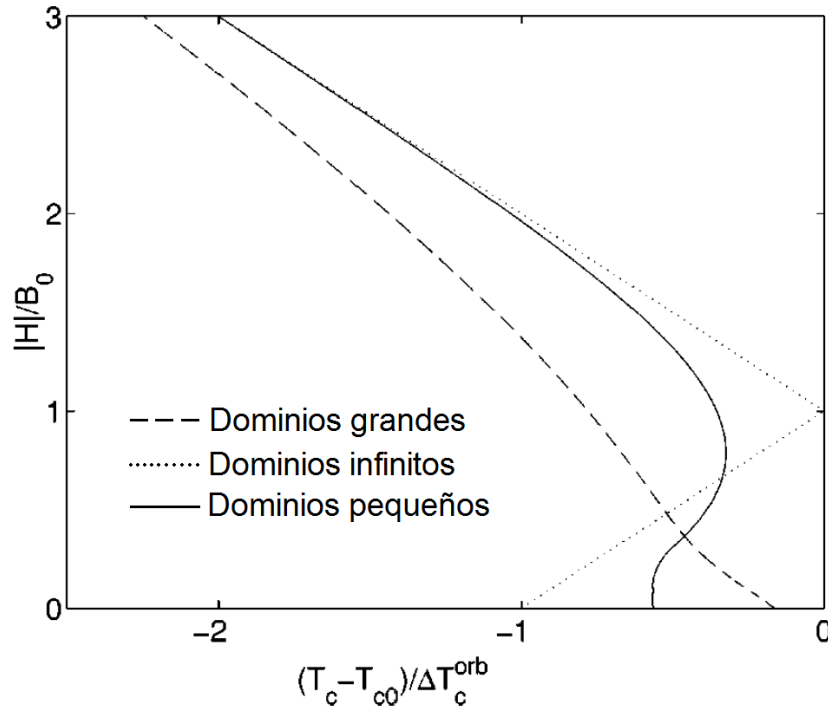


Figura 71. Campo crítico superconductor dependiendo de la temperatura para el caso de dominios grandes, línea continua ($H_{SF}\Lambda^2/\Phi_0 = 5/\pi$) y para el caso de dominios pequeños, línea discontinua ($H_{SF}\Lambda^2/\Phi_0 = 1/\pi$). Línea punteada: campo crítico debido al efecto de compensación del campo externo por el campo de fugas en el caso en el que la longitud coherente es mucho mayor que el tamaño de los dominios, es decir, aproximación de dominios infinitos. Figura tomada de la referencia [26]. $\Delta T_c^{orb} = T_{c0}\xi_0^2/L^2$, donde ξ_0 es la longitud coherente a temperatura cero y $L^2 = \phi_0/(2\pi H_{SF})$. $H_0 = H_{SF}$, el campo máximo generado por el campo de fugas. T_{c0} es la temperatura crítica del material superconductor sin campo aplicado y T_c es la temperatura crítica de la bicapa híbrida superconductor-magnético dependiendo del campo aplicado H .

Es comprensible que la forma de nuestros campos críticos no coincida con el de Aladyshkin y coautores²⁶, debido a que sus cálculos han sido realizados para una estructura de dominios paralelos y los dominios de nuestra muestra en estas medidas tienen geometría laberíntica.

En el caso de nuestras muestras de Nb/NdCo₅, los dominios magnéticos opuestos al campo serán más pequeños en la curva roja (disminuyendo el campo) que en la curva azul (aumentando el campo), como se ve en la figura 69, debido a que la imanación de la curva roja es mayor que la de la curva azul. Existen trabajos previos en los que se describe una disminución de la temperatura crítica por efectos de confinamiento^{27,31}, y son más acusados cuanto mayor sea la imanación en la dirección del campo aplicado. En estos artículos se describe cómo aparecen máximos para los campos de compensación, pero esos máximos no tienen la temperatura crítica del material superconductor debido al papel contrario que juega el confinamiento de la

superconductividad en el valor de la temperatura crítica (la hace decrecer). Debido a esto, para un mismo campo aplicado la temperatura crítica es mayor cuando el campo se ha aumentado desde la saturación en sentido contrario que cuando se ha disminuido desde el campo de saturación. En nuestro caso existe un rango de campos magnéticos donde ocurre lo contrario, la curva con campo magnético decreciente, que es la que debería sufrir un mayor confinamiento por tener dominios opuestos más pequeños, presenta una mayor temperatura crítica que la curva con campo creciente. Esto se puede observar en la figura 69 y hace pensar que en estas muestras el efecto de confinamiento en los dominios tiene un efecto menor que en las muestras en el límite de dominios grandes.

De hecho, el pequeño tamaño de los dominios favorece que no se observen los efectos de confinamiento debido a que, como se vio en el capítulo 1.2.3, la superconductividad nuclea a mayor temperatura crítica en el régimen extendido cuanto menores sean los dominios. Por tanto, dominios muy pequeños como los que presentan estas muestras, ejercen menor efecto de confinamiento que dominios mayores.

Los escalones del tipo de la figura 67 se suelen identificar con la existencia de dos temperaturas críticas diferentes sobre los dos tipos de dominios de materiales con anisotropía perpendicular: dominios en la dirección del campo externo y dominios invertidos²⁵. Sin embargo éste no es el caso de nuestras muestras. Como se verá más adelante, los escalones solo aparecen con campo decreciente y en un rango de campos concreto, cuando los dominios se están extendiendo por la muestra previamente saturada. No aparecen cuando se aplica un campo creciente.

4.3.3 Diagramas de fase $H_{c2}(T)$

Se va a describir el campo crítico superconductor $H_{c2}(T)$ a través de la influencia de la conectividad entre las diferentes zonas superconductoras y la importancia de las propiedades magnéticas de la película de $NdCo_5$.

En primer lugar hay que comparar los espesores de las películas ferromagnéticas con la extensión del sustrato de silicio sobre el que se han crecido. Las muestras que se están estudiando son de una extensión del orden de centímetros y su anchura es del orden de 100 nm, cinco órdenes de magnitud por debajo. En estas condiciones, cuando la película ferromagnética está saturada con su imanación perpendicular al sustrato, se

puede considerar que el campo de fugas es despreciable excepto en los bordes de la muestra^{30,114}.

Esto explica que cuando la película ferromagnética está saturada, $H_{C2}(T)$ presente un comportamiento lineal, ya que el único campo al que la película superconductora está sometida es al campo externo. Esto se puede observar en la curva roja (disminuyendo el campo magnético) de la figura 72. La temperatura crítica y longitud coherente que se obtienen al extrapolar esta región lineal son comparables a las de las muestras de Nb patrón crecidos directamente sobre un sustrato de silicio. La curva con campo creciente también converge a esta recta cuando el ferromagnético se satura ($H > 8,4$ kOe).

A campo cero el diagrama de fases se cruza con la regresión. La diferencia entre el corte de la línea negra con el eje x y la temperatura crítica de la muestra marca la depresión de la temperatura crítica debido al campo de fugas que generan los dominios de la película ferromagnética sin campo externo aplicado.

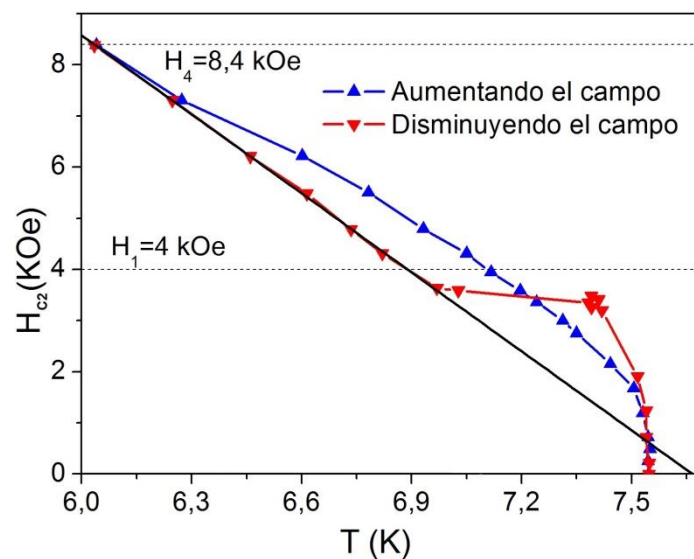


Figura 72. Campo crítico superior de la muestra con 75nm de NdCo₅. La línea negra continua es una regresión lineal realizada a la parte recta de la curva con campo decreciente, en la que la película de NdCo₅ está todavía saturada. Las líneas punteadas marcan los puntos característicos H₁ y H₄ de la muestra de 75 nm de NdCo₅ sin copolímero (ver Tabla 6).

Los dominios que rodean a un punto de la película ferromagnética ejercen en ese punto un campo de fugas de dirección opuesta a su dirección de imanación, por ello un

dominio pequeño, rodeado de dominios más grandes en la dirección opuesta, crea un campo magnético mayor que un dominio grande.

En la figura 72, se observa que existe un rango de campos magnéticos en los que la temperatura crítica, para un campo dado H , es mayor disminuyendo el campo que cuando el campo se aplica de forma creciente. La explicación es que, para un mismo campo, en la curva $H_{c2}(T)$ con campo decreciente existe mayor proporción de ferromagnético imanado en la dirección del campo externo que cuando el campo es creciente, y por ello los dominios opuestos al campo serán menores y su campo de fugas mayor, el flujo estará más concentrado sobre estos. Por ello la temperatura crítica es mayor en la curva con campo crítico decreciente que en la curva con campo crítico creciente.

Para mejorar las propiedades superconductoras de un material, además de conseguir una temperatura crítica alta en algunas zonas del híbrido superconductor-magnético por la cancelación del campo externo con el campo de fugas, también es importante que las zonas superconductoras estén conectadas entre sí. Para ilustrar los efectos de la conexión entre zonas superconductoras pondremos como ejemplo de nuevo la muestra $Nb(50nm)/NdCo_5(75nm)/Si$ medida con campo decreciente.

Las $R(T)$ con escalones que se observan en la figura 67 indican la existencia de diferentes temperaturas críticas en diferentes partes de la muestra^{25,28,29,33,34}. En la figura 74, se muestran las transiciones resistivas medidas con campo aplicado de la figura 67, señalando las dos temperaturas críticas superconductoras más características, T_{c1} y T_{c2} .

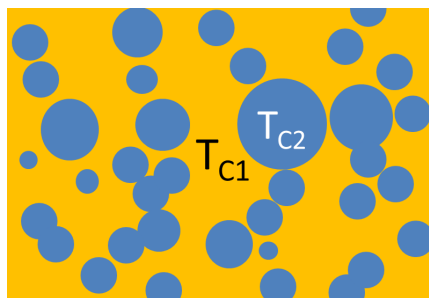


Figura 73. Esquema de muestra con temperatura crítica superconductora no homogénea espacialmente.

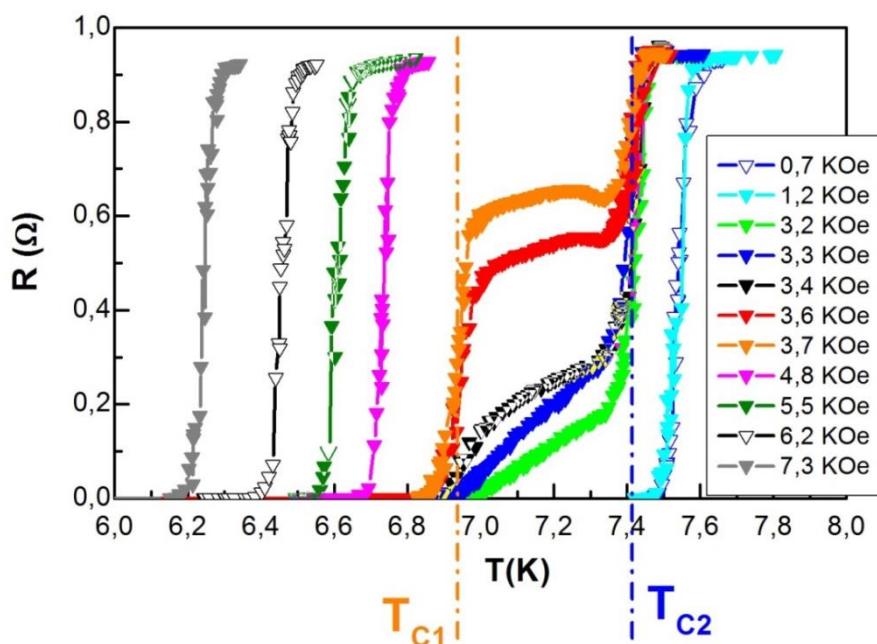


Figura 74. Transiciones resistivas normal-superconductor realizadas con campo decreciente en la muestra Nb(50nm)/NdCo₅(75nm)/Si. Se observan algunos escalones que muestran la inhomogeneidad en temperatura crítica de la muestra. Existen zonas con $T_c = T_{c1}$ y otras con $T_c = T_{c2}$.

Las partes del Nb sobre zonas del NdCo₅ saturadas en la dirección del campo magnético externo transitarán a una temperatura crítica T_{c1} . Las partes de Nb que estén sobre zonas con dominios invertidos, estarán sometidas a un campo de fugas opuesto al campo externo, y transitarán a una temperatura crítica mayor, $T_{c2} > T_{c1}$. Si la corriente tiene que atravesar estos dos tipos de zonas para llegar de un contacto a otro, observaremos una $R(T)$ con un escalón como los presentes en algunas de las transiciones medidas en la figura 74. Esto es debido a que parte del camino por el que va la corriente estará en estado superconductor y parte en estado normal a $T < T_{c2}$, y habrá que bajar la temperatura hasta $T < T_{c1}$ para que la corriente pueda circular de un contacto al otro, íntegramente por zonas superconductoras. Si existe un camino por zonas del niobio con temperatura crítica T_{c2} que conecte toda la muestra, las transiciones volverán a ser abruptas, puesto que por ese camino podrá circular la corriente con resistencia cero antes de que el resto de la muestra haya transitado.

En la figura 75, se muestran los diagramas de fase de la película con 75nm de NdCo₅, mostrados en la figura 72, en la que se han señalado las dos temperaturas críticas características.

El escalón observado en el diagrama de fases está causado por el escalón de las transiciones $R(T)$. El rango de temperaturas en el que el diagrama de fases es plano, entre T_{c1} y T_{c2} , coincide con las temperaturas entre las que aparece el escalón en las

transiciones resistivas. Todas las $R(T)$ representadas en la figura 74 que tienen escalón están medidas aplicando un valor de campo muy próximo. Con una disminución muy pequeña de campo, en la curva de bajada la temperatura crítica aumenta $\Delta T \approx 0,44K$.

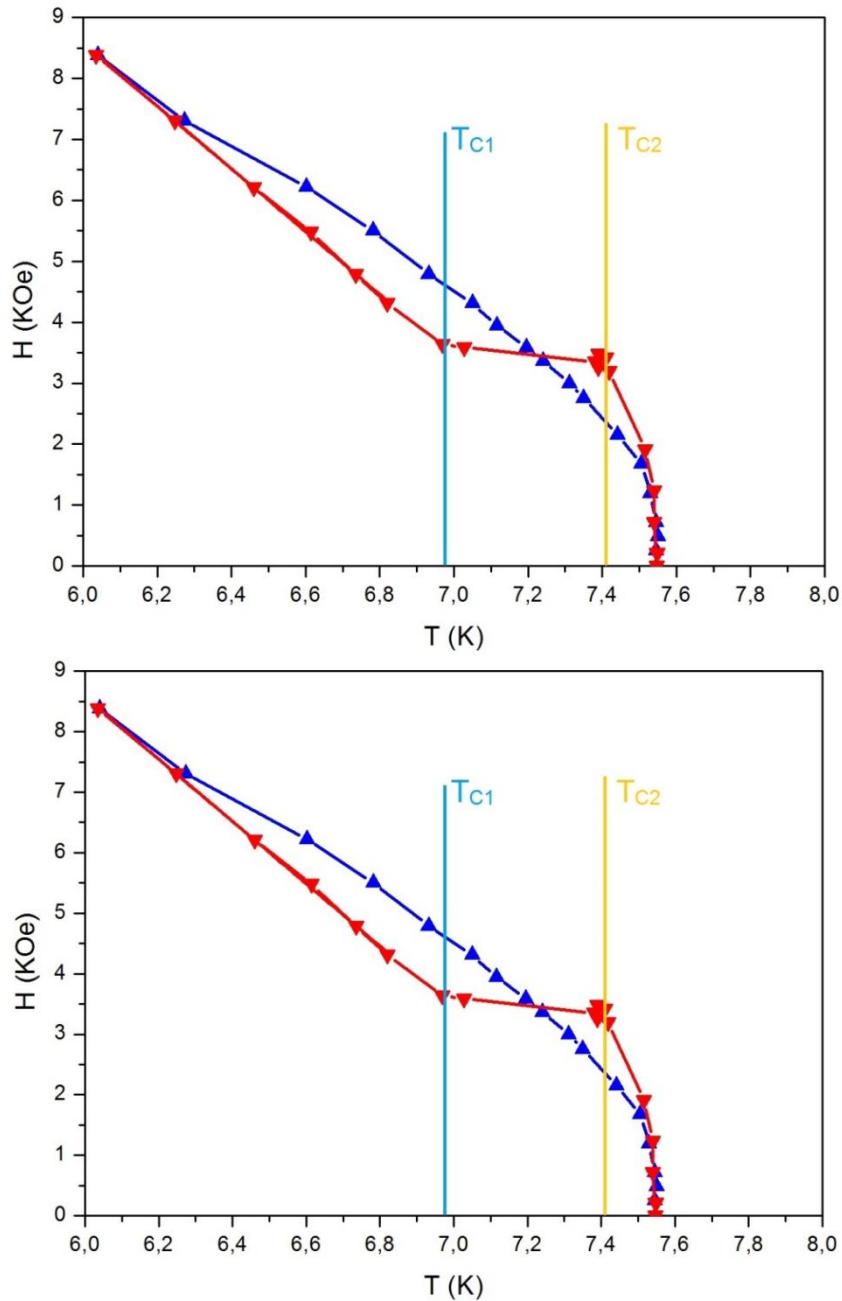


Figura 75. Diagrama de fases disminuyendo el campo (curva roja) y aumentando el campo (curva azul) de la muestra con 75nm de NdCo_5 . Están señalados con líneas horizontales los valores de temperaturas críticas observadas antes y después del escalón de las transiciones de la figura 74.

En la figura 76 están representados los diagramas de fase de seis muestras diferentes, tres de ellas han sido crecidas sobre el copolímero y las otras tres sobre un sustrato de

silicio. Se han usado tres espesores de NdCo₅: 30, 52 y 75 nm. En todos los casos se repite la correspondencia entre el escalón en el diagrama de fases y el escalón en las transiciones resistivas superconductoras. Además de esto, en todos los casos sucede que la aparición del escalón en el diagrama de fases y de los escalones en las transiciones ocurre en el comienzo del proceso de nucleación y crecimiento en avalancha de los dominios magnéticos invertidos (ver apartado 4.2.3). Las franjas sombreadas indican los valores de campo magnético para los que se produce el crecimiento en avalancha de los dominios. También está marcado el campo de saturación de las muestras con una línea horizontal azul. Se comprueba que por encima de esta línea azul las curvas medidas con campo creciente y decreciente convergen a la recta típica que presenta una película de niobio sometida a un campo magnético homogéneo. Las curvas negras representan el campo crítico de las muestras cuando se aumenta el campo a partir de un estado inicial desimanado. Estas curvas son muy parecidas a la curva con campo creciente (azul), con la diferencia de que a campos muy bajos tienen una temperatura crítica más alta comparada con los otros dos estados de imanación. Una explicación de esto es que, por efecto de los ciclos desimanadores, la imanación fuera del plano disminuye a costa de un aumento de la componente paralela al plano. Por ello el campo de fugas disminuye y como el campo externo aplicado es prácticamente nulo, la temperatura crítica aumenta acercándose a la temperatura crítica que tendría el Nb sometido a campo cero. No hay que olvidar que estas muestras tienen una anisotropía perpendicular débil y que su imanación tiene una componente paralela al sustrato que es más fuerte cuanto más delgada sea la película. La anisotropía perpendicular se hace más débil cuando la muestra se crece sobre el copolímero.

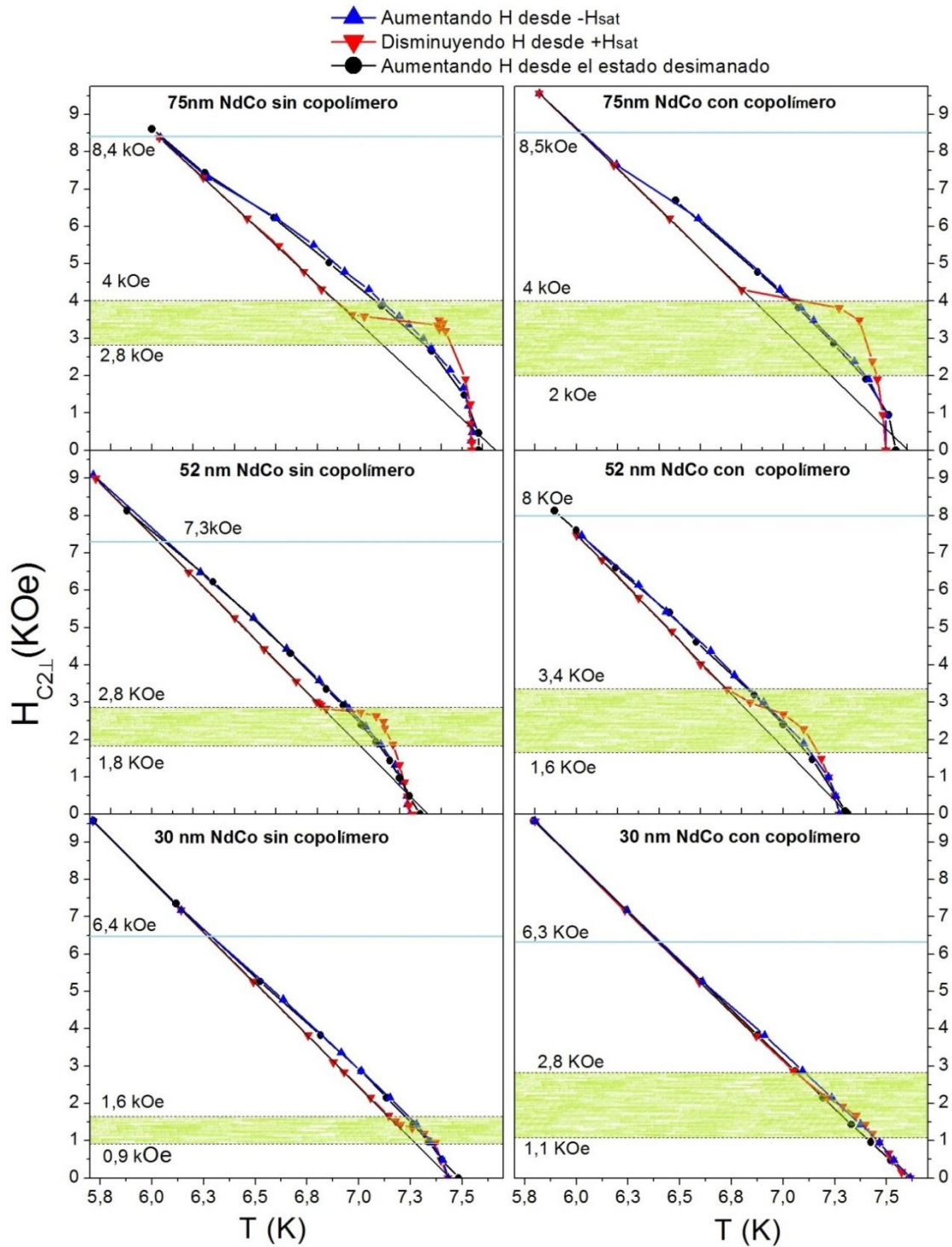


Figura 76. Diagrama de fases superconductor disminuyendo (curva roja) y aumentando el campo (curva azul). La curva negra se ha obtenido aumentando el campo desde campo cero tras desimanar la muestra. El sombreado verde indica los campos para los que los dominios se están extendiendo en avalancha por la muestra al disminuir el campo. La recta horizontal azul indica los campos a los que la muestra se satura para campos crecientes.

En todas las curvas medidas con campo decreciente se observa un cambio brusco en temperatura crítica cuando aparecen los dominios inversos y crecen en avalancha. Este

cambio es menos pronunciado en las muestras sobre copolímero, que no presentan un escalón tan horizontal. Esto es comprensible, ya que el mayor anclaje que experimentan los dominios magnéticos por las imperfecciones que genera el copolímero, hace que el proceso de crecimiento en avalancha de los dominios se vea obstaculizado. También se puede observar que el copolímero afecta más a la muestra con una película magnética más delgada, tal como se describió al estudiar las propiedades magnéticas en el capítulo 4.2.3. Otra característica a destacar es que en las muestras crecidas sobre el copolímero, el escalón del diagrama de fases aparece a mayores campos, coincidente con la observación de que el copolímero provoca un comienzo de la nucleación a campos mayores (ver capítulo 4.2.3).

Para cuantificar la depresión en temperatura crítica que el niobio sufre por efecto del campo de fugas del NdCo_5 , se ha calculado la temperatura crítica de la muestra con 52 nm de NdCo_5 sin campo externo aplicado. Se considerará para ello el campo creado en la mitad de la película de Nb, aproximadamente a 35 nm de la superficie de la película de NdCo_5 . Este campo de fugas se ha obtenido mediante cálculos micromagnéticos⁶⁴. El resultado se muestra en la figura 77. Sólo se ha tenido en cuenta la componente perpendicular del campo que es la que más afecta a la superconductividad debido a que tiene mayor magnitud y el campo crítico es mayor cuando se aplica paralelamente a la superficie que cuando se aplica perpendicularmente a ella³⁶.

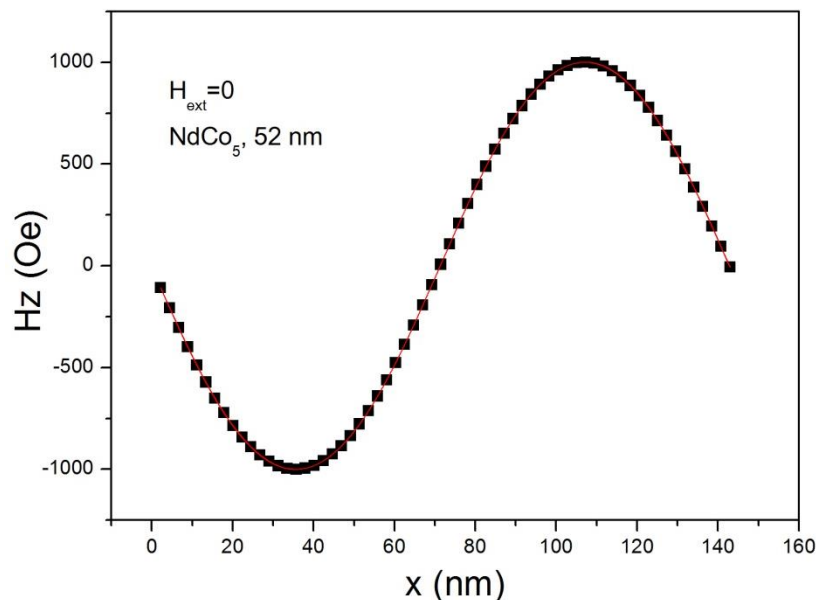


Figura 77. Campo de fugas generado por los dominios magnéticos de la muestra de 52 nm de NdCo_5 sin campo externo aplicado a 35 nm de la superficie de la muestra, es decir, en medio de la película de Nb (10nm de Al más 50 nm de Nb). Valores obtenidos mediante simulación micromagnética.

Para obtener la temperatura crítica a partir de la ecuación de Ginzburg-Landau tal y como se explicó en el apartado 1.2.3, hay que calcular el potencial vector integrando la función dada por el campo magnético $H_z(x)$.

Con este tipo de configuración de campo existen dos tipos de soluciones:

1. La superconductividad nuclea sobre las fronteras de dominio donde existe menor campo magnético. Para este caso habría que elegir un gauge para el que el potencial vector tuviera su máximo o su mínimo cerca del cero (curva roja de la figura 78). Debido a la libertad que existe en la elección del gauge magnético se puede sumar una constante para centrar el potencial vector en torno a cero.
2. La superconductividad se extiende por toda la muestra. En este caso, por simetría entre los dominios en una dirección y en la otra, el gauge debe ser tal que el potencial vector tenga su valor medio en cero.

El segundo tipo de soluciones corresponde con el caso de que la longitud coherente obtenida sea mucho mayor que el tamaño de un dominio, a continuación se verá que este es el caso de las muestras que tratamos. Esto significará que la temperatura a la que la superconductividad puede nuclea es mayor cuando ésta esté extendida que localizada sobre un dominio debido a que la longitud coherente tendría que ser menor para poder estar confinada sobre un dominio, y la longitud coherente se hace menor disminuyendo la temperatura.

Para obtener el potencial efectivo de la ecuación de Ginzburg-Landau linealizada hay que elevar al cuadrado el potencial vector y multiplicarlo por una constante, como se ha explicado en la sección 1.2.3. El resultado se muestra en la figura 79.

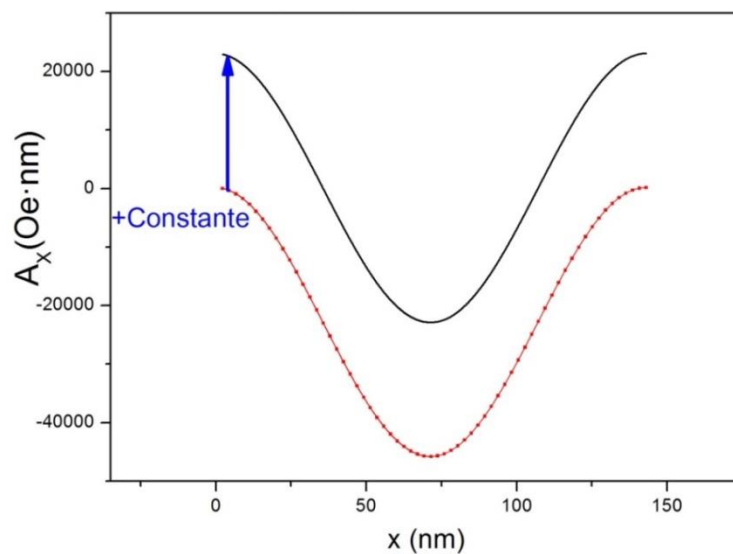


Figura 78. Potencial vector generado por los dominios magnéticos de la muestra de 52 nm de NdCo_5 sin campo externo aplicado a 35 nm de la superficie de la muestra.

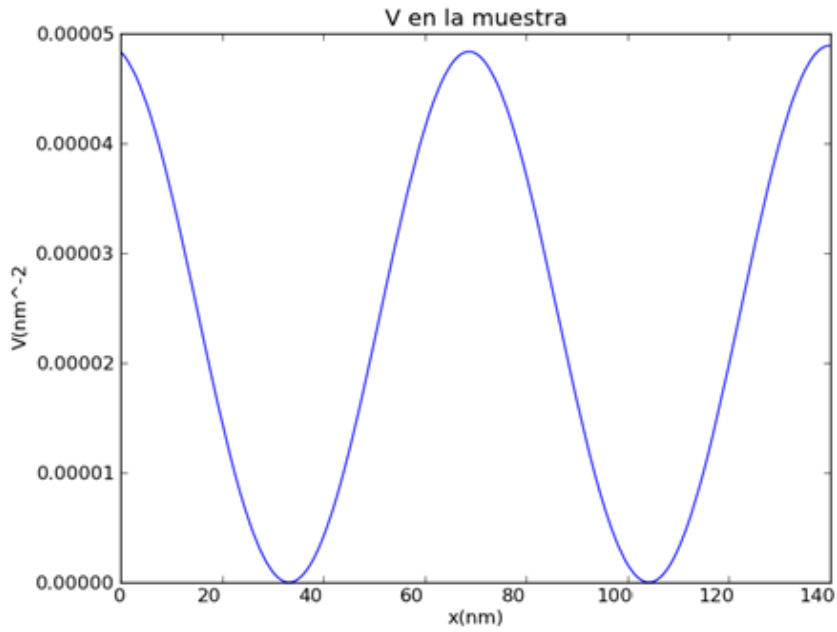


Figura 79. Potencial efectivo de la ecuación de Ginzburg-Landau.

A continuación se soluciona la ecuación de Ginzburg-Landau por el método del disparo con condiciones de contorno tal que en 0 y en 140 nm su pendiente sea cero ($0 \pm \varepsilon$). Dado que el potencial es periódico, la función de onda ha de ser periódica y su pendiente será cero en las posiciones donde el potencial tiene un centro de simetría.

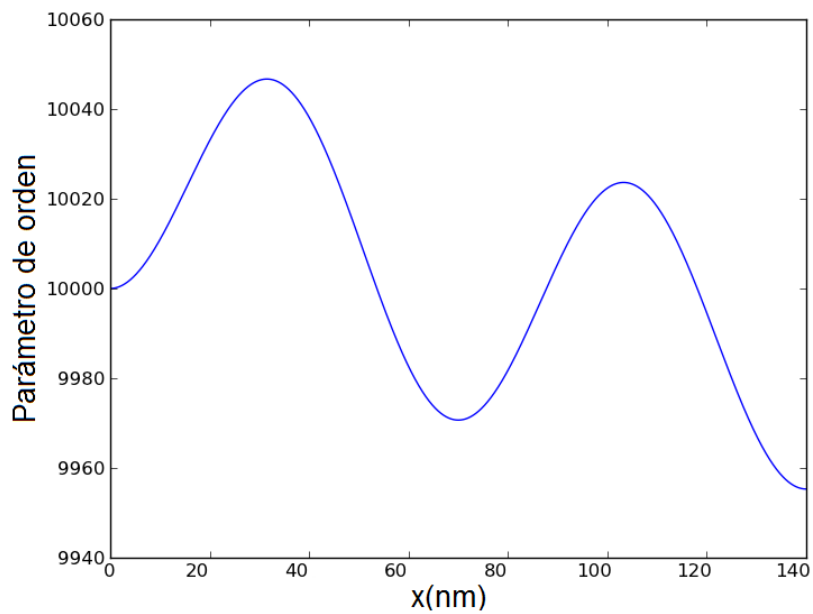


Figura 80. Distribución espacial del parámetro de orden.

La longitud coherente para la que se cumplieron las condiciones de contorno era 205 nm, mucho mayor que el tamaño de los dominios, por lo que la suposición de fijar el gauge centrado el potencial vector entorno al cero fue correcta. Esta configuración de campo solo deprime un 0,2% la temperatura crítica:

$$T_c = T_{c0} \cdot \left(1 - \frac{\xi(T=0)^2}{\xi(k_y)_{MAX}^2} \right) = T_{c0} \cdot \left(1 - \frac{(9 \text{ nm})^2}{(205 \text{ nm})^2} \right) = T_{c0} \cdot 0,998$$

La temperatura crítica del niobio de la muestra Nb/NdCo₅(52 nm)/Si, en ausencia de campo magnético es 7,33 K de acuerdo con la regresión de la figura 76, por tanto, según la ecuación de Ginzburg-Landau el campo de fugas deprimirá la temperatura crítica hasta 7,315 K. La temperatura crítica a campo cero de la muestra desimanada es 7,298 K, cercana a la temperatura crítica calculada. El valor es menor porque en los cálculos no se ha considerado la componente de campo paralela a la muestra y debido a que se han simplificado las ecuaciones considerando un caso bidimensional. De todas formas esta simulación sirve para comprobar que la depresión en temperatura crítica medida experimentalmente es del mismo orden de magnitud que la debida al campo de fugas del NdCo₅ según la ecuación de Ginzburg-Landau.

Este resultado también indica que la superconductividad se encuentra extendida por toda la película de Nb cuando no hay campo externo aplicado.

Supongamos que un superconductor está sometido a un campo periódico de amplitud H_{5F}. Cuanto menor sea su periodicidad menor será la integral del campo (~potencial vector) en un periodo y menor será el máximo del pseudopotencial de la ecuación de Ginzburg-Landau linealizada (~cuadrado del potencial vector). Por ello la temperatura crítica de un superconductor sometido a un campo de fugas periódico es mayor cuanto más corto sea el periodo, manteniendo constante la amplitud del campo.

En resumen: para campos aplicados pequeños comparados con el campo de fugas del ferromagnético, cuanto menor sea el periodo de los dominios, mayor será la temperatura crítica, y si es menor que la longitud coherente de Ginzburg-Landau, la superconductividad estará extendida por toda la muestra.

4.3.4 Superconductividad localizada y superconductividad extendida. Transición dimensional.

En la figura 81 se representan los campos críticos superconductores frente a la temperatura para muestras con 52 y 75 nm de NdCo_5 con tres criterios distintos para tomar las temperaturas críticas a partir de las transiciones resistivas (al 10%, 50% y 90% del valor de la resistencia en estado normal). También se ha calculado la anchura de la transición ΔT en función del campo magnético aplicado como $\Delta T_C(H) = T_C^{90\%}(H) - T_C^{10\%}(H)$.

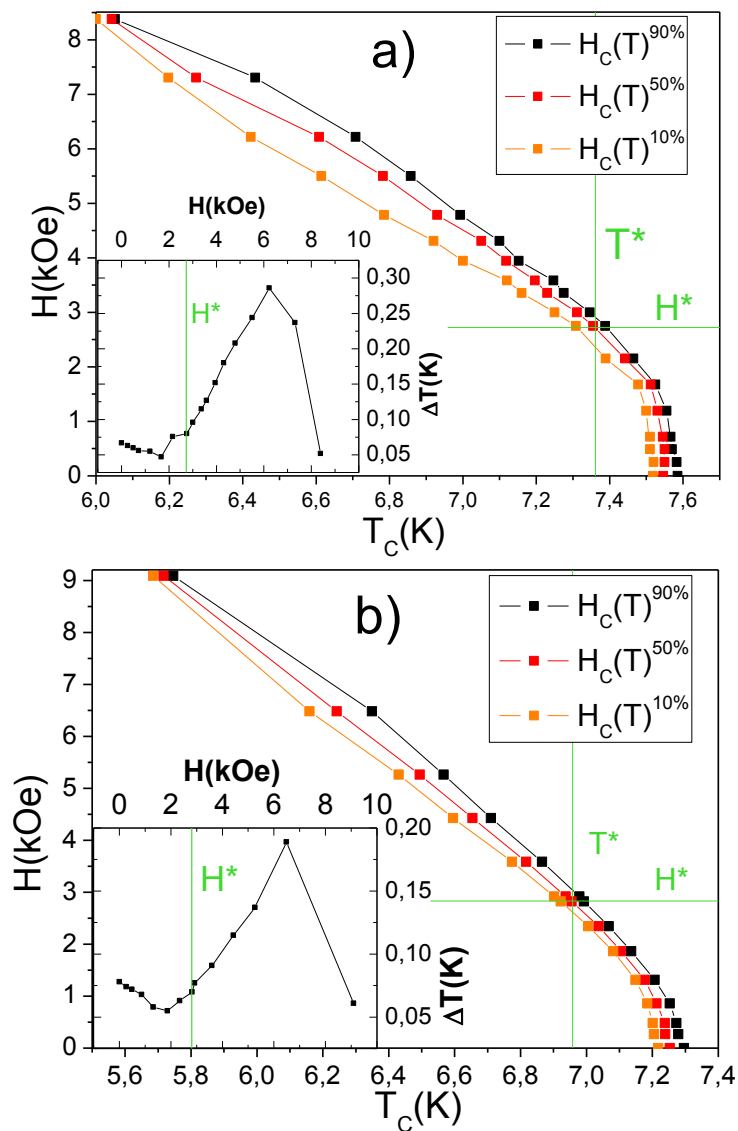


Figura 81. Diagrama de fases con campos crecientes de: (a) $\text{Nb}(50 \text{ nm})/\text{NdCo}_5(75 \text{ nm})/\text{Si}$ (b) $\text{Nb}(50 \text{ nm})/\text{NdCo}_5(52 \text{ nm})/\text{Si}$. Los diferentes colores marcan diferentes criterios de resistencia de las transiciones superconductoras: $R_N \cdot 10\%$, $R_N \cdot 50\%$ y $R_N \cdot 90\%$. En las figuras insertadas se muestra la anchura de la transición ΔT frente al campo aplicado: $\Delta T_C(H) = T_C^{90\%}(H) - T_C^{10\%}(H)$. La temperatura a la que $1.8\xi(T) = \Lambda/2$ se indica con una línea verde.

Se observa que existe una temperatura, T^* , por debajo de la cual la tendencia de $H_{C2}(T)$ disminuye su curvatura y la anchura de las transiciones superconductoras comienza a aumentar.

En la tabla 7 se muestran, para cada una de las muestras, los valores de la temperatura T^*_{EXP} y del campo H^*_{EXP} en los que ocurre el cambio de comportamiento. A partir de la temperatura T^*_{EXP} , la anchura de la transición comienza a aumentar. También se muestran los valores de la longitud coherente superconductora $\xi^* = \xi(T^*_{EXP})$ para los que se produce el cambio de comportamiento y, por último, la anchura de los dominios magnéticos.

Tabla 7. Valores de temperatura y campo magnético para los que cambia el diagrama de fases, longitud coherente y tamaño de los dominios magnéticos

Espesor de NdCo ₅	$T^*_{EXP}(K)$	$H^*_{EXP}(kOe)$	$\xi^*(nm)$	$\Lambda/2(nm)$
75 nm sin CP	7,512	1,675	63,68	82,0
52 nm sin CP	7,105	1,866	51,08	71,5
30 nm sin CP	7,013	2,871	37,40	59,5

En la figura 82 se representa la longitud coherente $\xi^* = \xi(T^*)$ frente al tamaño de los dominios. ξ^* aumenta de forma monótona con el tamaño de los dominios. Ello apunta a un efecto de tamaño correlacionando estas dos magnitudes.

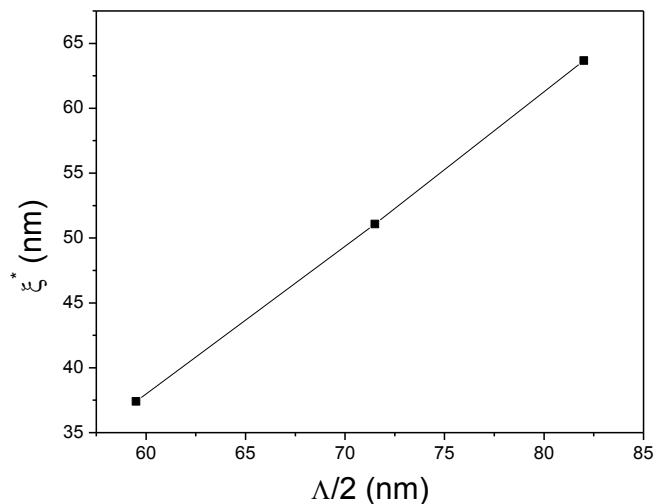


Figura 82. Longitud coherente para la temperatura a la que la anchura de las transiciones superconductoras es mínima para las tres muestras, frente al valor del tamaño de los dominios.

El cambio en la curvatura en $H_{c2}(T)$ indica el cambio entre la superconductividad localizada sobre los dominios cuando los efectos de confinamiento son pequeños para $T < T^*$, y la superconductividad confinada sobre una red de dominios⁶⁴ para $T > T^*$. En el estado confinado sobre una red de dominios, la longitud coherente debe ser mayor que el espacio entre dominios de la red superconductora. Este estado ha sido estudiado teóricamente por Alexander et al¹¹⁵. Más adelante se analizará en mayor detalle este estado confinado. El estado localizado se da cuando el dominio sobre el que está localizada la superconductividad es grande comparado con la longitud coherente superconductora.

A continuación se presenta una estimación de la temperatura a la que ocurre el cambio de régimen entre superconductividad extendida, confinada sobre una red de dominios, y superconductividad localizada sobre los dominios.

El parámetro de orden superconductor nuclea, en el régimen de dominios pequeños, con su máximo centrado sobre los dominios opuestos al campo²⁶. Para que la función de onda superconductora esté localizada sobre estos dominios, las funciones de onda superconductoras sobre dos dominios opuestos al campo adyacentes no deben solapar. Cuando la superconductividad se encuentra confinada, su extensión será del orden de la longitud coherente de Ginzburg-Landau $\xi(T)$. Para calcular de forma más precisa la extensión que ocupa la función de onda superconductora habría que solucionar la ecuación de Ginzburg-Landau, ya que ésta depende del perfil de campo, que fija el término que hace de potencial $V(x)$ en la ecuación de Ginzburg-Landau linealizada (ref 5, pag 132), $-\psi''(x) + V(x)\psi(x) = \frac{1}{\xi^2(T)}\psi(x)$, que es una ecuación de Schrödinger en la que el papel de la energía lo juega el parámetro $1/\xi^2(T)$.

Se puede establecer una cota inferior al tamaño de la función de onda superconductora. Para una energía dada, $1/\xi^2(T)$ en este caso, el estado de mayor confinamiento de una función de onda se obtiene con un potencial de pozo de paredes infinitas.

Al ser el potencial en el interior del pozo $V=0$, la curvatura hacia abajo de la función de onda es máxima debido a que la segunda derivada es mínima: $\psi''(x) = 0 - \frac{1}{\xi^2(T)}\psi(x)$

El potencial infinito de los extremos elimina la cola de la función de onda.

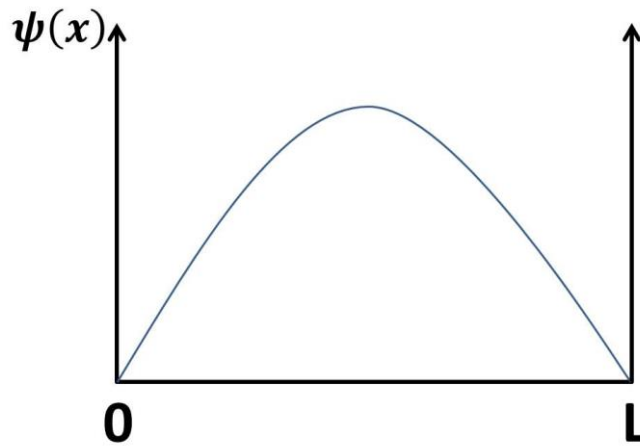


Figura 83. Función de onda confinada dentro de un pozo de potencial de paredes infinitas.

En ese caso la extensión de la función de onda superconductor será $L = \pi\xi$.
 $-f''(x) = \frac{1}{\xi^2(T)}\psi(x) \rightarrow f(x) = \text{sen}\left(\frac{x}{\xi(T)}\right) \rightarrow \frac{\lambda}{2} = L = \pi\xi$.

Por lo tanto, en el caso del pozo con paredes infinitas la extensión de la función de onda se limita a un espacio $L = \pi\xi$. Esta es una cota inferior al tamaño del parámetro de orden superconductor.

Otro ejemplo de parámetro de orden confinado es el correspondiente a la superconductividad de pared de dominio¹¹⁶ (DWS) en el caso de un campo de fugas que cambie abruptamente de $-H_{SF}$ a $+H_{SF}$. En este caso la función de onda tiene la misma forma que la que presenta la superconductividad de superficie H_{C3} , pero con la diferencia de que en el caso de H_{C3} sólo se coge la mitad de $\psi(x)$, debido a las condiciones de contorno superconductor-aislante⁷. Cuando una película delgada tiene un espesor $D = 1.8\xi(T)$, el comportamiento del campo crítico superconductor se desvía de H_{C3} porque $\psi(x)$ tiene en el extremo contrario de la película un valor no apreciable comparado con el máximo de $\psi(x)$. Es decir, el tamaño aproximado del parámetro de orden en el caso de DWS es $1,8 \cdot 2 \cdot \xi = 3.6 \xi$.

El perfil del pseudopotencial en el caso de la DWS es simétrico con un pico en el centro y luego sube como una parábola por ambos lados (ref 5, pag 137). En el caso de nuestros dominios, tenemos un potencial con la parte baja más aplanada que una parábola y los bordes más verticales, que hace que este potencial sea más cercano al pozo infinito que el caso del DWS. Por esta razón se tomará el tamaño 3.6ξ como una cota superior. En definitiva el tamaño del núcleo superconductor será $\pi\xi < L \lesssim 3.6\xi$. La línea verde que marca T^* en la figura 81 ha sido calculada usando la cota superior

3.6 · $\xi(T) = \Lambda$, ya que la aproximación de pozo infinito es un caso teórico extremo y la realidad se aproxima más a la cota superior.

Por último, se observa en la figura 81 qué la anchura de la transición es mayor en el estado localizado que en el estado confinado sobre una red de dominios. Por encima de T^* la densidad de pares de Cooper no se hace cero entre un dominio opuesto al campo y su dominio opuesto adyacente. Por tanto, puede establecerse una corriente superconductora con resistencia cero que cruce de un dominio al adyacente. En cambio, para temperaturas $T < T^*$ la superconductividad comienza a nuclear localizada sobre los dominios. Esto significa que a la temperatura a la que la superconductividad aparece sobre la muestra, la resistencia no es cero a pesar de existir superconductividad ya que entre un dominio y otro, existe una zona en la que no hay pares de Cooper. Por tanto, habrá que bajar la temperatura por debajo de la temperatura de nucleación para que la resistencia se haga cero. Según esto se pueden definir dos temperaturas: la temperatura de nucleación de la superconductividad y la temperatura de expansión de la superconductividad sobre toda la muestra. Entre estas dos temperaturas, a medida que se reduce la temperatura la resistencia va disminuyendo dentro del rango $0 < R < R_N$, y por tanto la anchura de las transiciones $R(T)$ aumenta.

En resumen, para $T > T^*$, cuando la superconductividad nuclea lo hace de forma que conecta toda la muestra, y por ello la anchura de la transición es similar a la anchura que tiene una película de Nb. Para $T < T^*$, la superconductividad comienza a nuclear a una temperatura pero hace falta bajar más la temperatura para que las zonas superconductoras se conecten y se alcance la resistencia cero, por ello aumenta la anchura de las transiciones.

4.3.5 Optimización de las propiedades superconductoras mediante el cambio del estado magnético

Este capítulo está motivado por la búsqueda de estados magnéticos en la lámina de NdCo_5 diferentes a los estudiados anteriormente y que permitan optimizar el incremento de temperatura crítica. En este apartado y en el siguiente se mostrará la variedad de estados magnéticos diferentes que la película de NdCo_5 puede tener, y cómo todos ellos dan como resultado muy diferentes campos críticos superconductores $H_c(T)$. Esto servirá además para estudiar experimentalmente la importancia de que las zonas superconductoras, y por tanto las regiones con dominios, estén conectadas entre sí para que la muestra se comporte como un superconductor de forma macroscópica.

Como se ha comentado en el capítulo 4.3.3, en una película delgada, a menor proporción de dominios invertidos, mayor será el campo de fugas que haya sobre estos. Esto explica que en las medidas que se han presentado hasta ahora, cuanto mayor era la imanación de la muestra, mayor temperatura crítica presenta, siempre y cuando las zonas superconductoras estén interconectadas.

Ello hace pensar que un estado magnético que tenga mayor imanación que la que presenta la curva de subida mejorará el incremento de temperatura crítica que ésta presenta. Esto se consigue en la curva de campo decreciente en un rango de campos fuera del cual el NdCo_5 está saturado. Al estar saturado el NdCo_5 , su campo de fugas es cero y por tanto la muestra tiene la misma temperatura crítica que una película de niobio aislada. Para evitar este problema se han realizado diferentes ciclos de histéresis menores¹¹⁰, que se presentan a continuación.

El primer ciclo que se presenta en la figura 84 a) se ha realizado disminuyendo el campo desde 7.2 kOe, campo menor al campo de saturación y por tanto aún quedan núcleos con imanación opuesta al campo^{47,110}. Las medidas tomadas mientras se realiza este ciclo se muestran en la figura 84 b).

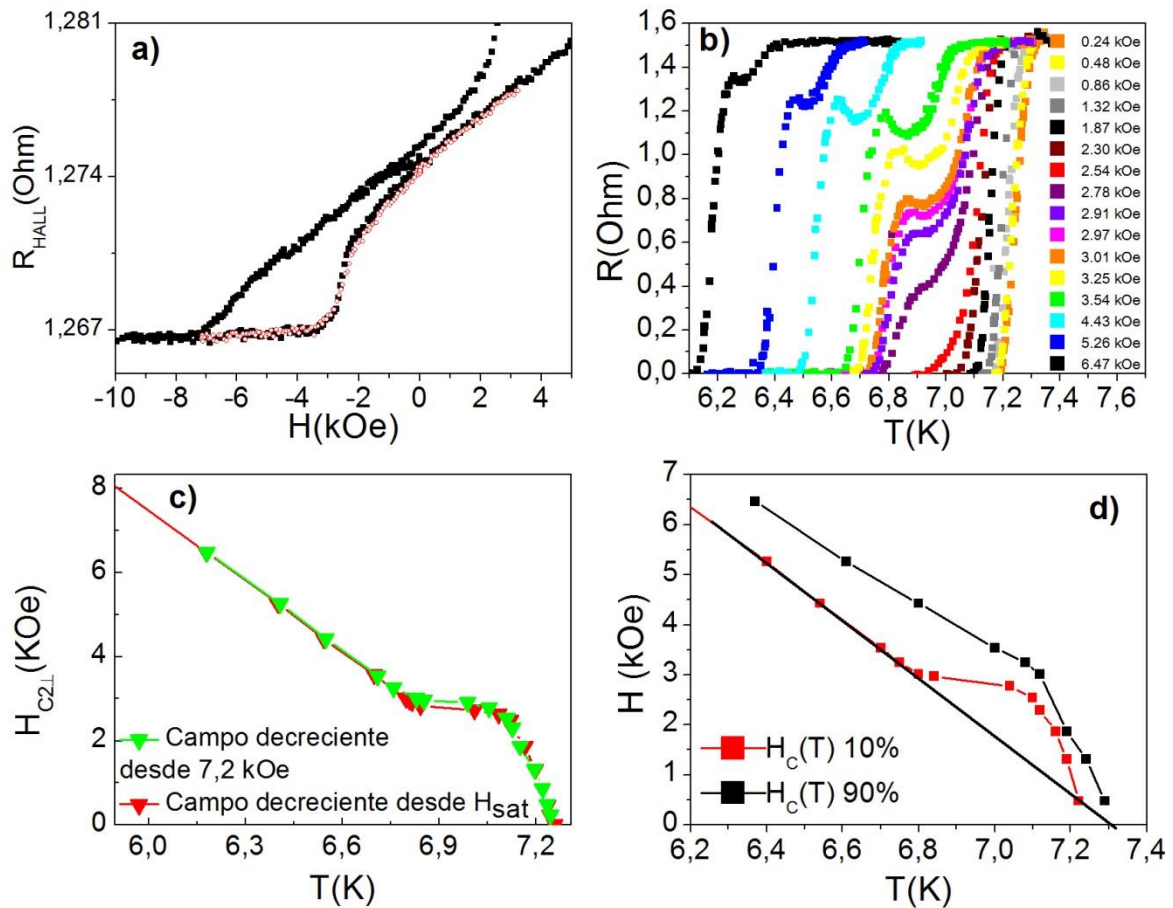


Figura 84. Muestra Nb/NdCo₅ (52 nm)/Si: (a) Ciclo de histéresis medido mediante efecto Hall extraordinario (curva en negro). La curva en rojo es el resultado de bajar el campo tras saturar de forma incompleta hasta 7,2 kOe. (b) Transiciones superconductoras medidas para los diferentes estados magnéticos por los que va pasando la curva roja de la figura a). (c) Campo crítico superconductor definido por las transiciones mostradas en b) (verde) comparado con el campo crítico superconductor registrado bajando el campo tras haber saturado completamente. (d) Diagrama de fases obtenidos a partir de las transiciones mostradas en b) utilizando como criterio de T_c el 90% de R_N (negro) y el 10% de R_N (rojo).

Como se observa en la figura 84 b), la aparición de los primeros dominios invertidos coincide con la aparición de un pequeño escalón. A diferencia de los que ocurría en la figura 83, donde el escalón sucedía en el estrecho rango de campos en que sucede el crecimiento de dominios inversos en avalancha, en el caso de la figura 84 b), el rango de campos para los que se observa el escalón ha aumentado considerablemente. A campos altos, este escalón tiene un valor de resistencia cercano a la resistencia en estado normal, ya que muy poca proporción de la muestra tiene dominios invertidos, y por tanto, poca proporción de la muestra transita antes que el resto. La altura de este escalón comienza a disminuir en un campo ligeramente superior que en el que comienza el crecimiento en avalancha de los dominios en la rama de bajada, como se puede ver en la figura 84 a) y en la figura 84 b). Es decir, los dominios se desarrollan

para los mismos campos magnéticos a pesar de existir dominios de imanación invertida a campos más altos.

Se concluye que este primer método no es efectivo para mejorar las propiedades superconductoras de nuestra muestra, como se puede observar en la figura 84 c), ya que los diagramas de fase que se muestran en ella son muy similares. Otro efecto de haber dejado núcleos sin aniquilar es que la expansión de los dominios inversos se hace más lenta al haber menos espacio para cada crecimiento en avalancha y el resultado es una mayor remanencia a campo cero¹¹⁰.

En la figura 84 d) se presenta la dependencia térmica del campo crítico superconductor con dos criterios distintos para la T_C , al 10% de R_N y 90% de R_N , y se toman los puntos (H,T) en los cuales la resistencia es el 90% de la resistencia en estado normal.

La representación de los puntos en los que la resistencia es 0.9 veces la resistencia en estado normal nos indica cuándo comienza la nucleación de los dominios inversos, ya que en cuanto aparezcan algunos dominios invertidos, aparecerá un escalón en la curva. De igual forma, si se dibuja el campo crítico con el criterio de que la temperatura crítica para un cierto campo es aquella para la cual la resistencia es 0.1 veces R_N , aparecerá el escalón en la gráfica de campo crítico cuando las zonas con dominios vayan a conectar entre sí.

A continuación, en la figura 85 a) se presenta un nuevo ciclo menor: recorriendo la rama roja de campos decrecientes se invierte el sentido del campo justo antes de que las estructuras de dominios ramificadas se hayan conectado entre sí. Se observa en la figura 85 c) que se ha conseguido mejorar la temperatura crítica medida con el criterio usual (50% de la R_N). Pero también se ve en la figura 85 d) que con el criterio del 10 % el campo crítico superconductor es el mismo que el de la película de niobio aislada, por tanto vuelve a existir el mismo problema que en el caso anterior, aparecen escalones en las transiciones como se puede observar en la figura 85 b).

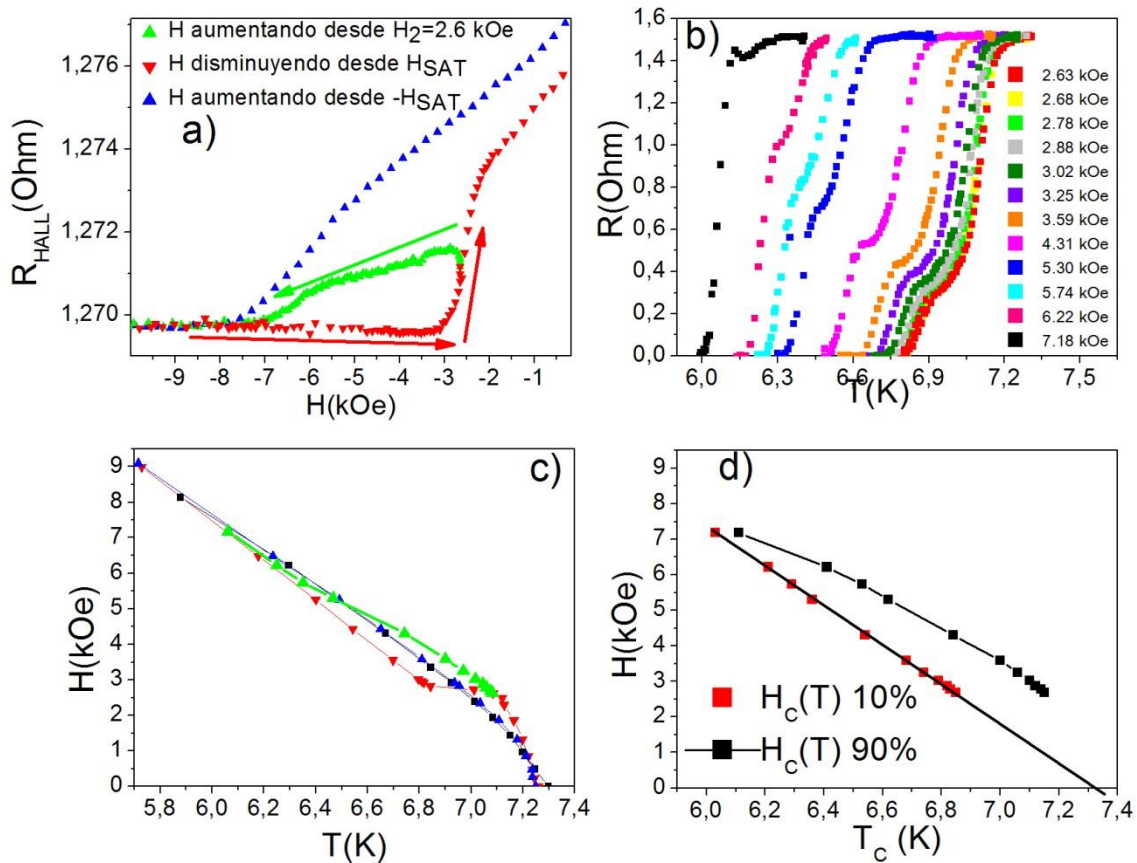


Figura 85. Muestra Nb/NdCo₅ (52 nm)/Si. (a) Ciclo de histéresis con campo creciente (azul) y decreciente (rojo). La línea verde muestra un ciclo menor consistente en ir disminuyendo el campo desde la saturación e invertir su sentido al llegar a 2,6 kOe. Todos los ciclos se han medido por efecto Hall extraordinario. (b) Transiciones superconductoras medidas para los diferentes estados magnéticos por los que va pasando el ciclo menor (en verde en la imagen a). (c) Campo crítico superconductor definido por las transiciones mostradas en b) (verde) comparado con el campo crítico superconductor aumentando (rojo) y disminuyendo el campo (azul). (d) Diagrama de fases obtenidos a partir de las transiciones mostradas en b) utilizando como criterio de T_c el 90% de R_N (negro) y el 10% de R_N (rojo).

Por último, el ciclo menor mostrado en la figura 86 a) se ha realizado disminuyendo el campo desde un valor entre los puntos H₃ y H₄ característicos de la rama del ciclo de histéresis con campo creciente (ver Tabla 6). La bibliografía indica que en este rango de campos, los dominios comienzan a acortarse y desaparecer^{47,110}. Nuestras observaciones experimentales reflejan esta evolución: en la figura 86 b) no se observan escalones en las transiciones resistivas en estos campos magnéticos, debido a que al disminuir la longitud de los dominios, éstos quedan distribuidos de forma más homogénea sobre toda la superficie de la muestra y no agrupados como cuando se formaron¹¹⁰. Por ello los dominios opuestos al campo están interconectados a pesar de representar una pequeña proporción del material.

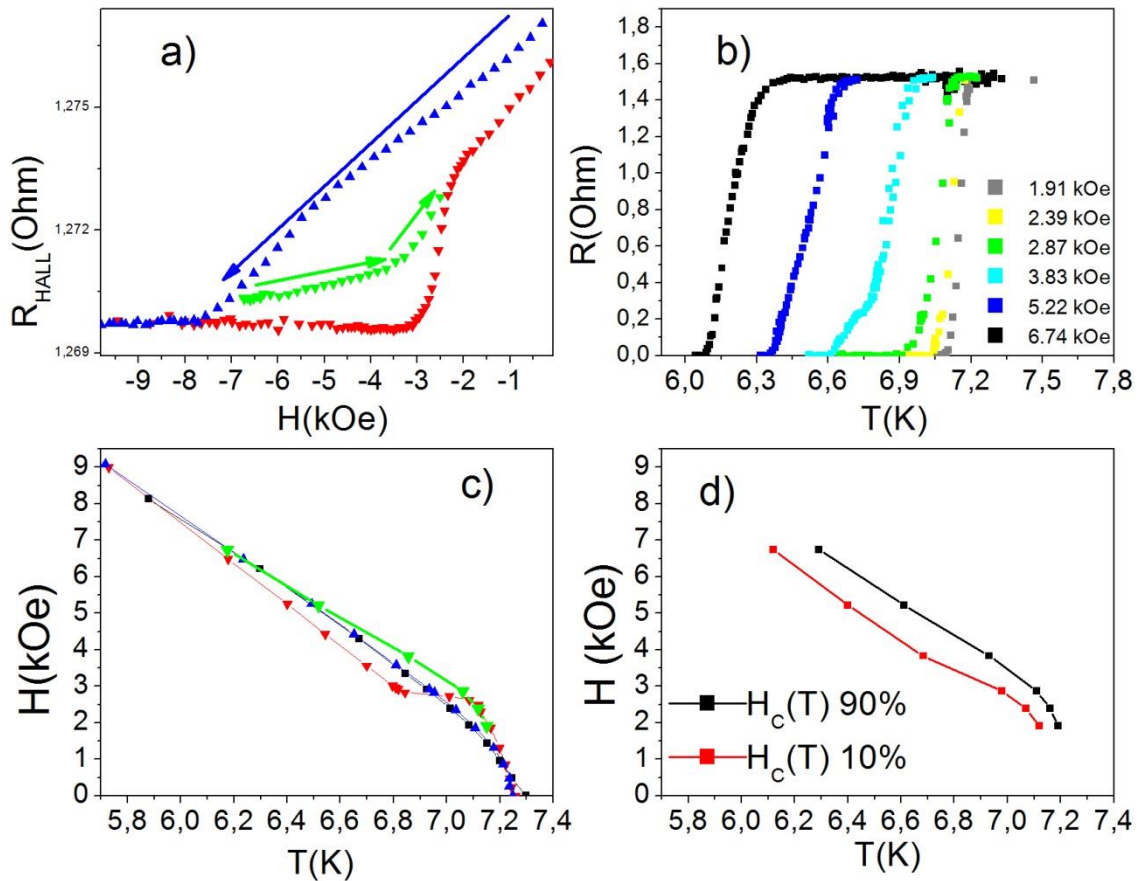


Figura 86. Muestra Nb/NdCo₅ (52 nm)/Si. (a) Ciclo menor que consiste en ir recorriendo la curva con campo creciente (símbolos azules) e invertir el campo al alcanzar 6.7 kOe (curva verde). Se representa el ciclo completo con sus ramas creciente (azul) y decreciente (roja) (b) Transiciones normal-superconductor medidas para los diferentes estados magnéticos por los que va pasando el ciclo menor (verde). (c) Campo crítico superconductor (símbolos verdes) definido por las transiciones mostradas en b) comparado con el campo crítico superconductor disminuyendo (rojo) y aumentando el campo (azul). (d) Diagrama de fases obtenidos a partir de las transiciones mostradas en b) utilizando como criterio de T_c el 90% de R_N (negro) y el 10% de R_N (rojo).

Como se puede observar en la figura 86 c), este ciclo vuelve a aumentar la temperatura crítica de forma parecida al ciclo de la figura 85. Pero esta vez no tiene escalones. Sólo un pequeño cambio de pendiente en una de las transiciones. Se puede observar en la figura c) que la anchura de las transiciones, aunque sigue siendo alta, es menor que cuando aparecían escalones.

4.3.6 Ciclos con imanación remanente en el plano

En esta sección se presenta una serie de medidas en las que se ha comenzado saturando en la dirección paralela al sustrato, para estudiar diferentes estados de imanación. Aplicando campos en el plano se puede conseguir, como se mostró en el capítulo 4.2.2, que los dominios se alineen paralelamente. Las medidas se han realizado siguiendo el siguiente procedimiento:

- 1- Se aplican ciclos repetidamente con campos de 9 kOe a -9 kOe paralelos al sustrato. Luego se baja el campo a 0 kOe y se gira la muestra para, a continuación, aplicarle un campo perpendicular. Mediante este procedimiento se han alineado los dominios paralelamente (Ver figura 52).
- 2- A medida que se aumenta el campo desde cero (campos crecientes y positivos), se van midiendo las transiciones superconductoras $R(T)$ a intervalos regulares de campo. A partir de estas transiciones se construye su diagrama de fases $H_{c2}(T)$, indicado en la figura 87 a) con una curva de estrellas rosas.
- 3- Cuando se llega a 6,5 kOe (antes de llegar a la saturación para no destruir los dominios) se vuelve a bajar el campo aplicado, mientras se mide la curva de triángulos azules apuntando hacia abajo.
- 4- Cuando se llega a campo cero se sigue aumentando el campo en sentido contrario (campos crecientes pero negativos). Mientras, se mide la curva de triángulos marrones apuntando hacia arriba hasta llegar a un campo de 9 kOe.
- 5- A continuación se realiza otro diagrama de fases disminuyendo el campo (triángulos rojos de la figura 87 b). A 9 kOe todavía quedan algunos núcleos magnéticos sin saturar que guardan información del estado de imanación previo.
- 6- Se pasa por el cero y se realiza otro diagrama de fases aumentando el campo (triángulos morados).
- 7- Por último se desimana la muestra con ciclos de campo magnético fuera del plano decrecientes y se mide aumentando el campo desde un estado desimano (cuadrados verdes). Se recupera la misma curva que la que se midió en estado desimano en la figura 76.

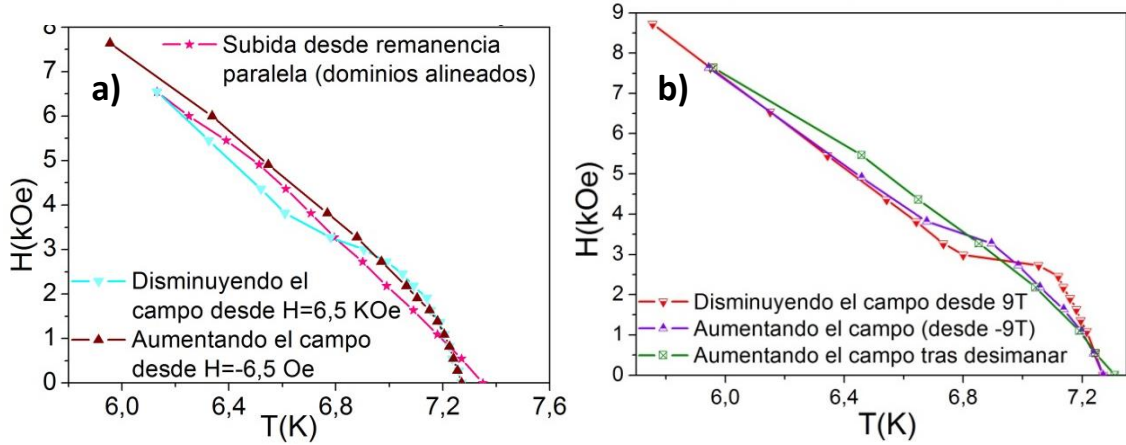


Figura 87. Diferentes curvas de campo crítico superior con imanación previa paralela para intentar alinear los dominios en la muestra Nb(50 nm)/NdCo₅(52 nm)/Si. La corriente de medida se ha aplicado perpendicular a la dirección en la que se han alineado los dominios. (a) Ciclos menores con dominios alineados (b) después de aplicar campo de 9T fuera del plano

El punto dos del procedimiento de medida antes descrito corresponde a un estado de imanación en el que los dominios están alineados. Este sistema ha sido descrito anteriormente en la literatura^{32,117}. Gracias a alinear los dominios, las predicciones de la simulación micromagnética descrita en el apartado 4.2.2 son aplicables ya que representa exactamente el mismo sistema. Con los valores promedio del campo de fugas sobre los dominios invertidos $\langle H_z^{stray} \rangle$, calculado en dichas simulaciones micromagnéticas, se puede aplicar un modelo sencillo¹¹⁷ en el que se considera que la función de onda superconductor cabe dentro de los dominios. La superconductividad va a nuclear preferentemente encima de las zonas de NdCo₅ que presenten un campo de fugas en dirección opuesta al campo externo, es decir, encima de las zonas con dominios invertidos. En tal caso, las zonas de la muestra en estado superconductor estarán expuestas a un campo que será el campo externo menos el campo de fugas existente sobre los dominios inversos $H = H_{ext} - \langle H_z^{stray} \rangle$. Como se vio en el apartado 1.2.3, el campo crítico superconductor es $H_{C2} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2(T)}$. Sustituyendo el campo H por dicha expresión, y llamando H_{C2} al campo externo, se obtiene:

$$H_{ext} = \langle H_z^{stray} \rangle (H_{ext}) + \frac{\phi_0}{2\pi\xi^2(T)}$$

donde H_{ext} es el campo que se le aplica a la muestra. La solución de esta ecuación implícita es la línea verde representada en la figura 88. Para que esta ecuación sea aplicable, la longitud coherente debe caber dentro de los dominios, es decir, los dominios han de tener unas dimensiones del orden de $L_H \approx \xi_{GL}$. Despejando de la

ecuación del campo crítico superconductor escrita más arriba, $L_H = (\phi_0/2\pi|H_{ext} - \langle H_Z^{stray} \rangle|)^{1/2}$, donde se ha considerado el campo de fugas $\langle H_Z^{stray} \rangle$ en la superficie de la película de Nb, a 55 nm de la película de NdCo₅.

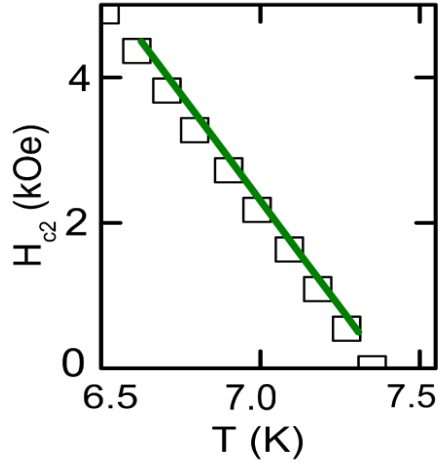


Figura 88. Campo crítico superconductor medido durante el paso dos del procedimiento de medida arriba detallado, es decir, aumentando el campo perpendicular al sustrato tras haberle aplicado ciclos de campo paralelo al sustrato (cuadrados). Línea verde: ajuste resultado del modelo en el que se considera que la superconductividad cabe dentro de un dominio inverso. Se ha utilizado para este modelo el campo de fugas promedio en la superficie del Nb más alejada de la capa de NdCo₅.

En la figura 89 están representados todos los campos críticos superconductores tal como se han ido definiendo a lo largo de todo este capítulo. En ella se puede observar la gran diversidad de diagramas de fase que se pueden conseguir induciendo diferentes estados de imanación sobre la muestra. Sin embargo resulta curioso que todos ellos se cruzan cerca de un mismo punto $H_Z^* \approx 0.8 \text{ kOe}$. Si se recorren las curvas en sentido creciente de temperatura, este punto de convergencia de las curvas indica el punto a partir del cual el campo de fugas pasa de aumentar la temperatura crítica a disminuirla. Para campo externos pequeños comparados con el campo de fugas $H_{ext} < H_Z^*$, la temperatura crítica se deprimirá por efecto del campo de fugas, sin embargo, cuando el campo externo es más alto $H_{ext} > H_Z^*$, éste provocará la disminución del campo externo en algunas zonas, aumentando la temperatura crítica. Por otra parte, para que este campo de fugas pueda aumentar la temperatura crítica, la longitud coherente tiene que ser del orden de los dominios magnéticos para que la densidad de pares de Cooper pueda variar en esa escala de longitudes y situarse mayoritariamente en lugares con campo magnético menos intenso.

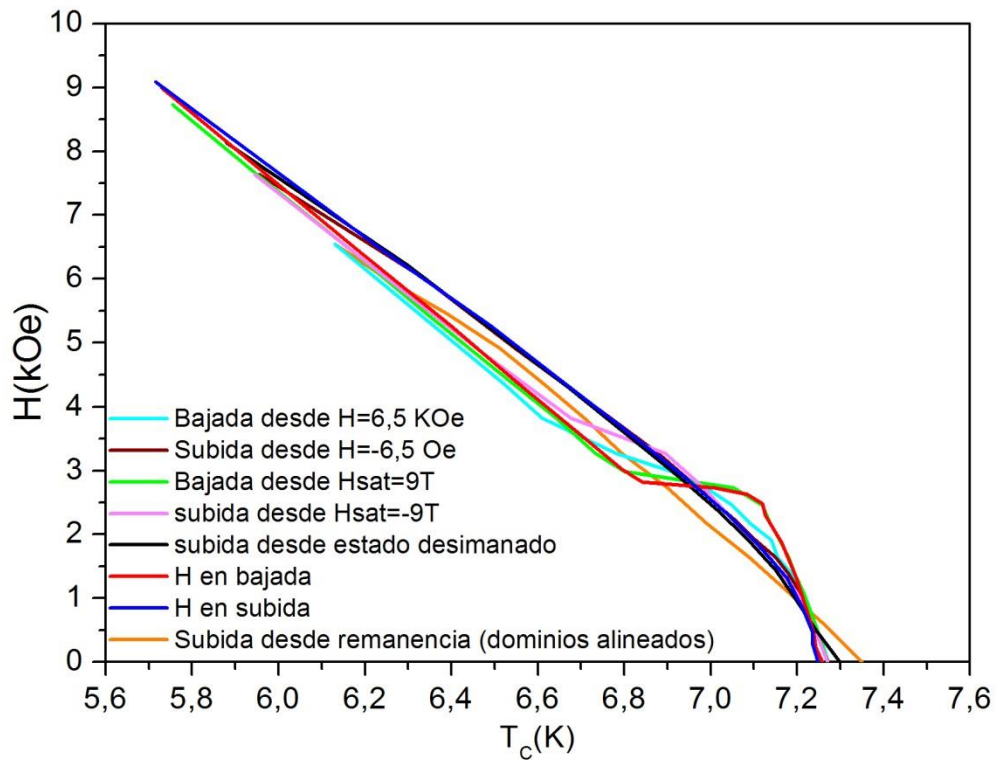


Figura 89. Diferentes curvas de campo crítico superior de la muestra con 52 nm de NdCo₅. Nótese la existencia de un punto del plano $(H, T)=(0,8, 7,22)$ en el que todas las curvas se superponen.

Este punto de cruce ocurre a una temperatura a la que la longitud coherente de Ginzburg-Landau es $\xi_{GL} = 63 \text{ nm}$. Para el campo externo aplicado $H_{ext} = H_Z^*$ la longitud de confinamiento de la superconductividad es: $L_H = 75 \text{ nm}$, comparable tanto con la longitud coherente como con el tamaño de los dominios $\Lambda/2 = 71,5 \text{ nm}$. Además $H_Z^* \approx 0,8 \text{ kOe}$ es cercano al máximo del campo de fugas, que es del orden de 1 kOe según las simulaciones mostradas en la figura 57.

Por ello, este punto de cruce reúne todas las condiciones para indicar el punto en el que el campo de fugas pasa de aumentar la temperatura crítica a disminuirla.

4.3.7 Percolación en dos escalas

El proceso de la percolación⁴⁴ (perforación) se aplica en muchas ramas diferentes de la física como redes aleatorias³⁸, nanomateriales³⁹, superconductores granulares^{40,41} o materiales con anisotropía magnética perpendicular⁴² por poner algunos ejemplos. La percolación es un modelo matemático para explicar procesos de conectividad de un sistema formado por ciertos ‘huecos’, o elementos percolantes, distribuidos en un espacio con unas normas que atañen a la geometría de estos huecos. La percolación ocurre cuando se han colocado tantos huecos que el sistema percola, es decir, se hace ‘permeable’. Uno de los parámetros clave de la teoría de percolación es el umbral de percolación. Este umbral indica la proporción necesaria de huecos en el sistema para que éste percole. En el caso más sencillo, percolación en una cuadrícula, el umbral de percolación es 0,5.

En el caso de la conectividad de zonas superconductoras que se estudia en este apartado, se pueden asemejar estos huecos a las zonas superconductoras. Cuando las zonas superconductoras percolen la resistencia del material será cero, antes de esto, existirá resistencia debido a que la corriente ha de atravesar zonas del niobio en estado normal. Por tanto la altura del aplanamiento en las transiciones $R(T)$ estará determinada por el modelo de percolación existente en estas muestras.

En otros sistemas con dos longitudes características muy diferentes como nanomateriales³⁹, mezclas de polímeros¹¹⁸ y superconductores de alta temperatura desordenados¹¹⁹ se produce percolación. Recientemente se han introducido modelos teóricos que estudian este tipo de sistemas¹²⁰. Todos ellos tienen en común un umbral de percolación muy bajo. En nuestro caso, las dos diferentes escalas son el tamaño lateral de los dominios y el tamaño de las estructuras ramificadas que éstos forman al extenderse. En las curvas con campo decreciente y en el rango de campos en el que se extienden los dominios inversos, se puede considerar que el Nb es superconductor sobre toda la estructura ramificada de dominios. En el capítulo 4.3.2 se expuso que la superconductividad no está confinada en un solo dominio sino que su parámetro de orden se extiende sobre todo el entramado que forman los dominios invertidos.

Considerando estos dominios ramificados como discos, el problema de percolación que sigue nuestro sistema es el de la percolación de discos en dos dimensiones, que ha sido ampliamente estudiado¹²¹. En el caso de la percolación de discos, el umbral percolante es el 67,6%. Esto significa que cuando el 67,6% de la muestra esté cubierta de discos colocados al azar, esta habrá percolado. Esto no es lo mismo que decir que el 67,7% de la muestra debe estar cubierta de dominios invertidos ya que estas

estructuras ramificadas no están completamente saturadas en la dirección opuesta al campo. La densidad de dominios al alejarse del núcleo inicial es menor, gracias a ello se puede definir una dimensión fractal de la estructura de dominios. Toda la superficie sombreada en rojo sobre estos dominios ramificados es superconductora.

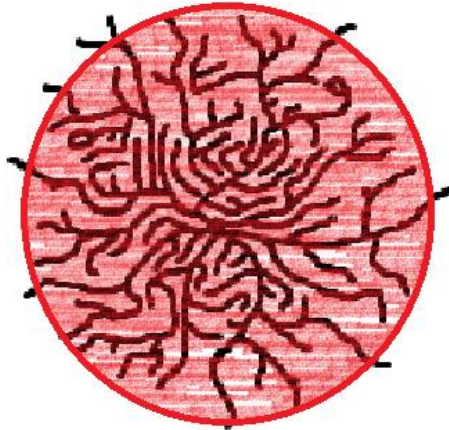


Figura 90. Dibujo del modo de una configuración de dominios ramificada.

En muchos casos anteriores se ha comparado la estructura de este tipo de dominios con un fractal⁴⁶. Una de las propiedades de los fractales es que existen ciertas magnitudes que escalan con el tamaño de los fractales como L^{D_f} , donde L es la longitud que indica el tamaño del fractal y D_f es la dimensión fractal (L^D es el tamaño que el fractal ocupa en un espacio de dimensión D). Un ejemplo de dimensión fractal es el que presentan los clusters percolantes. La teoría de percolación indica que justo cuando el sistema va a percolar, existe una agrupación de elementos percolantes que diverge y se hace infinita al percolar el sistema. Se puede demostrar que este clúster percolante tiene dimensión fractal $D_m = 1.896$ si la percolación ocurre en un espacio de dos dimensiones⁴⁹.

En aleaciones amorfas tierra rara-metal de transición se ha predicho teóricamente⁴⁸ que la fracción de ferromagnético con imanación opuesta al campo externo en los dominios ramificados depende de la distancia al centro de esta agrupación como: $p_{mag} \propto r_0^{D_m}$. Donde D_m es la dimensión fractal de la agrupación de dominios. $D_m \approx 1.5 - 2$ para un clúster expandiéndose en dichas aleaciones amorfas.

Por lo tanto, la fracción de superficie superconductora sobre la muestra (P_{SUP}), en vez de identificarse con la superficie con imanación invertida se identificará con el tamaño de las agrupaciones de dominios

$$p_{sup} \propto r_0^2 \propto (p_{mag})^{2/D_m} = \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{M}{M_S} \right) \right]^{2/D_m}$$

Existen modelos para describir la resistencia macroscópica, R , de un sistema que tenga una resistividad σ pero en el que existan clusters de resistividad cero que se van extendiendo o creciendo en número por su extensión. Esto se conoce como “límite de termita”^{122–126}. Éste es exactamente el problema a resolver en nuestro sistema. En el caso clásico, la conductividad de un sistema en el límite de termita cerca del umbral de percolación es¹²⁴: $R \sim (p_c - p)^{-s}$, donde s es un exponente universal^{127,128} cuyo valor es 1,3 y p_c es el umbral de percolación. Por lo tanto en nuestro caso $R \propto (p_c - p_{sup})^s = (0,676 - p_{sup})^s$ ya que en este caso la percolación que se está llevando a cabo es una percolación de discos.

Esta teoría de la resistencia macroscópica se aplica cuando en el sistema existen zonas en estado normal y zonas en estado superconductor que no han percolado. Esta es, precisamente, la situación presente en las muestras cuando aparecen escalones en las transiciones resistivas. Por tanto, R es la altura a la que aparecen los escalones y, p_{mag} y en consecuencia p_{sup} se obtendrá de la imanación que tenga la muestra a partir de la fórmula

$$p_{sup} \propto \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{M}{M_S} \right) \right]^{2/D_m}$$

El problema para aplicar esta teoría es que el cambio en la imanación es demasiado abrupto cuando los dominios están creciendo en avalancha y el error derivado de la medida por tanto no es despreciable.

En cambio se pueden utilizar los datos obtenidos de los ciclos de histéresis menores descritos en el capítulo 4.3.5. Utilizaremos en concreto los ciclos descritos en la figura 85 y en la figura 84.

En resumen, en nuestro caso tendremos:

$$\frac{R}{R_N} \propto (0,676 - p_{sup})^s$$

$$\frac{R}{R_N} = C \left(0,676 - \alpha \left[\frac{1}{2} \left(1 - \frac{M}{M_S} \right) \right]^{2/D_m} \right)^s$$

Donde C es una constante arbitraria y α es una constante que marca la porosidad o densidad de dominios que hay en las agrupaciones de dominios. Tomando logaritmos a los dos lados de la ecuación el resultado es:

$$\log\left(\frac{R}{R_N}\right) = \log(C) + s \cdot \log\left(0,676 - \alpha \left[\frac{1}{2}\left(1 - \frac{M}{M_S}\right)\right]^{2/D_m}\right)$$

Si se representa $\log\left(\frac{R}{R_N}\right)$, donde R es la altura del comienzo de los diferentes escalones frente a $\log\left(0,676 - \alpha \left[\frac{1}{2}\left(1 - \frac{M}{M_S}\right)\right]^{2/D_m}\right)$ se obtendrá, según esta teoría, una recta con pendiente $s = 1.3$ según la teoría clásica de percolación. En la figura 91 y la figura 92 se ha realizado esta representación para las transiciones correspondientes al ciclo disminuyendo el campo desde 7.2 kOe, representadas en la figura 84, y al ciclo aumentando el campo desde 2.6 kOe correspondiente a la figura 85. Se ha considerado $D_m = 1.8$, cercano al valor predicho para un clúster infinito⁴⁹.

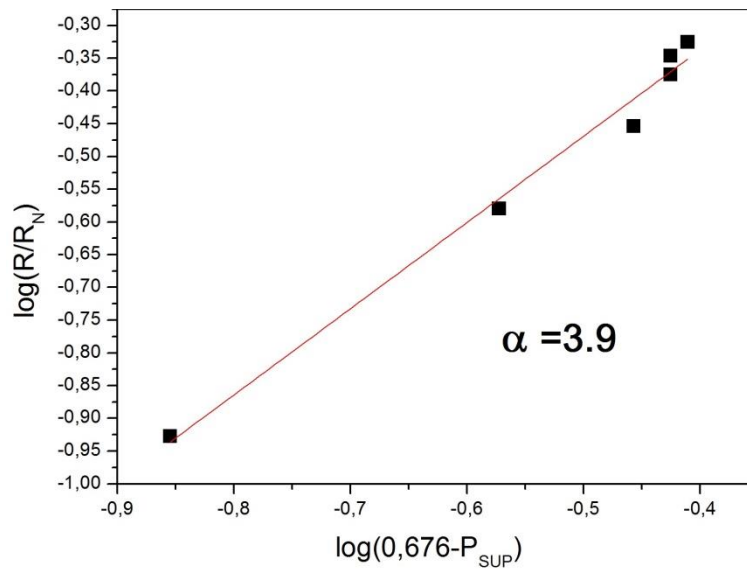


Figura 91. Representación logarítmica de la resistencia normalizada al comienzo de los distintos escalones frente al valor predicho para la resistencia normalizada en el límite de termita, donde R es la altura del comienzo de los diferentes escalones y R_N es la resistencia en estado normal. D_m se ha considerado en este caso 1,8 y $\alpha=3,9$. Campo aplicado decreciente desde 7.2 kOe. Valor de la pendiente de la regresión: 1.32 ± 0.07 .

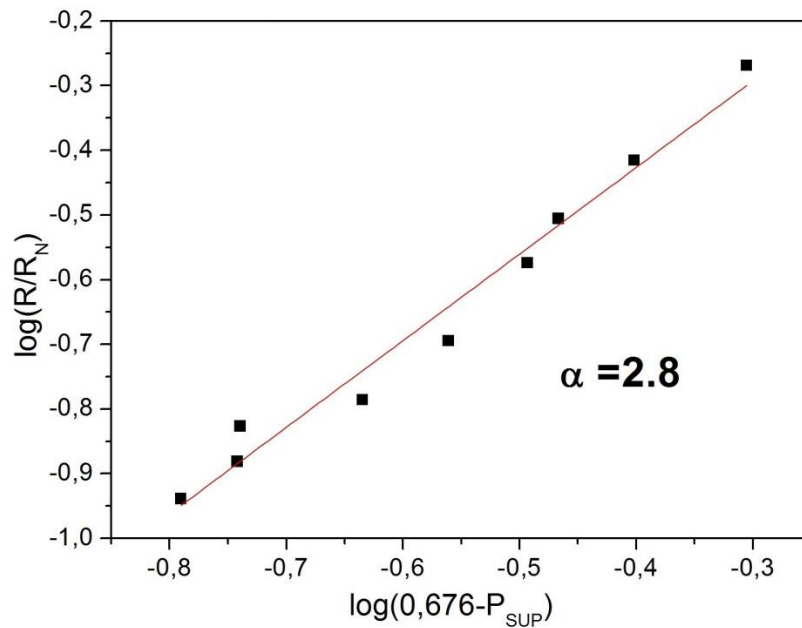


Figura 92. Representación logarítmica de la resistencia normalizada al comienzo de los distintos escalones frente al valor predicho para la resistencia normalizada en el límite de termita, donde R es la altura del comienzo de los diferentes escalones y R_N es la resistencia en estado normal. D_m se ha considerado en este caso 1,8 y $\alpha=2,8$. Ciclo aumentando el campo desde 5.49 kOe. Valor de la pendiente de la regresión: 1.34 ± 0.08 .

Los puntos de la figura 91 y la figura 92 convergen a una recta con pendiente cercana a 1.3, como predice la teoría de percolación.

En resumen se ha conseguido aplicar satisfactoriamente la teoría de percolación de doble escala y se ha determinado gracias a esta técnica la dimensión fractal de los dominios en este tipo de muestras.

4.3.8 Dimensionalidad del campo crítico superconductor.

La nucleación de la superconductividad sobre una red fractal ha sido estudiada previamente¹¹⁵. Una de las consecuencias que se predice es que el campo crítico superconductor tendrá una dependencia térmica: $H_{C2} \propto (1 - T/T_C)^n$ con n menor que en el caso de superconductividad extendida ($n=1$) y mayor que en el caso de superconductividad confinada ($n=0.5$). Para el caso del clúster infinito se predice un exponente 0,69. Con anterioridad se ha medido un exponente n , tal que $0.5 < n < 1$, en superconductores granulares^{40,129} y en redes de hilos superconductores^{130,131}. En la figura 93 se muestra una representación de los campos críticos superconductores de la muestra con 52 nm de NdCo₅ en los diferentes estados de imanación en los que ha sido medida. En el eje x se ha representado $1-T/T_C$ para poder comparar las curvas aunque tengan diferentes temperaturas críticas. Todas las curvas medidas con campo creciente se ajustan a $H_{C2} \propto (1 - T/T_C)^{0.66}$ en un amplio rango de campos. Las curvas medidas para campos decrecientes también se ajustan a esta dependencia para campos menores al escalón.

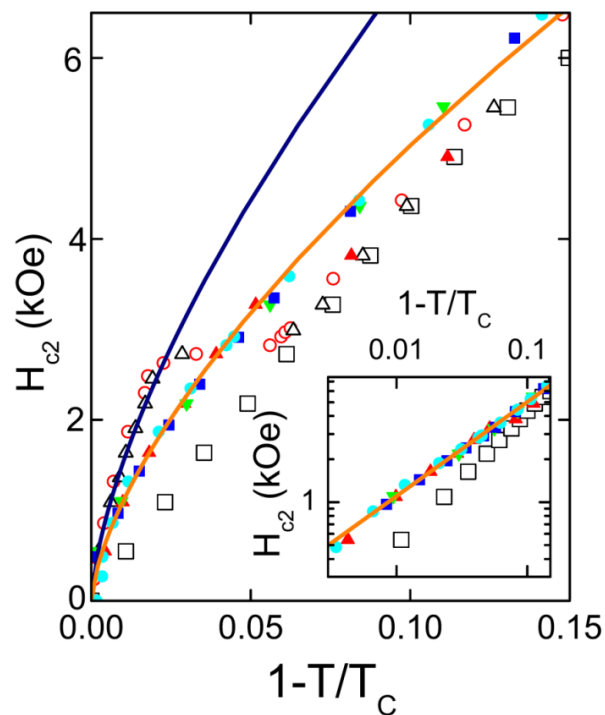


Figura 93. Campos críticos superconductores resultado de diferentes procesos de imanación de la muestra con 52 nm de NdCo₅. Muestra con dominios alineados cuyo proceso de medida ha sido descrita en el punto dos del apartado 4.3.6 (cuadrados negros). Procedimiento de medida descrito en el punto seis (triángulos rojos rellenos). Descrito en el punto cinco (triángulos huecos negros). Descrito en el punto siete (Triángulos rellenos verde claro). Curva con campos decrecientes (círculos huecos rojos). Curva con campos crecientes (Círculos rellenos azul claro). Curva desimanada aplicando campos decrecientes fuera del plano descrita en el apartado 4.3.3 (cuadrados azul oscuro rellenos).

El exponente 0.66 obtenido es muy próximo al 0.69 que se predice para el clúster infinito. Es llamativo comparar esto con que la dimensión fractal determinada para los dominios ramificados es 1.8, también próximo al valor 1.86 predicho para un clúster percolante infinito.

4.3.9 Influencia del desorden en la inversión de la imanación y en la percolación superconductora

Como se ha descrito anteriormente, algunos de los efectos del copolímero sobre el NdCo₅ son el mayor anclaje de los dominios magnéticos (ver apartado 4.2.3) y un aumento del desorden (apartado 4.2.2). Estos dos efectos hacen que el proceso de inversión de la imanación¹¹¹ se vuelva más redondeado^{110,132}. El aumento del anclaje y del desorden provocan que el sistema transite de un proceso de crecimiento en avalancha de los dominios inversos a un proceso dominado por la nucleación de los dominios.

Cuando el proceso de inversión está dominado por la nucleación de dominios, estos dominios se distribuyen de una forma más homogénea por toda la muestra en vez de en agrupaciones de dominios alrededor de los núcleos iniciales. Otro efecto del régimen dominado por nucleación es que la inversión de los dominios pierde el abrupto descenso de la imanación que ocurre en la expansión en avalancha de los dominios¹³².

Esta transición entre diferentes procesos de inversión de la imanación es relativamente gradual, por lo que no es fácil de determinar a partir de la forma de los ciclos de histéresis o a partir de la geometría final de los dominios laberínticos en remanencia¹¹². La evolución de las propiedades superconductoras a lo largo del ciclo de histéresis, en cambio, son muy sensibles a la geometría de los dominios invertidos. Por ello, la superconductividad puede servir como sonda para estudiar las propiedades magnéticas de una película ferromagnética, fabricando una muestra híbrida como las presentadas en esta tesis.

Los efectos de percolación en la capa superconductora implican que la muestra presenta regiones superconductoras y regiones normales amplias libres de superconductividad. El proceso de inversión de la imanación está dominado por el proceso de expansión de dominios invertidos²⁸.

Cuando la muestra se encuentra en estado saturado, el campo crítico superconductor $H_{C2}(T)$ tiene un comportamiento lineal característico de la superconductividad

extendida sobre una película. Cuando los dominios invertidos comienzan a aparecer, en un intervalo estrecho de campo, $H_{C2}(T)$ transita a una dependencia no lineal característica de la superconductividad confinada⁶⁴ sobre una red laberíntica de dominios invertidos. En este intervalo de campos, entre el régimen lineal y el régimen no lineal, se encuentra el régimen dominado por efectos de percolación⁶⁴. A continuación se van a definir algunos campos relevantes tanto en el diagrama de fases superconductor como en el ciclo de histéresis magnético. En la figura 94 se muestran gráficamente estos campos¹³³.

H_N^{FM} es el campo para el que tiene lugar la nucleación de los dominios inversos. Se define como el campo para el que la imanación se separa de la imanación de saturación.

ΔH^{FM} es el intervalo de campo en el que ocurre la rápida expansión de dominios invertidos. Se define como el rango de campos de cambio más pronunciado con mayor pendiente de la imanación $|dM/dH|$.

En la figura 94 (c), se muestra el diagrama de fases superconductor en escala reducida de la muestra Nb/NdCo₅(52 nm)/Si para un campo decreciente y para dos criterios diferentes, $H_{C2}^{0.9R_n}$ y $H_{C2}^{0.1R_n}$. A la temperatura de $H_{C2}^{0.9R_n}$ se le ha restado la anchura de la transición superconductor del Nb de forma que $H_{C2}^{0.9R_n}$ y $H_{C2}^{0.1R_n}$ se solapan en la región lineal de alto campo. En la región intermedia entre el régimen lineal y el no lineal, la percolación causa escalones en las $R(T)$ y las curvas $H_{C2}^{0.9R_n}$ y $H_{C2}^{0.1R_n}$ se alejan.

H_1^{SC} se define como el campo en el que $H_{C2}^{0.9R_n}$ se aleja de la linealidad. Esto indica la presencia de las primeras regiones de superconductividad confinada en la muestra.

H_2^{SC} se define como el campo por debajo del cual el campo crítico superconductor $H_{C2}^{0.1R_n}$ comienza a tener una dependencia térmica no lineal, indicado que las regiones superconductoras han percolado y conectan toda la muestra.

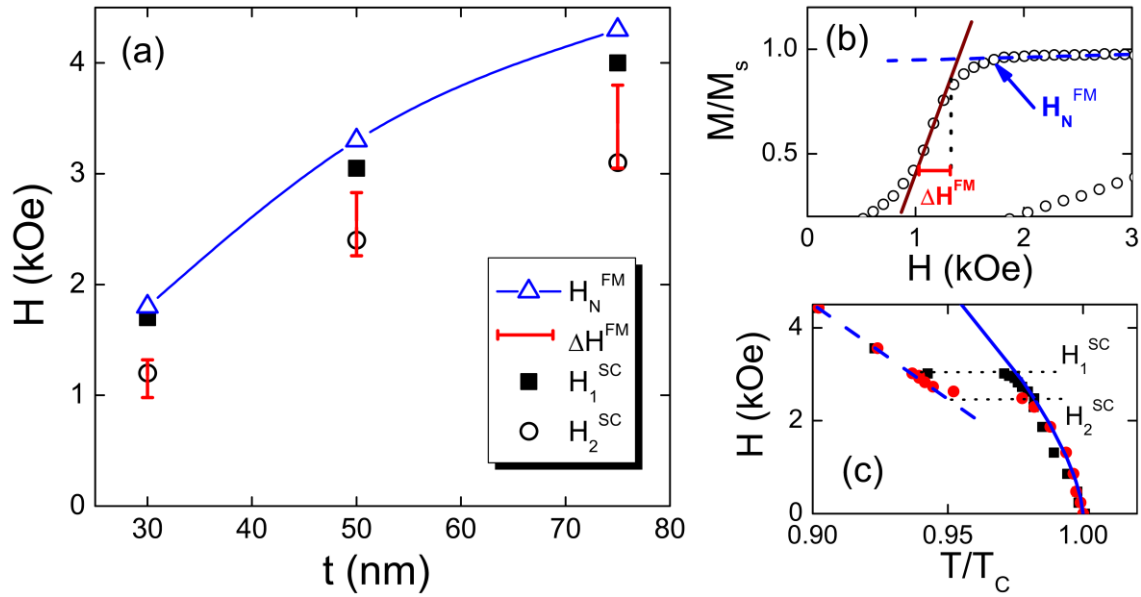


Figura 94. (a) Diferentes campos característicos en las muestras Nb/NdCo₅(t)/Si para diferentes espesores, t , de NdCo₅ en nanómetros. H_N^{FM} : campo de nucleación de los dominios inversos. ΔH^{FM} : intervalo de campos de máxima pendiente en el ciclo de histéresis. $H_1^{\text{SC}} - H_2^{\text{SC}}$: intervalo de campos para los que tiene lugar la transición entre el diagrama de fases $H_{C2}(T)$ lineal y no lineal. (b) Detalle de un ciclo de histéresis medido por efecto Hall extraordinario de la muestra Nb/NdCo₅(30 nm)/Si. Se muestran gráficamente H_N^{FM} y ΔH^{FM} . (c) Detalle del diagrama de fases superconductor de la muestra Nb/NdCo₅(52 nm)/Si para dos diferentes criterios: $H_{C2}^{0.9R_n}$ (cuadrados negros) y $H_{C2}^{0.1R_n}$ (círculos rojos). Se muestra la definición de H_1^{SC} y H_2^{SC} . La línea a trazos es un ajuste lineal a los puntos experimentales del campo crítico. La línea continua es un ajuste a $H_{C2}(T) \sim (1 - T/T_C)^{0.66}$.

La correlación entre las propiedades magnéticas y superconductoras es evidente. En primer lugar H_N^{FM} y H_1^{SC} presentan valores muy similares entre sí, y ello sucede en todas las muestras. Esto indica que ambos campos están asociados al mismo fenómeno, es decir, las regiones de superconductividad confinada aparecen a la vez que los primeros dominios invertidos. En segundo lugar, H_2^{SC} está localizado en el intervalo de campos ΔH^{FM} , indicando que la percolación de la red superconductoras ocurre durante la etapa de rápida expansión de los dominios invertidos.

Como se comentó en el apartado 4.3.7, la proporción de muestra con dominios invertidos se puede calcular como $p_{\text{mag}} = 0.5(1 - M/M_S)$. Por otra parte la percolación se produce en H_2^{SC} , por lo que, el umbral de percolación es $p_C = 0.5(1 - M_2^{\text{SC}}/M_S)$, donde M_2^{SC} es la imanación de la muestra en H_2^{SC} .

A continuación se incluye una tabla indicando los campos característicos de los ciclos de histéresis junto con los umbrales de percolación p_C para diferentes muestras. Para estudiar el papel del desorden en el proceso de inversión de la imanación y la percolación, también se incluyen muestras crecidas sobre copolímero.

Tabla 8. Campos característicos del proceso de inversión de la imanación y percolación para diferentes muestras. t indica el espesor de la capa de NdCo₅.

t(nm)	Nb/NdCo ₅ (t)/Si			Nb/NdCo ₅ (t)/ Copolímero		
	H_N^{FM} (kOe)	ΔH^{FM} (kOe)	p_c	H_N^{FM} (kOe)	ΔH^{FM} (kOe)	p_c
30	1.8	0.3	0.18	3.0	no hay salto	...
52	3.3	0.6	0.19	3.8	1.7	0.3
75	4.3	0.8	0.17	4.5	0.8	0.19

El umbral de percolación presenta un valor muy parecido en todas las muestras sin copolímero, $p_c = 0.17 - 0.19$, indicando que la topología de la agrupación de los dominios es la misma independientemente del espesor de la película ferromagnética. Este valor está muy por debajo del umbral de percolación teórico para modelos sencillos como el de una red cuadrada ($p_c = 0.5$), indicando la existencia de una doble escala en el proceso de percolación como ya se explicó en el apartado 4.3.7.

En todas las muestras, H_N^{FM} decrece monótonamente al disminuir el espesor por la menor energía dipolar de las muestras delgadas. Las diferencias más llamativas entre las series con copolímero y sin copolímero aparecen en las regiones de máxima pendiente de proceso de inversión de la imanación: ΔH^{FM} . Para el espesor de NdCo₅ t=75 nm, se mide la misma ΔH^{FM} en las dos series, 0.8 kOe. Al reducir el espesor de NdCo₅, el comportamiento de las muestras crecidas sobre copolímero es opuesto al que presentan las muestras crecidas sobre silicio. Para t=52 nm de NdCo₅, la muestra crecida sobre silicio presenta una disminución de ΔH^{FM} ($\Delta H^{FM} = 0.6$ kOe), mientras que se presenta un incremento ($\Delta H^{FM} = 1.7$ kOe) para la muestra crecida sobre copolímero. Para t=30 nm, ΔH^{FM} se reduce nuevamente en la muestra sin copolímero hasta 0.3 kOe, mientras que para la muestra con copolímero no se puede definir ningún salto en la imanación, sugiriendo una transición a un proceso de inversión de la imanación dominado por la nucleación en vez de por el crecimiento de dominios, debido al aumento del desorden.

En la figura 95 se muestran las transiciones superconductoras R(T) de la serie de bicapas fabricadas sobre el copolímero.

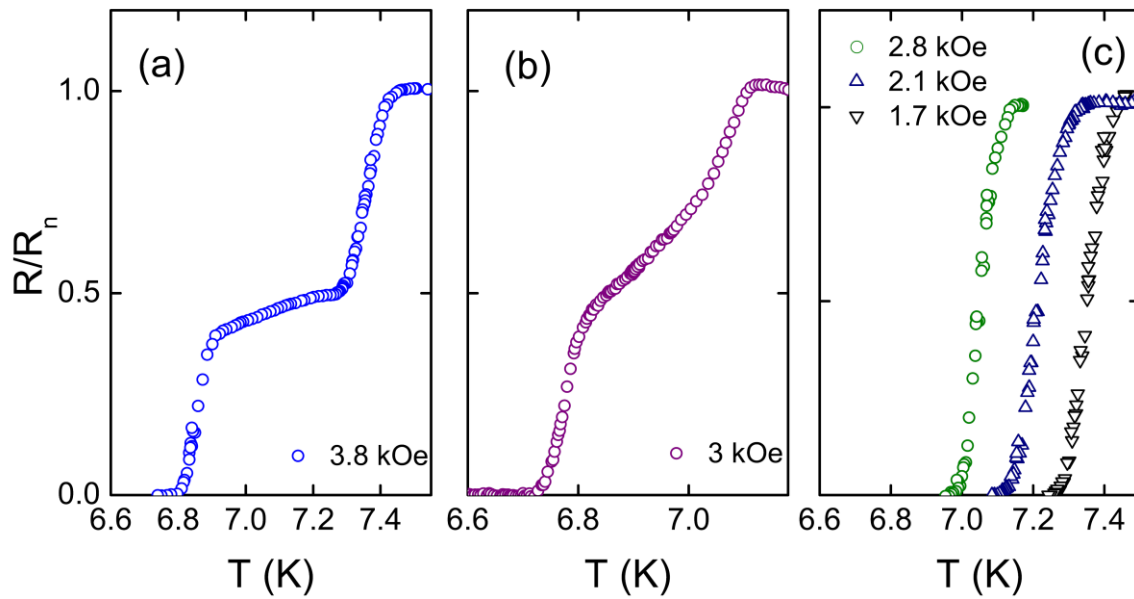


Figura 95. Transiciones superconductoras $R(T)$ medidas en la rama del ciclo de histéresis de campo decreciente, justo debajo del campo de nucleación H_N^{FM} .

La presencia de escalones en las transiciones resistivas solo se observa claramente en la muestra con 75 nm de NdCo_5 . Esta transición en dos escalones se vuelve más gradual, para la muestra con 52 nm de NdCo_5 y desaparece en la muestra con 30 nm de NdCo_5 , donde todas las transiciones presentan una anchura similar de 0.1 K. Esto indica una nucleación de la superconductividad más homogénea en la muestra más delgada, y por tanto una distribución de dominios magnéticos más homogénea, como ocurre cuando el proceso de inversión de la imanación está dominado por la nucleación en vez de por la expansión de dominios. Por lo tanto estas medidas vuelven a indicar que, el desorden causado por el copolímero provoca en las muestras más delgadas un cambio en el proceso de inversión de la imanación.

Además de estos cambios en las transiciones superconductoras, también se observan cambios en los diagramas de fase $H_{C2}(T)$ mostrados en la figura 96.

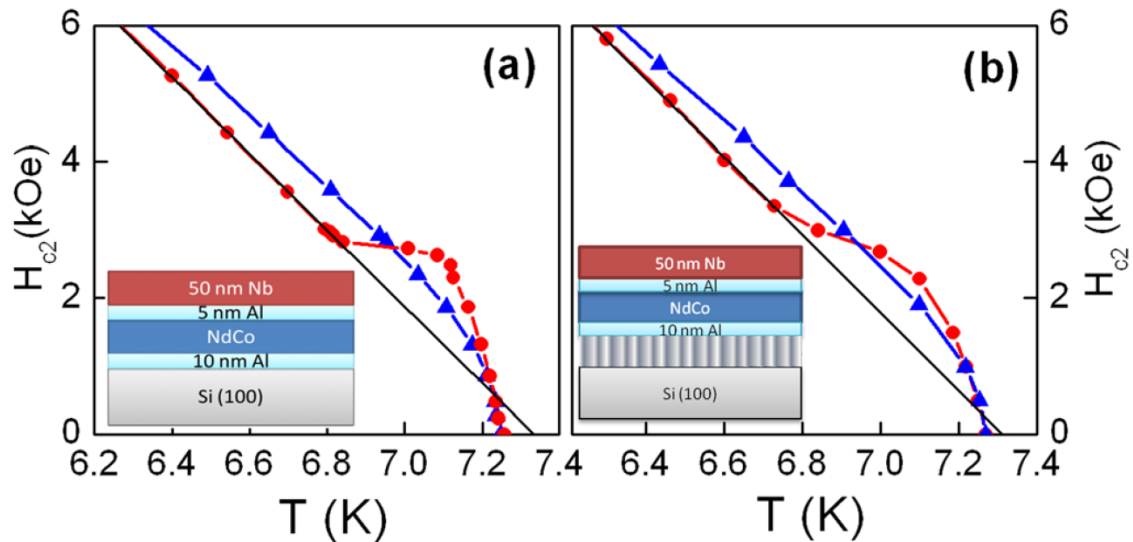


Figura 96. Diagramas de fases superconductoras $H_{c2}(T)$ disminuyendo el campo (círculos rojos) y aumentando el campo (triángulos azules). (a) Muestra Nb/NdCo₅(52 nm)/Si. (b) Muestra Nb/NdCo₅(52 nm)/copolímero. La línea negra corresponde al diagrama de fases de una película de 50 nm de Nb sin la influencia del campo de fugas del NdCo₅.

La consecuencia principal de crecer la muestra sobre el copolímero es que la transición entre el comportamiento lineal y el comportamiento no lineal se hace más suave, es decir, el cambio de superconductividad extendida a confinada. Esto es lo que provoca el aumento del umbral de percolación ($p_c = 0.3$) en la muestra Nb/NdCo₅(52 nm)/copolímero.

Es interesante notar que en los sistemas con doble percolación, se espera un incremento del umbral de percolación cuando se reduce la escala de uno de los niveles de percolación¹²⁰. En las bicapas Nb/NdCo₅, una de las escalas características del sistema es la el tamaño de las agrupaciones de dominios inversos. Al aumentar el anclaje de los dominios, esta escala se ve reducida debido a que se evita su expansión. Así mismo, al aumentar el desorden, se produce un incremento de la nucleación de dominios aislados. En conclusión, por ello, al aumentar el desorden crece el umbral de percolación.

4.3.10 Muestras nanoestructuradas. Determinación del estado de imanación mediante medidas de corriente

En este apartado se van a estudiar las muestras híbridas de Nb y NdCo₅ nanoestructurado en franjas de diferente espesor descritas en el capítulo 4.1.2. La imanación de la película nanoestructurada de NdCo₅ tiene un comportamiento diferente en las zonas cuyo espesor es mayor (40 nm) que en las zonas cuyo espesor es menor (25 nm).

En la figura 98 se muestran tres transiciones resistivas medidas sin campo magnético aplicado para tres estados diferentes de remanencia (ver figura 97) de la película de NdCo₅. Los tres estados de remanencia se obtienen tras saturar la muestra con un campo perpendicular al sustrato (rojo), tras saturar con un campo paralelo al sustrato y perpendicular a las franjas de diferente espesor (negro), y tras saturar con un campo paralelo al sustrato y perpendicular a las franjas (azul).

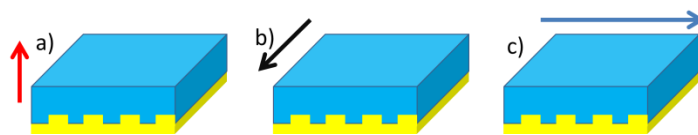


Figura 97. Diferentes procesos de imanación: (a) Saturación perpendicular al sustrato. (b) Saturación en el eje difícil en el plano, es decir, perpendicular a las franjas. (c) Saturación en el eje fácil en el plano (azul).

La transición resistiva de estas muestras presenta un escalón que indica la inhomogeneidad en la temperatura crítica que existe en la película de Nb debido a que hay franjas magnéticas de diferente espesor. En las franjas con un espesor de 40 nm de NdCo₅, la imanación tiene una mayor componente fuera del plano que en las franjas más delgadas⁹⁷. Esto apunta a un origen magnético de esta inhomogeneidad en la temperatura crítica. Las transiciones resistivas mostradas en la figura 98 muestran el origen magnético de los escalones, ya que éstos cambian al variar la imanación de remanencia de la nanoestructura magnética.

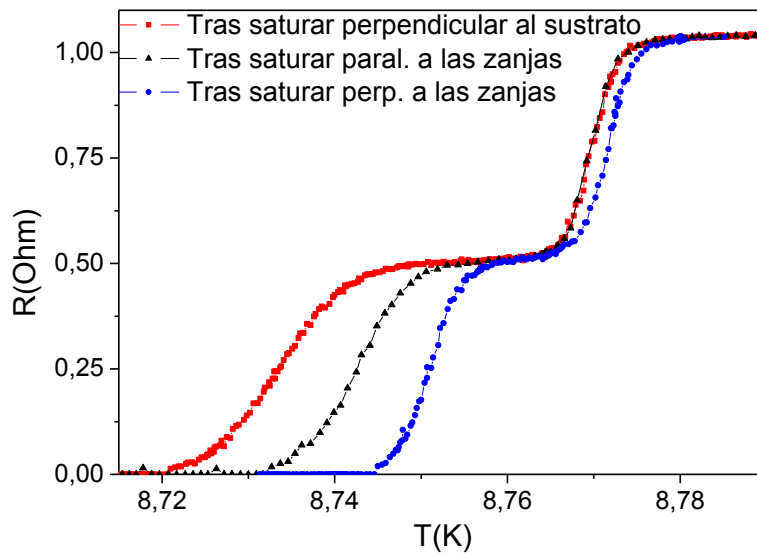


Figura 98. Transiciones resistivas de la película nanoestructurada de Nb/ndCo₅ sin campo aplicado y corriente de medida paralela a las franjas. Las tres curvas corresponden a los siguientes estados de imanación: tras saturar perpendicular al sustrato (rojo), tras saturar en el eje difícil en el plano, es decir, perpendicular a las franjas (negro), y en el eje fácil en el plano (azul).

En la figura 99 se representan las transiciones resistivas de dos muestras diferentes, una de ellas se ha fabricado tal como se describió en el apartado 4.1.2 y la otra se ha fabricado siguiendo el mismo procedimiento pero sin añadir la capa de 3 nm de Al después de depositar el NdCo₅, por ello su grado de oxidación será mayor.

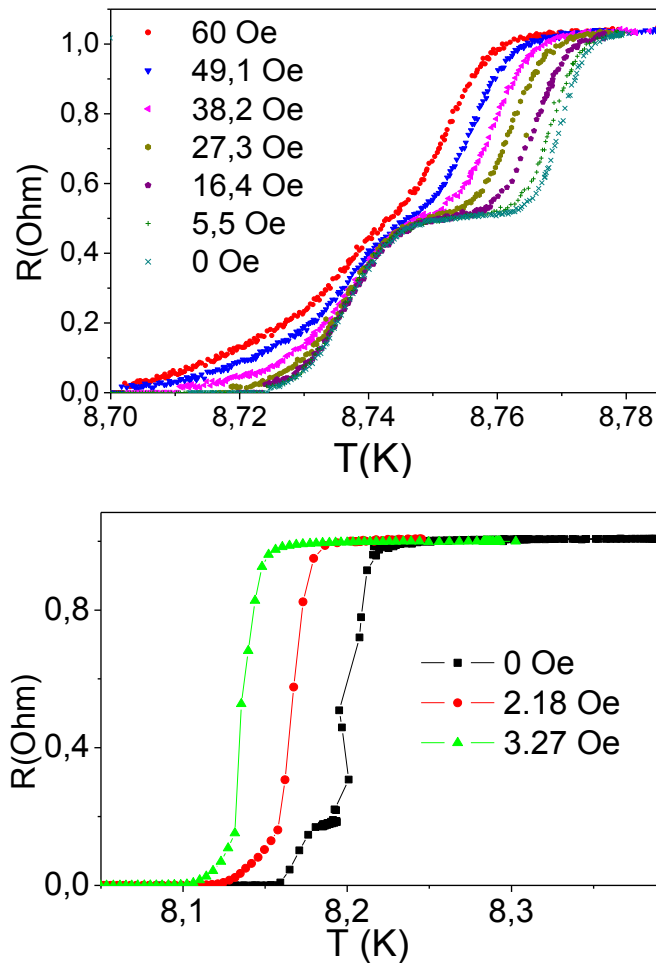


Figura 99. Transiciones resistivas con campo aplicado perpendicular al sustrato y la corriente aplicada perpendicular a las franjas de las películas nanoestructuradas de Nb/NdCo₅. (a) Muestra con la nanoestructura de NdCo₅ protegida por Al. (b) Muestra sin capa de Al sobre el NdCo₅.

Se observa que en ambos casos aparece un escalón en la resistencia indicando la existencia de dos zonas con diferente imanación. En el caso de estas muestras estas dos zonas diferentes se identifican con las partes de la muestra con mayor espesor de NdCo₅ y las zonas con menor espesor. Al aumentar el campo aplicado estos escalones comienzan a desaparecer, indicando que ambas zonas se hacen más homogéneas entre sí. La homogeneidad de las dos zonas sucede a campos más bajos en la muestra con el NdCo₅ oxidado.

La desaparición de este escalón se puede identificar con el aumento de la imanación fuera del plano de la parte más delgada de la nanoestructura de NdCo₅. De esta forma, cuando ambas zonas tienen la imanación fuera del plano, las inhomogeneidades en temperatura crítica del Nb desaparecen y la transición se hace más abrupta. El que el campo para el que desaparece el escalón sea mayor en la muestra no oxidada, se debe a que ésta tiene mayor imanación remanente y mayor coercitividad (ver Figura 100).

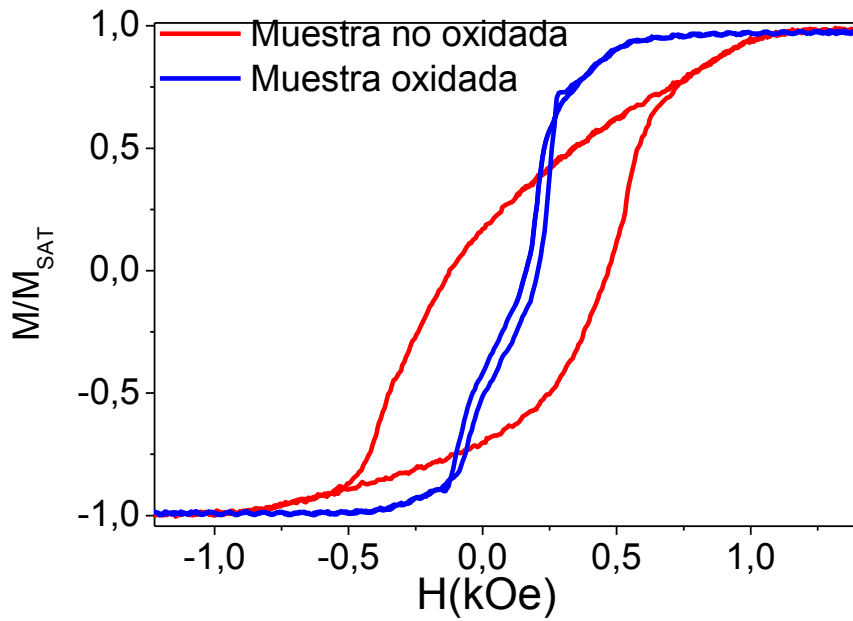


Figura 100. Ciclos de histéresis en el eje difícil en el plano (campo aplicado perpendicular a las franjas) realizados por efecto Kerr transversal. La curva roja es el ciclo de histéresis de la muestra protegida por una capa de aluminio. La curva azul es el ciclo de histéresis de la muestra oxidada.

Así pues, la inhomogeneidad en la imanación de estas muestras se ha trasladado a la película superconductora. Con medidas de transporte se puede determinar el campo para el que las franjas de las muestras nanoestructuradas de $NdCo_5$ alinean su imanación fuera del plano.

4.3.11 Medidas de imanación en estado superconductor

En las muestras sin copolímero se han medido los ciclos de imanación por debajo de la temperatura crítica superconductor. El resultado de la muestra Nb (50 nm)/ NdCo₅ (30 nm) /Si se presenta en la figura 101.

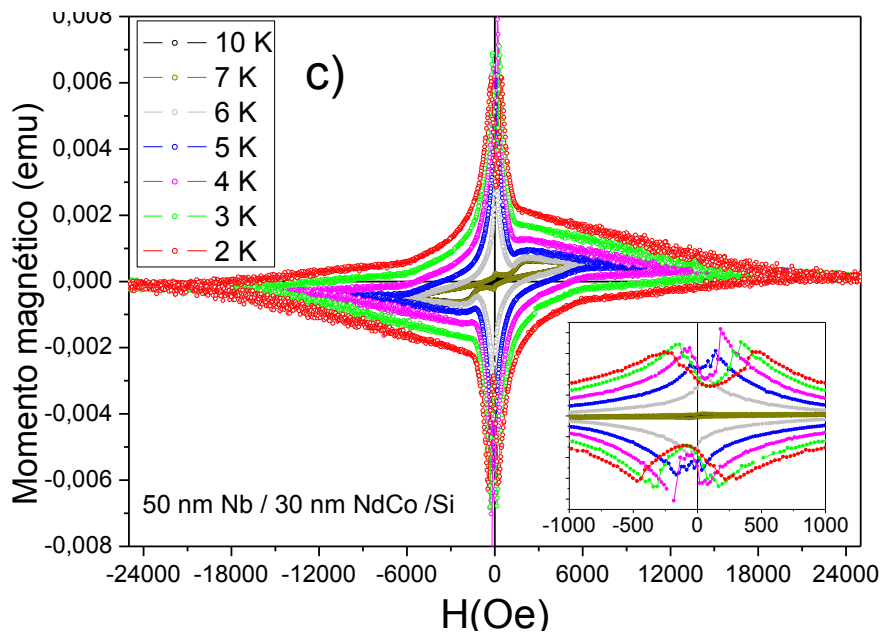


Figura 101. Ciclos de histéresis de la muestra Nb (50 nm)/ NdCo₅ (30 nm) /Si para diferentes temperaturas. Se muestra ampliada la parte central del ciclo abajo a la derecha.

En la figura 101 se muestra, en la esquina inferior derecha, una ampliación del ciclo a bajos campos. En ella aparece un mínimo del momento magnético para campo cero que se debe a la aparición de avalanchas de vórtices superconductores¹³⁴.

En una primera aproximación, estas curvas se entienden cualitativamente descomponiéndolas en dos tipos de ciclos superpuestos. El primero de ellos es el ciclo de histéresis de la película ferromagnética y el segundo el ciclo de imanación superconductor.

A temperaturas mayores a 7.6 K, la película de Nb se encuentra en estado normal y por ello se mide el ciclo ferromagnético del NdCo₅. Al ir bajando la temperatura, las propiedades superconductoras del Nb tienen cada vez más influencia en el ciclo de imanación frente a campo aplicado de forma que para temperaturas en torno a 2 K, el ciclo se parece más a un ciclo de histéresis de un material superconductor que a un ciclo de histéresis de un material magnético.

Por otra parte, en la figura 102 y en la figura 103 se observa que la película ferromagnética tiene una influencia más fuerte en las bicapas con un espesor de NdCo₅ mayor. En el caso de la muestra con 75 nm de NdCo₅, la imanación de la muestra disminuye cuando comienza el proceso de inversión de la imanación en la

película ferromagnética, incluso a 2 K, lo que indica que la contribución ferromagnética de la imanación sigue siendo una aportación importante a la imanación total.

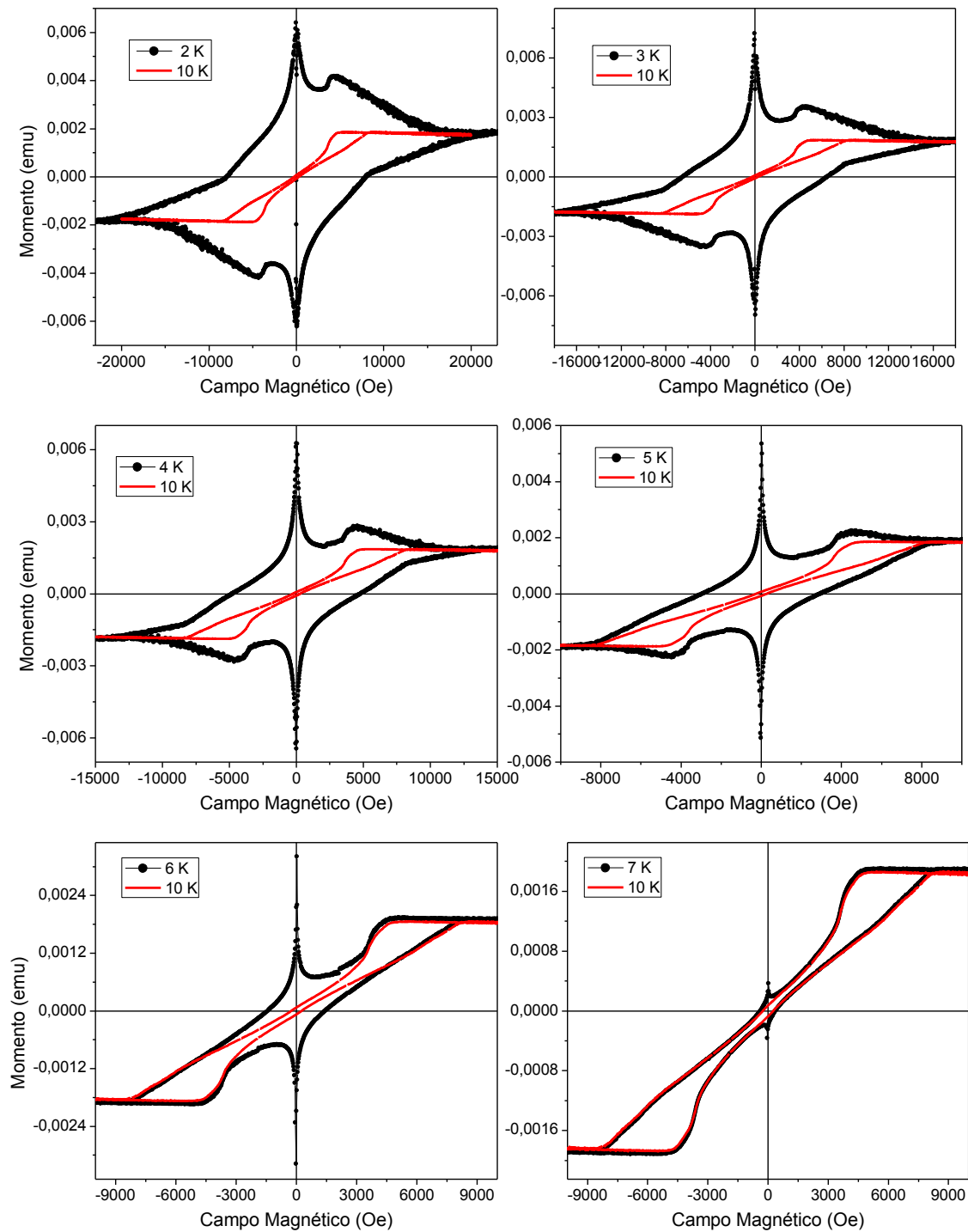


Figura 102. Ciclos de histéresis de la muestra Nb (50 nm)/ NdCo₅ (75 nm) /Si para diferentes temperaturas. Se muestra ampliada la parte central del ciclo abajo a la derecha.

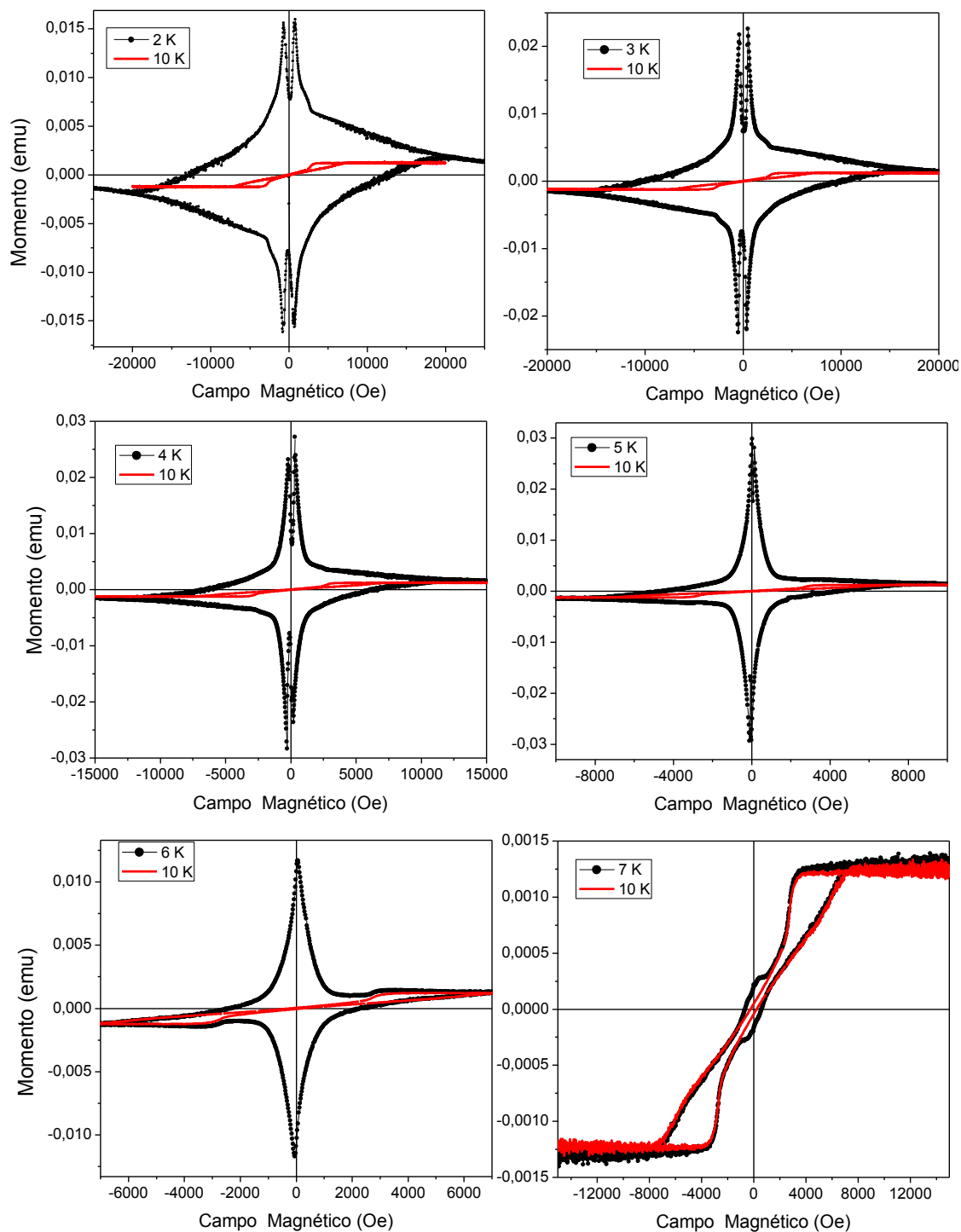


Figura 103. Ciclos de histéresis de la muestra Nb (50 nm)/ NdCo₅ (52 nm) /Si para diferentes temperaturas. Se muestra ampliada la parte central del ciclo abajo a la derecha.

En la muestra con 52 nm de NdCo₅ se observa lo contrario. En el campo de nucleación de los dominios, H_N , cuando comienza el campo de inversión de la imanación de la película ferromagnética, en vez de disminuir la imanación total, ésta aumenta con mayor pendiente que la curva de imanación frente a campo aplicado. La explicación es que los dominios magnéticos sirven como puntos de anclaje de los vórtices. Cuando el anclaje de los vórtices aumenta, éstos se quedan atrapados en la muestra y por tanto,

aunque se disminuya el campo externo, el campo que atraviesa la muestra sigue siendo alto debido a la alta densidad de vórtices superconductores. Por ello, la aparición de los dominios provoca un aumento de la imanación a pesar del descenso de la imanación de la película ferromagnética. Para observar más fácilmente este suceso, se ha marcado en la figura 104 el campo de nucleación de los dominios magnéticos mediante dos líneas verticales en la gráfica central, correspondiente a la muestra con 52 nm de NdCo₅.

Por último, en la muestra con 30 nm de NdCo₅, vuelve a aparecer el efecto de aumento del anclaje cuando se crean los dominios magnéticos, pero no es tan marcado como en el caso anterior. La curva M(H) se parece más a la de una película superconductora sin influencia del ferromagnético.

En la figura 104 se comparan los ciclos en estado normal de la bicapa medidos a 10 K con los ciclos de las bicapas en estado superconductor medidos a 2 K y con los diagramas de fase mostrados en la figura 76 del apartado 4.3.3. Las escalas de campos elegidas en la figura 104 abarcan el mismo rango de campos para posibilitar la comparación de los ciclos de imanación y las temperaturas críticas. Se puede observar claramente el fuerte efecto que la aparición de los dominios magnéticos tiene en la superconductividad. Además hay una gran correlación entre las medidas de transporte y las medidas de imanación: en el rango de campos para el cual se observa el escalón en la dependencia térmica del campo crítico superconductor, se observa un incremento de la imanación del ciclo superconductor (hombro en la figura 104 b)). Este hombro solo se observa en la muestra Nb (50 nm) / NdCo₅ (52 nm) / Si y en las ramas del ciclo en las que el campo decrece. Es en dichas ramas en las que los dominios inversos nuclean y crecen en avalancha (ver ciclo de histéresis a 10 K en la figura 104). En la muestra Nb (50 nm) / NdCo₅ (75 nm) / Si, al ser mayor el espesor de NdCo₅, la disminución de imanación en éste enmascara el aumento de imanación que provoca el mayor anclaje de los dominios a extenderse los dominios magnéticos por la muestra.

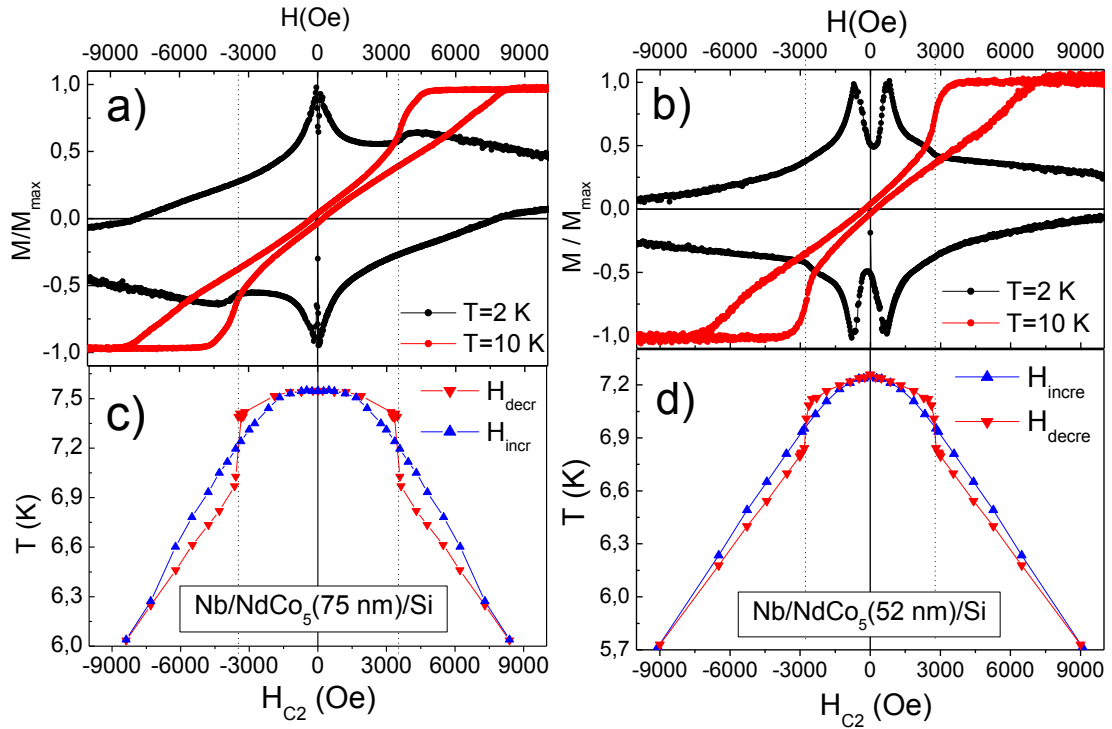


Figura 104. (a) y (b): Ciclos de histéresis a 10 K en estado normal (rojo) y a 2 K en estado superconductor (negro) para las muestras: (a) Nb(50 nm)/NdCo₅(75 nm)/Si y (b) Nb(50 nm)/NdCo₅(52 nm)/Si. (c) y (d): Curvas de temperatura crítica frente a campo aplicado de forma creciente (azul) o decreciente (rojo) para las muestras: (c) Nb(50 nm)/NdCo₅(75 nm)/Si y (d) Nb(50 nm)/NdCo₅(52 nm)/Si. Las líneas rectas horizontales indican los campos para los que aparece un aplastamiento en los campos críticos superconductores.

Con frecuencia, en la literatura científica¹³⁵⁻¹³⁷ se utilizan estos ciclos de imanación para calcular la corriente crítica de las muestras según el modelo de Bean^{138,139}. Según este modelo, la corriente crítica es:

$$J_c(A/cm^{-2}) = 20 \frac{\Delta M}{a(1 - a/3b)}$$

donde $\Delta M = M_{decr} - M_{crec}$ es la imanación medida al barrer el campo de forma decreciente menos la imanación registrada al barrer el campo de forma creciente. ΔM se introduce en la fórmula en unidades de (emu·cc⁻¹). a y b , en unidades de cm, son las dimensiones perpendiculares a la dirección de aplicación del campo con $a < b$ en unidades de cm.

En la figura 105 se muestra la dependencia de la corriente crítica superconductor con el campo aplicado a diferentes temperaturas en las muestras con 52 y 75 nm de NdCo₅.

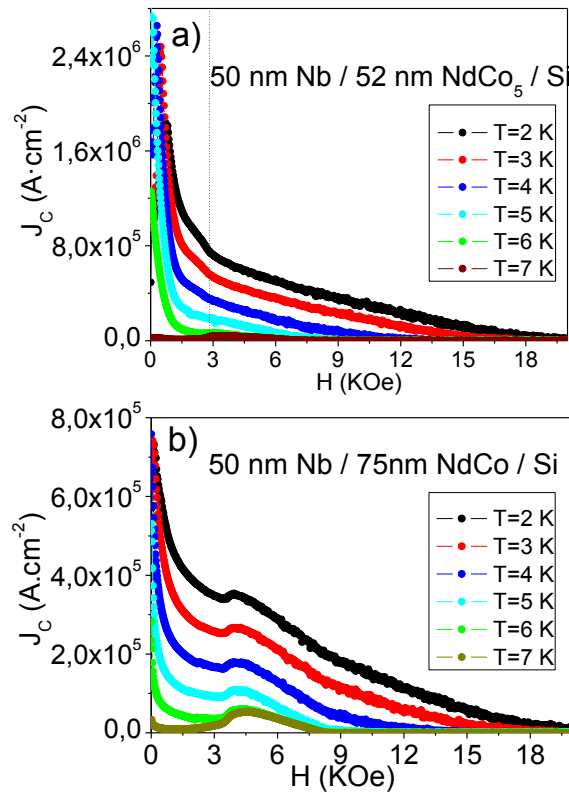


Figura 105. Corriente crítica en función de campo aplicado según la fórmula de Bean para las muestras (a) Nb(50 nm)/NdCo₅(52 nm)/Si y (b) Nb(50 nm)/NdCo₅(75 nm)/Si. La línea recta horizontal indica el valor de campo para el que aparece un aplanamiento en la curva de campos críticos superconductores en la muestra Nb(50 nm)/NdCo₅(52 nm)/Si.

En las curvas de corriente crítica frente a campo aplicado se pueden observar un cambio de pendiente brusco. La pendiente es menos pronunciada para altos campos y se hace mayor para campos menores que el campo de nucleación de los dominios inversos. Esto se debe a que al aparecer los dominios magnéticos, éstos causan un mayor anclaje en los vórtices superconductores.

En resumen, los tres parámetros característicos de la superconductividad, la corriente crítica, el campo crítico y la temperatura crítica, mejoran con la presencia de dominios magnéticos.

4.4 Conclusiones

En este capítulo se ha fabricado, caracterizado estructuralmente y estudiado desde el punto de vista de la superconductividad y el magnetismo una familia de bicapas Nb/NdCo₅ con diferentes espesores de NdCo₅. Estas bicapas se han crecido sobre sustratos de Si y sobre copolímeros autoorganizados que forman prominencias separadas por ~ 70 nm (del orden del tamaño de los dominios). Las películas de NdCo₅ amorfo presentan dominios magnéticos a bandas. Sus tamaños se pueden ajustar cambiando el espesor de la película. La interacción de estos dominios con el copolímero autoorganizado provoca un cambio en la imanación durante el proceso de inversión de la misma. Existe un rango de temperaturas en el que la longitud coherente de Ginzburg-Landau se hace del orden del tamaño de los dominios. A estas temperaturas se observa un cambio de régimen desde un estado de superconductividad localizada sobre los dominios a superconductividad confinada sobre una red fractal.

- Las muestras fabricadas se han caracterizado mediante las técnicas de AFM, MOTKE, MFM, efecto Hall extraordinario, magnetómetro VSM y medidas de transporte. Con estas técnicas se han caracterizado las propiedades estructurales, magnéticas y de transporte de las bicapas. La información obtenida por las diferentes técnicas son congruentes. Esto permite comparar las propiedades superconductoras con las magnéticas y estudiar su interrelación.
- Los cambios en las propiedades magnéticas debidos al copolímero autoorganizado, el espesor de la película de NdCo₅ o los diferentes ciclos de imanación que se sigan, han sido relacionados con las propiedades superconductoras de las muestras. Las etapas del proceso de inversión de la imanación en las películas ferromagnéticas producen diferentes cambios en la tendencia del campo crítico superconductor $H_{c2}(T)$.
- Estas bicapas ofrecen una gran riqueza de campos críticos superiores dependiendo del estado de imanación y de ordenación de los dominios magnéticos. Se han realizado varios ciclos menores para estudiar la relación entre la conectividad de los dominios y las propiedades superconductoras macroscópicas de la muestra. Se ha comprobado que los ciclos menores pueden mejorar las propiedades superconductoras de los ciclos mayores.

Cuando los dominios se alinean, el campo crítico superconductor se puede describir mediante un modelo sencillo de confinamiento. Las transiciones resistivas y los campos críticos superconductores son extremadamente sensibles al proceso de inversión de la imanación, convirtiendo a las propiedades superconductoras del Nb en sonda para el conocimiento de éste.

- En este capítulo se ha estudiado el efecto de proximidad superconductor/magnético mediado por el campo de fugas. Se ha estudiado el límite de dominios pequeños, poco explorado experimentalmente, y se han descrito diferentes regímenes de superconductividad: extendida, localizada sobre los dominios y confinada sobre una red de dominios. Cuando el material ferromagnético está saturado, la superconductividad nuclea extendida por toda la película de Nb debido a la homogeneidad de la bicapa. Cuando aparecen dominios, la superconductividad puede estar, localizada sobre dominios individuales, o confinada sobre una red de dominios.
- La transición entre la superconductividad localizada sobre dominios individuales a superconductividad confinada sobre una red de dominios ha sido explicada como un proceso de competición de las longitudes características del magnetismo y la superconductividad: esta transición ocurre cuando la longitud coherente se hace comparable al tamaño de los dominios.
- Al aparecer la superconductividad localizada, se observa un aumento de la anchura de la transición además de un cambio de tendencia en la dependencia térmica del campo crítico superconductor $H_{C2}(T)$. Este aumento de la anchura de la transición se debe a que al disminuir la longitud coherente superconductora, la superconductividad se adapta a las inhomogeneidades en la imanación del NdCo_5 . Estas inhomogeneidades en imanación y campo de fugas provocan una inhomogeneidad en la temperatura crítica superconductora que explica el aumento de la anchura de las transiciones $R(T)$.
- En el régimen de superconductividad confinada sobre una red de dominios, se encuentra que el campo crítico superconductor $H_{C2}(T)$, presenta la dependencia térmica predicha para un fractal equivalente a un clúster percolante.

- Se ha descrito la percolación según un modelo de doble percolación. Para ello se han usado las propiedades fractales de las agrupaciones de dominios magnéticos durante su etapa de crecimiento en avalancha desde los primeros núcleos magnéticos. El proceso de doble percolación ocurre cuando en el sistema existen dos longitudes características de tamaño muy diferentes. En el caso de estas muestras son el tamaño de un dominio individual y el tamaño de las agrupaciones de dominios. La doble percolación permite obtener un umbral de percolación del orden de 0.2, menos de la mitad de 0.5, valor típico del umbral de percolación de sistemas con una sola escala de longitudes característica. Este bajo umbral de percolación mejora las propiedades superconductoras de la muestra, ya que para obtener resistencia cero no basta con la presencia de superconductividad en la bicapa, sino que hace falta que estas zonas superconductoras estén interconectadas. Gracias al proceso de doble percolación, estas muestras percolan de forma muy eficiente. Mucho antes de llegar a imanación cero, ocurre la percolación y desaparecen los escalones de las transiciones resistivas.
- Esta percolación temprana, cuando la imanación todavía es alta, provoca que el campo de fugas sea más intenso y produzca mayor campo de compensación sobre las agrupaciones de dominios inversos, lo que permite mejorar la temperatura crítica superconductora.
- Se ha descrito un método para estudiar la percolación magnética mediante medidas de transporte en el superconductor. Esto permite medir el campo en el que la superconductividad, y las agrupaciones de dominios percolan. Las medidas de imanación no permiten determinar este umbral de percolación.
- Se ha nanoestructurado la lámina ferromagnética en forma de franjas paralelas de diferente espesor. El efecto de esta geometría en la película ferromagnética es la aparición de escalones en las transiciones resistivas que indica la inhomogeneidad en temperatura crítica. Dichos escalones se pueden hacer desaparecer alineando la imanación de ambas franjas.
- Mediante medidas eléctricas se ha estudiado el efecto del desorden en la película ferromagnética. Al crecer las bicapas sobre la plantilla de copolímero, el desorden aumenta, de forma más fuerte en las películas más delgadas. El

proceso de inversión de la imanación, inicialmente se produce por un proceso de crecimiento en avalancha de los dominios, pero al aumentar el desorden pasa a estar dominado por procesos de nucleación.

- Cuando no se aplica un campo externo, el pequeño tamaño de los dominios provoca una depresión de la temperatura crítica menor que la producida en el régimen de dominios grandes. Esta pequeña depresión en temperatura crítica es congruente con los cálculos que se han resuelto numéricamente mediante ecuación de Ginzburg-Landau. Para realizar estos campos se han introducido los valores obtenidos mediante simulaciones micromagnéticas de una película de NdCo₅ de 52 nm de espesor.
- De la interpretación de medidas de imanación frente a campo aplicado se ha comprobado que la aparición de los dominios magnéticos del NdCo₅ favorece el anclaje de los vórtices superconductores causando un mayor atrapamiento de estos y un consecuente aumento de la corriente crítica. En resumen, en presencia de un campo magnético externo, los tres parámetros característicos de la superconductividad, la corriente crítica, el campo crítico y la temperatura crítica, mejoran con la presencia de dominios magnéticos.

Capítulo 5. Conclusiones finales

Esta tesis se ha estructurado en dos grandes bloques: efecto de proximidad superconductor/superconductor y efecto de proximidad superconductor/magnético.

El primer bloque se divide en dos que estudian diferentes tipos de sistemas: bicapas formadas por Nb y la aleación amorfa Mo_3Si , y películas delgadas de Nb crecidas sobre una red de puntos de Ta.

El sistema Nb/ Mo_3Si permite estudiar el efecto de proximidad en un sistema en el que ambos materiales pueden intercambiarse el papel de cuál es el metal normal y cuál es el superconductor. Esto se puede conseguir por ciertas propiedades de estos materiales: el Nb tiene mayor temperatura crítica que el Mo_3Si , pero el Mo_3Si , al ser una aleación amorfa tiene un recorrido libre medio muy pequeño y por ende una longitud de Ginzburg-Landau pequeña y un campo crítico superconductor muy alto. Por ello, al aumentar el campo aplicado, el Nb pasa de ser el superconductor a ser el metal normal. Por otra parte al disminuir las dimensiones del Nb su temperatura crítica se hace más baja, y con esto también se puede conseguir que el Mo_3Si juegue el papel de superconductor sin campo aplicado.

Se ha conseguido fabricar dicha bicapa sin que las temperaturas críticas del Nb se resienta al ser crecida sobre una película de Mo_3Si amorfa en vez de sobre un sustrato de Si. En estas bicapas se ha encontrado una mayor depresión de la temperatura crítica de la película de Mo_3Si al aplicar el campo perpendicular al sustrato que al aplicar el campo paralelo al sustrato. Esto se ha explicado como un efecto debido al confinamiento de la superconductividad en la cara opuesta a la película de Nb debido a la superconductividad de superficie. El cambio en la posición en la que comienza a nuclear la superconductividad, sobre el Nb o sobre el Mo_3Si , viene acompañado por un cambio de pendiente en el diagrama de fases superconductor de la bicapa y un cambio en la anchura de las transiciones resistivas superconductoras. Este cambio en anchura de las transiciones y en la pendiente del diagrama de fases también se ha encontrado en un caso en el que el Mo_3Si juega el papel de material superconductor en todo el rango de campos aplicados.

El segundo sistema consiste en una película delgada de Ta crecida sobre una red cuadrada de puntos de Nb. La temperatura crítica del Nb es mayor que la del tántalo, por tanto, este sistema supone el caso opuesto a un tipo de sistemas ampliamente estudiado en la literatura^{86,87,91}, que son películas superconductoras en las que el anclaje de vórtices superconductores se produce en redes de defectos que deprimen en su entorno la temperatura crítica de la película superconductora. Las curvas de magnetorresistencia de estos sistemas presentan mínimos para los campos en los que la densidad de vórtices es un número entero de veces la densidad puntos de anclaje (campos de matching). El sistema formado por una película continua en la que hay puntos periódicos de superconductividad más fuerte, hasta la fecha solo se ha descrito de forma teórica⁹². En dicho artículo teórico se muestra un reordenamiento de la red de vórtices en equilibrio, adquiriendo simetrías comunes con la red de defectos. Esta característica también ocurre en los sistemas con redes de defectos. En nuestra película de Ta crecida sobre una red cuadrada de puntos de Nb se observan los mínimos en magnetorresistencia para los campos de matching. Por ello con este trabajo se generaliza el tipo de sistemas en los que se pueden encontrar dichas curvas de magnetorresistencia, y se concluye que para observar dichos mínimos no es necesario una red de defectos periódica, sino un potencial de anclaje periódico, ya sea formado por una red de defectos que causen un mínimo en el potencial de anclaje o una red formada por materiales que causen un máximo en el potencial de anclaje.

El segundo bloque estudia el efecto de proximidad superconductor/magnético mediado por el campo de fugas en tres sistemas diferentes fabricados con los materiales Nb y NdCo₅. El sistema más sencillo es una bicapa de Nb/NdCo₅. El segundo consiste en la fabricación de todas esas bicapas de Nb/NdCo₅, pero crecidas sobre una plantilla de copolímeros autoorganizados. Por último se ha fabricado una bicapa de Nb/NdCo₅ en la que la película ferromagnética de NdCo₅ ha sido nanoestructurada definiendo bandas paralelas de diferente espesor.

En todos estos sistemas se forma una estructura de dominios que entra dentro del límite de dominios pequeños²⁶, un régimen bastante inexplorado experimentalmente. En estos sistemas se han explicado sus propiedades de transporte superconductoras comparándolas con sus propiedades magnéticas. Los resultados más importantes son los siguientes:

En el primer tipo de sistema (Nb/NdCo₅/Si), se ha descrito el diagrama de fases superconductor comparándolo con las etapas de inversión de la imanación. En la lámina ferromagnética existe un proceso de nucleación y crecimiento en avalancha de

los dominios invertidos en un rango de campos muy estrecho que produce un súbito incremento de la temperatura crítica. Se han identificado tres diferentes regímenes de superconductividad dependiendo de la temperatura y estado de imanación de la película ferromagnética: el primero es la superconductividad extendida cuando el NdCo_5 está saturado. Cuando aparecen los dominios magnéticos, aparece un proceso de competición entre las diferentes longitudes características de la superconductividad y el magnetismo. La superconductividad se encuentra localizada sobre los dominios cuando la longitud coherente superconductora es pequeña comparada con las dimensiones laterales de estos, en caso contrario aparece la superconductividad confinada sobre una red de dominios. Estos diferentes regímenes producen cambios en las propiedades de transporte eléctrico: la transición entre superconductividad localizada y confinada sobre una red de dominios coincide con un aumento de la anchura de las transiciones resistivas superconductoras y un cambio de curvatura en el diagrama de fases superconductor. El aumento en anchura de la transición superconductoras se debe a que la superconductividad se hace sensible a las inhomogeneidades en la imanación del NdCo_5 , y estas se transfieren a la película de Nb.

Cuando los dominios se están extendiendo por la muestra aparece un proceso de percolación que produce un escalón en las transiciones resistivas superconductoras. Para describir la altura de este escalón se ha descrito un modelo de doble percolación gracias a las propiedades fractales de las agrupaciones de dominios. Este tipo de percolación tiene umbrales de percolación anormalmente bajos. El comportamiento del campo crítico superconductor en el régimen de superconductividad confinada sobre una red de dominios sigue la dependencia térmica predicha para un fractal equivalente a un clúster percolante. Gracias a las medidas de transporte se puede determinar el umbral de percolación y el campo para el que ésta sucede con precisión. Las bicapas se han sometido a diferentes procesos de imanación obteniendo una gran riqueza de diagramas de fase diferentes. Con algunos de estos ciclos se obtienen mayores temperaturas críticas y diferentes propiedades de percolación.

En el segundo sistema, creciendo esta bicapa sobre una plantilla de copolímeros se han identificado los cambios en las propiedades magnéticas de la película de NdCo_5 con los cambios en los diagramas de fase superconductor. El cambio más llamativo es un incremento de la temperatura crítica más suave durante la expansión y crecimiento de los dominios. Al aumentar el desorden causado por el copolímero se ha encontrado una transición en el proceso de inversión de la imanación desde un régimen de expansión en avalancha de los dominios a un régimen dominado por la nucleación de dominios.

En el último sistema se ha identificado un escalón en la transición superconductora con una inhomogeneidad en la dirección de imanación de las diferentes bandas de

NdCo₅. Este escalón se puede modificar cambiando el estado de imanación del NdCo₅ y se puede hacer desaparecer aplicando un campo fuera del plano.

Capítulo 6. Publicaciones derivadas de la tesis

- Valdés-Bango, F., García Alonso, F. J., Rodríguez-Rodríguez, G., Morán Fernandez, L., Anillo, A., Ruiz-Valdepeñas, L., Navarro, E., Vicent, J. L., Vélez, M., Martín, J. I. y Alameda, J. M. Perpendicular magnetic anisotropy in Nd-Co alloy films nanostructured by di-block copolymer templates. *Journal of Applied Physics* **112**, 083914 (2012)
- Ruiz-Valdepeñas, L., Vélez, M., Valdés-Bango, F., Álvarez-Prado, L. M., Martín, J. I., Navarro, E., Alameda, J. M. y Vicent, J. L. Double percolation effects and fractal behavior in magnetic/superconducting hybrids. *New Journal of Physics* **15**, 103025 (2013).
- Ruiz-Valdepeñas, L., Velez, M., Valdés-Bango, F., Alvarez-Prado, L. M., Garcia-Alonso, F. J., Martin, J. I., Navarro, E., Alameda, J. M. y Vicent, J. L. Imprinted labyrinths and percolation in Nd-Co / Nb magnetic / superconducting hybrids. *Journal of Applied Physics* **115**, 213901 (2014)

Capítulo 7. English abstract

7.1 Introduction

Many of the technological advances taking place nowadays are possible due to the nanotechnology. Nanotechnology techniques, in addition to allow the miniaturization of instruments, are useful to make new materials with different properties. A way to change the properties of the materials is by tailoring them with a shape with typical dimensions of the order of nanometers. This is to nanostructure a material.

Some properties of materials as ferromagnetism or superconductivity have long range order, meaning that these properties are the result of a collective process resulting from the interaction between many atoms. This is why some characteristic lengths can be defined as the typical lengths in which these properties can vary. The characteristic lengths are bigger than the atoms itself but smaller than the macroscopic size of the objects we can see, so that usually, the macroscopic properties of the objects that we observe are the average of these nanometric properties. This explains that when the size of the materials is that of the typical lengths of the long range orders, the properties of the materials change. Other way to achieve new materials is to make hybrid materials made of different materials of nanometric sizes that interact appearing new properties. If, in addition, these materials have different long range orders, these can interact in a non-trivial way, resulting in new phenomena, especially if their characteristic lengths are similar.

In this thesis, superconductivity confinement effects are studied, limiting the size of the superconducting material, tailoring it in shape of thin films or pillars. Two different superconducting thin films with different characteristic lengths have been put together to study the proximity effect. Ferromagnetic thin films have been fabricated, some of them have been nanostructured, and have been put in proximity with superconducting thin films. In these samples, two different antagonistic cooperative effects, as the superconductivity and the ferromagnetism, compete. This interaction results in a variety of phenomena because the two different characteristic lengths are of the same order of magnitude. The purpose of these samples is to perform a wide study of the possibilities that nanotechnology offers to make hybrid superconducting / superconducting and superconducting / ferromagnetic materials.

7.2 Aim and results

In this thesis three main experimental systems have been studied. The aim and results of each particular study will be described in the following paragraphs.

Nb/Mo₃Si bilayers

It is well known that when a metal is placed in contact with a superconductor, superconductivity infiltrates in the normal metal and the critical temperature of the superconductor decreases. This is called proximity effect. In this chapter superconductor-superconductor proximity effect is studied between a thin film of polycrystalline Nb and a thin film of Mo₃Si, an amorphous superconductor. The critical temperature of Nb is higher than the critical temperature of Mo₃Si, but it decreases when the thickness of the Nb thin film is reduced. These materials allow studying the proximity effect with the possibility to change the role of the Nb and Mo₃Si from superconductor material to normal metal, depending on the thickness of the Nb thin film. In addition, the Mo₃Si thin films have high resistivity in the normal state due to their amorphous state and, therefore, the short mean free path of the electrons. This results in a small superconducting coherence length and a high superconducting critical field. Then, even if the Nb thin film has higher critical temperature than the Mo₃Si thin film, at high applied fields this materials change their role.

When the change in the role between the superconductor and the normal metal happens, there is a change in the slope of the superconducting critical field of the bilayer. In addition there is also a change in the superconducting resistive transition width. A stronger decrease in the critical temperature of the Mo₃Si is reported when the magnetic field is applied perpendicular to the bilayer than when the field is applied parallel. This is understood as an effect of the surface superconductivity.

Ta thin film grown on a square array of Nb dots

The introduction of defects in superconducting materials usually helps to increase the pinning of vortices, and then, increase the critical current. This is why there are a lot of studies about superconducting thin films grown on arrays of dots made of ferromagnetic or normal metal materials that decrease the critical temperature of the thin film in their surroundings due to the proximity effect. In this chapter, the opposite situation has been studied: a Ta thin film is grown on a square array of Nb dots. The Nb

dots have higher critical temperature than the Ta thin film, so the Nb dots are not an array of defects where the superconducting vortices get trapped. This system is the opposite situation: the Nb dots form an array of antipinning centers, that is, the vortices are expelled from them. There are very few studies of this problem. The first is a reference [92] studying this problem in theory, where some simulations are performed showing that the vortex configuration conforms with the array of antipinning dots.

In these samples a decrease in the resistance appears at a temperature near the Nb critical temperature, pointing out that the Nb dots are in the superconducting state. A minima pattern is observed in the magnetoresistance curve, with minima at the matching fields. These curves appear typically in the samples with arrays of pinning centers. This study indicates that the decisive factor to obtain the characteristic minima in the magnetoresistance curves is the periodicity of the pinning potential. The matching points occur when the vortex lattice and the array of nanodots have some translational symmetries in common, so it is clear that a periodicity in the pinning potential must exist. In this work, the conclusion is that when the periodicity in the pinning potential exists, the minima magnetoresistance curve appears in both, an array of defects creating minima in the pinning potential or in an array of a stronger superconductor creating maxima in the pinning potential.

Superconducting/magnetic proximity effect

Superconductivity and ferromagnetism are two antagonistic phenomena that interact strongly. In this chapter, a set of bilayers Nb/NdCo₅ are described. A second set of bilayers have been grown on a self-organized copolymer template that creates a periodic height modulation and affects to the magnetic properties of the ferromagnetic layer and therefore to the superconducting layer. A third set of bilayers have been studied in which the ferromagnetic layer has been nanostructured in parallel bands of different thicknesses with the use of electron beam lithography and ion milling.

In these samples, a study is performed of the interaction between the characteristic lengths of the two different long range orders. In this case, the size of the magnetic domains depends on the thickness of the ferromagnetic thin film, and the superconducting coherence length depends monotonically on the temperature, diverging for the critical temperature. Then, these two characteristic lengths can be tuned to adjust to be of the same size and study the interrelation of these two lengths.

Depending on the temperature and applied field, different regimes have been described for the superconductivity: extended, confined over a network of magnetic

domains, and localized over a single domain. This is used to describe the different curvatures in the superconducting phase diagram and different transport properties. Some superconducting properties were found to depend on the magnetization state of the ferromagnetic layer. The samples with the nanostructured NdCo_5 thin film have a different magnetization direction in the different thickness areas. This inhomogeneity in the magnetization results in an inhomogeneity in the critical temperature. As a result, a two steps superconducting resistive transition appears in the sample. This step disappears aligning the magnetization with an external magnetic field.

These results indicate that the superconductivity is a useful probe to study the magnetic properties of ferromagnetic layers.

7.3 Conclusions

In this thesis, the competition between different long range orders has been performed using nanotechnology to confine the materials in hybrid structures and increase their interaction with one another. With this aim, three different kinds of systems have been studied. The conclusions are listed for the different systems.

Nb/Mo₃Si bilayers

These bilayers have been fabricated growing the Nb thin film on an amorphous Mo_3Si alloy. The critical temperatures of the Nb films are similar to the critical temperatures of these films grown on a silicon substrate. In these systems a change in the slope of the superconducting critical field is found even when the superconducting film is the same in all the range of applied magnetic fields. When the change in slope takes place, there is also a change in the width of the superconducting resistive transition. A stronger decrease in the critical temperature of the Mo_3Si is reported when the magnetic field is applied perpendicular to the bilayer than when the field is applied parallel. This is understood as an effect of the surface superconductivity.

Ta thin film grown on a square array of Nb dots

In these samples a Ta thin film is grown on an array of Nb dots. A decrease in the resistance appears at a temperature near the Nb critical temperature, pointing out that the Nb dots are in the superconducting state. In this system, minima are observed

in the magnetoresistance curve at the matching fields. In this work the type of systems in which this kind of magnetoresistance curves can be observed is generalized: they not only appear in superconducting thin films with an array of minima in the pinning potential, they appear also when the array creates a maximum in the pinning array. The conclusion is that to observe these minima in the magnetoresistance curves it is not needed an array of minima in the pinning potential but just a periodic pinning potential.

Superconducting/magnetic proximity effect

In all the samples studied in this chapter, the domains lay in the small domain regime³², a regime quite unexplored previously in the literature. In the samples Nb/NdCo₅/Si, the superconducting phase diagram is described identifying the different features in the phase diagram with the different steps of the magnetization reversal process. In the ferromagnetic layer, an avalanche-like growth of the inversed domains occurs and, as a result, there is a sudden increase in the superconducting critical temperature. Three different regimes have been identified depending on the temperature and magnetization state of the ferromagnetic layer: the first is the extended superconductivity when the NdCo₅ is saturated. When, decreasing the applied magnetic field, the reverse magnetic domains appear, there is a competition process between the different characteristic lengths of superconductivity and magnetism. Superconductivity is localized over the magnetic domains when the superconducting coherence length is small compared with the lateral size of the domains. In the opposite case, the superconductivity is confined over a magnetic domain network. These different regimes produce changes in the electric transport properties: transition between localized and confined superconductivity is identified with an increase in the width superconducting resistive transitions. This increase in the width transition is due to the sensibility of the superconductivity to the inhomogeneities in magnetization in the NdCo₅ thin film when the superconductivity localizes over the single domains. In this case, the inhomogeneity in the magnetization transfers to the superconducting layer. When the domains are growing through the sample, a percolation process takes place. One effect is the appearance of a step in the superconducting transition. The height of this step can be described by a double percolation, supported also by the small percolation threshold, typical of percolations in systems where two different length scales appear. The behavior of the superconducting critical field in the regime of confined superconductivity over a domain network follows the thermal dependence predicted for a percolating cluster. Thanks to the transport measurements, the percolation threshold can be determined accurately. Different magnetization processes have been applied to the bilayers,

obtaining in some cases higher critical temperatures and different percolation properties.

In the second set of samples, growing the bilayers on a self-organized copolymer template, the magnetic properties of the NdCo₅ layer changes. The effects of these magnetic changes on the superconducting film have been described. The most remarkable effect is the smoothing of the sudden increase in critical temperature when the domains are growing over the sample. With the increase of the disorder resulting from the copolymer, there is a transition in the magnetization reversal process from a regime of fast expansion of the domains in a narrow magnetic field interval to a regime of magnetization inversion dominated by the nucleation of domains when the disorder increases.

In the last kind of samples, a step in the superconducting transition has been identified with an inhomogeneity in the direction of the magnetization direction between the areas of the NdCo₅ film with different thicknesses. This step can be modified changing the magnetization state of the sample and can disappear applying an out of plane field.

Capítulo 8. Bibliografía

1. Bardeen, J., Cooper, L. N. y Schrieffer, J. R. Theory of Superconductivity. *Physical Review* **108**, 1175–1204 (1957).
2. McMillan, W. L. Transition Temperature of Strong-Coupled Superconductors. *Physical Review* **167**, 331–344 (1968).
3. London, F. y London, H. The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **149**, 71–88 (1935).
4. Ginzburg, V. L. y Landau, L. D. К теории сверхпроводимости. *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950).
5. Tinkham, M. *Introduction to Superconductivity*. (Dover, 2004).
6. De Gennes, P. G. y Guyon, E. Superconductivity in “normal” metals. *Physics Letters* **3**, 168–169 (1963).
7. De Gennes, P. G. Boundary Effects in Superconductors. *Reviews of Modern Physics* **36**, 225–237 (1964).
8. De Gennes, P. G. y Saint-James, D. Elementary excitations in the vicinity of a normal metal-superconducting metal contact. *Physics Letters* **4**, 151–152 (1963).
9. Hilsch, P. Zum Verhalten von Supraleitern im Kontakt mit Normalleitern. *Zeitschrift für Physik* **167**, 511–524 (1962).
10. Meissner, H. Superconductivity of Contacts with Interposed Barriers. *Physical Review* **117**, 672–680 (1960).
11. Rose-Innes, A. y Serin, B. Superconductivity of Superimposed Metals. *Physical Review Letters* **7**, 278–279 (1961).
12. Smith, P. H., Shapiro, S., Miles, J. L. y Nicol, J. Superconducting Characteristics of Superimposed Metal Films. *Physical Review Letters* **6**, 686–688 (1961).
13. Simmons, W. A. y Douglass, D. H. Superconducting Transition Temperature of Superimposed Films of Tin and Silver. *Physical Review Letters* **9**, 153–155 (1962).
14. Werthamer, N. R. Theory of the Superconducting Transition Temperature and Energy Gap Function of Superposed Metal Films. *Physical Review* **132**, 2440–2445 (1963).

15. Aladyshkin, A. Y., Silhanek, A. V., Gillijns, W. y Moshchalkov, V. V. Nucleation of superconductivity and vortex matter in superconductor–ferromagnet hybrids. *Superconductor Science and Technology* **22**, 053001 (2009).
16. Anderson, P. W. y Suhl, H. Spin Alignment in the Superconducting State. *Physical Review* **116**, 898–900 (1959).
17. Bulaevskii, L. N., Rusinov, A. I. y Kulić, M. Helical order of spins in superconductors. *Solid State Communications* **30**, 59–63 (1979).
18. Bulaevskii, L. N., Buzdin, A. I., Kulić, M. L. y Panjukov, S. V. Coexistence of superconductivity and magnetism theoretical predictions and experimental results. *Advances in Physics* **34**, 175–261 (1985).
19. Chen, T. Y., Tesanovic, Z., Liu, R. H., Chen, X. H. y Chien, C. L. A BCS-like gap in the superconductor $\text{SmFeAsO}_{0.85}\text{F}_{0.15}$. *Nature* **453**, 1224–7 (2008).
20. Gomez, A., Gonzalez, E. M., Gilbert, D. A., Milošević, M. V, Liu, K. y Vicent, J. L. Probing the dynamic response of antivortex, interstitial and trapped vortex lattices on magnetic periodic pinning potentials. *Superconductor Science and Technology* **26**, 085018 (2013).
21. Field, S. B., James, S. S., Barentine, J., Metlushko, V., Crabtree, G., Shtrikman, H., Ilic, B. y Brueck, S. R. J. Vortex Configurations, Matching, and Domain Structure in Large Arrays of Artificial Pinning Centers. *Physical Review Letters* **88**, 067003 (2002).
22. Silevitch, D. M., Reich, D. H., Chien, C. L., Field, S. B. y Shtrikman, H. Imaging and magnetotransport in superconductor/magnetic dot arrays. *Journal of Applied Physics* **89**, 7478 (2001).
23. Martín, J. I., Vélez, M., Hoffmann, A., Schüller, I. K. y Vicent, J. L. Artificially Induced Reconfiguration of the Vortex Lattice by Arrays of Magnetic Dots. *Physical Review Letters* **83**, 1022–1025 (1999).
24. Villegas, J. E., Savel'ev, S., Nori, F., Gonzalez, E. M., Anguita, J. V, García, R. y Vicent, J. L. A superconducting reversible rectifier that controls the motion of magnetic flux quanta. *Science* **302**, 1188–91 (2003).
25. Yang, Z., Lange, M., Volodin, A., Szymczak, R. y Moshchalkov, V. V. Domain-wall superconductivity in superconductor-ferromagnet hybrids. *Nature materials* **3**, 793–798 (2004).
26. Aladyshkin, A. Y., Buzdin, A. I., Fraerman, A. A., Mel'nikov, A. S., Ryzhov, D. A. y Sokolov, A. V. Domain-wall superconductivity in hybrid superconductor-ferromagnet structures. *Physical Review B* **68**, 184508 (2003).

27. Gillijns, W., Aladyshkin, A. Y., Silhanek, A. V y Moshchalkov, V. V. Magnetic confinement of the superconducting condensate in superconductor-ferromagnet hybrid composites. *Physical Review B* **76**, 060503 (2007).
28. Yang, Z., Vervaeke, K., Moshchalkov, V. V y Szymczak, R. Modulation of superconductivity by a magnetic template in Nb/BaFe₁₂O₁₉ hybrids. *Physical Review B* **73**, 224509 (2006).
29. Aladyshkin, A. Y., Fritzsche, J., Werner, R., Kramer, R. B. G., Guénon, S., Kleiner, R., Koelle, D. y Moshchalkov, V. V. Crossover between different regimes of inhomogeneous superconductivity in planar superconductor-ferromagnet hybrids. *Physical Review B* **84**, 094523 (2011).
30. Gillijns, W., Aladyshkin, A. Y., Lange, M., Van Bael, M. J. y Moshchalkov, V. V. Domain-Wall Guided Nucleation of Superconductivity in Hybrid Ferromagnet-Superconductor-Ferromagnet Layered Structures. *Physical Review Letters* **95**, 227003 (2005).
31. Aladyshkin, A. Y., Gillijns, W., Silhanek, A. V. y Moshchalkov, V. V. Magnetic tunable confinement of the superconducting condensate in superconductor/ferromagnet hybrids. *Physica C: Superconductivity* **468**, 737–740 (2008).
32. Aladyshkin, A. Y. y Moshchalkov, V. V. Thin-film superconductor-ferromagnet hybrids: Competition between nucleation of superconductivity at domain walls and domains' centers. *Physical Review B* **74**, 064503 (2006).
33. Zhu, L. Y., Chen, T. Y. y Chien, C. L. Altering the Superconductor Transition Temperature by Domain-Wall Arrangements in Hybrid Ferromagnet-Superconductor Structures. *Physical Review Letters* **101**, 017004 (2008).
34. Yang, Z., Fritzsche, J. y Moshchalkov, V. V. Guided nucleation of superconductivity in Nb/BaFe₁₂O₁₉ hybrids with different domain patterns. *Applied Physics Letters* **98**, 012505 (2011).
35. Vlasko-Vlasov, V., Buzdin, A., Melnikov, A., Welp, U., Rosenmann, D., Uspenskaya, L., Fratello, V. y Kwok, W. Domain structure and magnetic pinning in ferromagnetic/superconducting hybrids. *Physical Review B* **85**, 064505 (2012).
36. Saint-James, D. y de Gennes, P. G. Onset of superconductivity in decreasing fields. *Physics Letters* **7**, 306–308 (1963).
37. Stoer, J. y Bulirsch, R. *Introduction to Numerical Analysis*. (Springer-Verlag, 1980).
38. Cao, Q., Kim, H., Pimparkar, N., Kulkarni, J. P., Wang, C., Shim, M., Roy, K., Alam, M. A. y Rogers, J. A. Medium-scale carbon nanotube thin-film integrated circuits on flexible plastic substrates. *Nature* **454**, 495–500 (2008).

39. Na, K., Jo, C., Kim, J., Cho, K., Jung, J., Seo, Y., Messinger, R. J., Chmelka, B. F. y Ryoo, R. Directing zeolite structures into hierarchically nanoporous architectures. *Science* **333**, 328–32 (2011).
40. Gerber, A. y Deutscher, G. Upper critical field of superconducting Pb films above and below the percolation threshold. *Physical Review Letters* **63**, 1184–1186 (1989).
41. Liu, X., Panguluri, R. P., Huang, Z.-F. y Nadgorny, B. Double Percolation Transition in Superconductor-Ferromagnet Nanocomposites. *Physical Review Letters* **104**, 035701 (2010).
42. Attané, J. P., Samson, Y., Marty, A., Toussaint, J. C., Dubois, G., Mougín, A. y Jamet, J. P. Magnetic Domain Wall Propagation unto the Percolation Threshold across a Pseudorectangular Disordered Lattice. *Physical Review Letters* **93**, 257203 (2004).
43. Ziff, R. M., Cummings, P. T. y Stell, G. Generation of percolation cluster perimeters by a random walk. *Journal of Physics A: Mathematical and General* **17**, 3009–3017 (1984).
44. Ben-Avraham, D. y Havlin, S. *Diffusion and Reactions in Fractals and Disordered Systems*. (Cambridge University Press, 2000).
45. Haji-Akbari, A. y Ziff, R. M. Percolation in networks with voids and bottlenecks. *Physical Review E* **79**, 021118 (2009).
46. Han, B.-S., Li, D., Zheng, D.-J. y Zhou, Y. Fractal study of magnetic domain patterns. *Physical Review B* **66**, 014433 (2002).
47. Bathany, C., Le Romancer, M., Armstrong, J. N. y Chopra, H. D. Morphogenesis of maze-like magnetic domains. *Physical Review B* **82**, 184411 (2010).
48. Lyberatos, A., Earl, J. y Chantrell, R. W. Model of thermally activated magnetization reversal in thin films of amorphous rare-earth-transition-metal alloys. *Physical Review B* **53**, 5493–5504 (1996).
49. He, D., Ekere, N. N. y Cai, L. Two-dimensional percolation and cluster structure of the random packing of binary disks. *Physical Review E* **65**, 061304 (2002).
50. Zemansky, M. W. y Dittman, R. H. *Heat and Thermodynamics: An Intermediate Textbook*. (McGraw-Hill, 1981).
51. *CERN Accelerator School, superconductivity and cryogenics for accelerators and detectors*. (CERN, 2004).
52. Shen, Y. G. Effect of deposition conditions on mechanical stresses and microstructure of sputter-deposited molybdenum and reactively sputter-

- deposited molybdenum nitride films. *Materials Science and Engineering: A* **359**, 158–167 (2003).
53. De la Venta, J., Basaran, A. C., Grant, T., Machado, A. J. S., Suchomel, M. R., Weber, R. T., Fisk, Z. y Schuller, I. K. Methodology and search for superconductivity in the La–Si–C system. *Superconductor Science and Technology* **24**, 075017 (2011).
 54. Abul Kashem, M. M., Kaune, G., Diethert, A., Wang, W., Schlage, K., Couet, S., Röhlberger, R., Roth, S. V. y Müller-Buschbaum, P. Selective Doping of Block Copolymer Nanodomains by Sputter Deposition of Iron. *Macromolecules* **44**, 1621–1627 (2011).
 55. Spatz, J. P., Möller, M., Noeske, M., Behm, R. J. y Pietralla, M. Nanomosaic Surfaces by Lateral Phase Separation of a Diblock Copolymer. *Macromolecules* **30**, 3874–3880 (1997).
 56. Tamayo, J. y García, R. Relationship between phase shift and energy dissipation in tapping-mode scanning force microscopy. *Applied Physics Letters* **73**, 2926 (1998).
 57. Tamayo, J. y García, R. Deformation, Contact Time, and Phase Contrast in Tapping Mode Scanning Force Microscopy. *Langmuir* **12**, 4430–4435 (1996).
 58. Fasolka, M. J., Mayes, A. M. y Magonov, S. N. Thermal enhancement of AFM phase contrast for imaging diblock copolymer thin film morphology. *Ultramicroscopy* **90**, 21–31 (2001).
 59. Van der Pauw, L. J. A method of measuring the resistivity and hall coefficient on lamellae of arbitrary shape. *Philips Technical Review* **20**, 220–224 (1958).
 60. Harper, F. E. y Tinkham, M. The Mixed State in Superconducting Thin Films. *Physical Review* **172**, 441–450 (1968).
 61. Vicent, J. L., Hillenius, S. J. y Coleman, R. V. Critical-Field Enhancement and Reduced Dimensionality in Superconducting Layer Compounds. *Physical Review Letters* **44**, 892–895 (1980).
 62. Zhu, L. Y., Cieplak, M. Z. y Chien, C. L. Tunable phase diagram and vortex pinning in a superconductor-ferromagnet bilayer. *Physical Review B* **82**, 060503 (2010).
 63. Belkin, A., Novosad, V., Iavarone, M., Fedor, J., Pearson, J. E., Petrean-Troncalli, A. y Karapetrov, G. Tunable transport in magnetically coupled MoGe/Permalloy hybrids. *Applied Physics Letters* **93**, 072510 (2008).
 64. Ruiz-Valdepeñas, L., Vélez, M., Valdés-Bango, F., Álvarez-Prado, L. M., Martín, J. I., Navarro, E., Alameda, J. M. y Vicent, J. L. Double percolation effects and

- fractal behavior in magnetic/superconducting hybrids. *New Journal of Physics* **15**, 103025 (2013).
65. Gerber, A., Milner, A., Karpovsky, M., Lemke, B., Habermeier, H.-U., Tuillon-Combes, J., Négrier, M., Boisson, O., Mélinon, P. y Perez, A. Extraordinary Hall effect in magnetic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **242-245**, 90–97 (2002).
 66. Valdés-Bango, F., Hierro-Rodríguez, A., Teixeira, J. M., Kakazei, G. N., Pogorelov, Y. G., Rodríguez-Rodríguez, G., Vélez, M., Alameda, J. M., Sousa, J. B. y Martín, J. I. Magnetic Behavior of High Density Arrays of Co Bars with Strong Magnetostatic Coupling. *Journal of Nanoscience and Nanotechnology* **12**, 7510–7515 (2012).
 67. Weinberger, P. John Kerr and his effects found in 1877 and 1878. *Philosophical Magazine Letters* **88**, 897–907 (2008).
 68. Biagi, K. R., Clem, J. R. y Kogan, V. G. Perpendicular upper critical field of thick proximity-coupled multilayers. *Physical Review B* **33**, 3100–3101 (1986).
 69. Takahashi, S. y Tachiki, M. Theory of the upper critical field of superconducting superlattices. *Physical Review B* **33**, 4620 (1986).
 70. Martinis, J. M., Hilton, G. C., Irwin, K. D. y Wollman, D. A. Calculation of T_c in a normal-superconductor bilayer using the microscopic-based Usadel theory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **444**, 23–27 (2000).
 71. Usadel, K. D. Generalized Diffusion Equation for Superconducting Alloys. *Physical Review Letters* **25**, 507–509 (1970).
 72. Koperdraad, R. T. W. y Lodder, A. Magnetic-coherence-length scaling in metallic multilayers. *Physical Review B* **54**, 515–522 (1996).
 73. Nagel, U., Nowak, A., Gebauer, H.-J., Colling, P., Cooper, S., Dummer, D., Ferger, P., Frank, M., Igalson, J., Nucciotti, A., Pröbst, F., Seidel, W., Kellner, E., Feilitzsch, F. y Forster, G. Proximity effect in iridium-gold bilayers. *Journal of Applied Physics* **76**, 4262 (1994).
 74. Broussard, P. R. Boundary-condition effects on the superconducting transition temperature of proximity-effect systems. *Physical Review B* **43**, 2783–2787 (1991).
 75. Lemberger, T. R., Hetel, I., Knepper, J. W. y Yang, F. Y. Penetration depth study of very thin superconducting Nb films. *Physical Review B* **76**, 094515 (2007).
 76. Park, S. I. y Geballe, T. H. T_c depression in thin Nb films. *Physica B+C* **135**, 108–112 (1985).

77. Park, S. . y Geballe, T. H. Superconducting Tunneling in Ultrathin Nb Films. *Physical Review Letters* **57**, 901 (1986).
78. Christensen, A., Jorgensen, J., Pintschovius, L., Gompf, F., Reichardt, W. y Lehner, N. Lattice dynamics of the A15 compound Mo₃Si. *Physical Review B* **34**, 2751–2756 (1986).
79. Samoilov, a., Yeh, N.-C. y Tsuei, C. Electron localization effects on the low-temperature high-field magnetoresistivity of three-dimensional amorphous superconductors. *Physical Review B* **57**, 1206–1213 (1998).
80. Anderson, P. W. Theory of dirty superconductors. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **11**, 26 (1959).
81. Tütüncü, H. M., Bağcı, S. y Srivastava, G. P. Electronic structure, phonons, and electron-phonon interaction in Mo₃Si. *Physical Review B* **82**, 214510 (2010).
82. Hussey , N. E., Takenaka, K. y Takagi, H. Universality of the Mott–Ioffe–Regel limit in metals. *Philosophical Magazine* **84**, 2847–2864 (2004).
83. Mayadas, A. F., Laibowitz, R. . y Cuomo, J. . Electrical Characteristics of rf-sputtered Single-Crystal Niobium Films. *Journal of Applied Physics* **43**, 1287 (1972).
84. Theodorakis, S. y Tešanović, Z. Positive curvature of H_{c2} in layered superconductors. *Physical Review B* **40**, 6659–6665 (1989).
85. Gomez, A., Gonzalez, E. M., Iglesias, M., Sanchez, N., Palomares, F. J., Cebollada, F., Gonzalez, J. M. y Vicent, J. L. A superconducting/magnetic hybrid rectifier based on Fe single-crystal nanocentres: role of magnetic and geometric asymmetries. *Journal of Physics D: Applied Physics* **46**, 095302 (2013).
86. Perez de Lara, D., Alija, A., Gonzalez, E. M., Velez, M., Martin, J. I. y Vicent, J. L. Vortex ratchet reversal at fractional matching fields in kagomélike array with symmetric pinning centers. *Physical Review B* **82**, 174503 (2010).
87. Hoffmann, A., Prieto, P. y Schuller, I. K. Periodic vortex pinning with magnetic and nonmagnetic dots: The influence of size. *Physical Review B* **61**, 6958–6965 (2000).
88. Carreira, S. J., Chliotte, C., Bekeris, V., Rosen, Y. J., Monton, C. y Schuller, I. K. Superconducting heterostructures: from antipinning to pinning potentials. *Superconductor Science and Technology* **27**, 085007 (2014).
89. Martín, J. I., Vélez, M., Nogués, J. y Schuller, I. K. Flux Pinning in a Superconductor by an Array of Submicrometer Magnetic Dots. *Physical Review Letters* **79**, 1929–1932 (1997).

90. Vélez, M., Martín, J. I., Villegas, J. E., Hoffmann, A., González, E. M., Vicent, J. L. y Schuller, I. K. Superconducting vortex pinning with artificial magnetic nanostructures. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 2547–2562 (2008).
91. Laguna, M., Balseiro, C. A., Domínguez, D. y Nori, F. Vortex structure and dynamics in kagomé and triangular pinning potentials. *Physical Review B* **64**, 104505 (2001).
92. Berdiyrov, G., Misko, V., Milošević, M., Escoffier, W., Grigorieva, I. y Peeters, F. Pillars as antipinning centers in superconducting films. *Physical Review B* **77**, 024526 (2008).
93. Jorel, C., Villégier, J.-C., Feautrier, P. y Benoit, A. Tantalum superconducting tunnel junctions for infrared photon counting. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **520**, 516–518 (2004).
94. Gubin, A. I., Il'in, K. S., Vitusevich, S. A., Siegel, M. y Klein, N. Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films. *Physical Review B* **72**, 064503 (2005).
95. Valdés-Bango, F., García Alonso, F. J., Rodríguez-Rodríguez, G., Morán Fernández, L., Anillo, A., Ruiz-Valdepeñas, L., Navarro, E., Vicent, J. L., Vélez, M., Martín, J. I. y Alameda, J. M. Perpendicular magnetic anisotropy in Nd-Co alloy films nanostructured by di-block copolymer templates. *Journal of Applied Physics* **112**, 083914 (2012).
96. González, E. M., Palomares, F. J., Escudero, R., Villegas, J. E., González, J. M. y Vicent, J. L. Barrier characteristic in Nb/Ni planar tunnel junctions. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **286**, 146–149 (2005).
97. Hierro-Rodríguez, A., Cid, R., Vélez, M., Rodríguez-Rodríguez, G., Martín, J. I., Álvarez-Prado, L. M. y Alameda, J. M. Topological Defects and Misfit Strain in Magnetic Stripe Domains of Lateral Multilayers With Perpendicular Magnetic Anisotropy. *Physical Review Letters* **109**, 117202 (2012).
98. Cid, R., Díaz, J., Álvarez-Prado, L. M., Alameda, J. M., Valvidares, S. M., Cezar, J. C. y Brookes, N. B. Microscopic origin of perpendicular magnetic anisotropy in amorphous Nd-Co homogeneous and compositionally modulated, thin films studied by XMCD. *Journal of Physics: Conference Series* **200**, 072017 (2010).
99. Cid, R., Rodríguez-Rodríguez, G., Álvarez-Prado, L. M., Díaz, J. y Alameda, J. M. Temperature dependence of the anisotropy of amorphous NdCo₅ thin films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **316**, e446–e449 (2007).
100. Álvarez-Prado, L. M. y Alameda, J. M. Micromagnetism of nanowires with low out-of plane-anisotropy. *Physica B: Condensed Matter* **343**, 241–246 (2004).

101. Hernando, A. y Rojo, J. M. *Física de Los Materiales Magnéticos*. (Síntesis, 2001).
102. Mergel, D., Heitmann, H. y Hansen, P. Pseudocrystalline model of the magnetic anisotropy in amorphous rare-earth–transition-metal thin films. *Physical Review B* **47**, 882–891 (1993).
103. Harris, R., Plischke, M. y Zuckermann, M. J. New Model for Amorphous Magnetism. *Physical Review Letters* **31**, 160–162 (1973).
104. Díaz, J., Cid, R., Hierro, A., M Álvarez-Prado, L., Quirós, C. y Alameda, J. M. Large negative thermal expansion of the Co subnetwork measured by EXAFS in highly disordered Nd_{1-x}Cox thin films with perpendicular magnetic anisotropy. *Journal of physics. Condensed matter : an Institute of Physics journal* **25**, 426002 (2013).
105. Shin, D. H., Suran, G., Chumakov, D., Schafer, R. y Henry, Y. Magnetic studies of amorphous CoZrGdDy films with perpendicular and in-plane uniaxial anisotropy. *Journal of Applied Physics* **91**, 8237 (2002).
106. Hubert, A. y Schäfer, R. *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. 696 (Springer- Verlag, 1998).
107. Murayama, Y. Micromagnetics on Stripe Domain Films. I. Critical Cases. *Journal of the Physical Society of Japan* **21**, 2253–2266 (1966).
108. Cullity, B. D. *Introduction to magnetic materials*. (Addison-Wesley, 1972).
109. Moritz, J., Rodmacq, B., Auffret, S. y Dieny, B. Extraordinary Hall effect in thin magnetic films and its potential for sensors, memories and magnetic logic applications. *Journal of Physics D: Applied Physics* **41**, 135001 (2008).
110. Davies, J. E., Hellwig, O., Fullerton, E. E., Denbeaux, G., Kortright, J. B. y Liu, K. Magnetization reversal of Co/Pt multilayers: Microscopic origin of high-field magnetic irreversibility. *Physical Review B* **70**, 224434 (2004).
111. Jagla, E. Hysteresis loops of magnetic thin films with perpendicular anisotropy. *Physical Review B* **72**, 094406 (2005).
112. Benassi, A. y Zapperi, S. Barkhausen instabilities from labyrinthine magnetic domains. *Physical Review B* **84**, 214441 (2011).
113. Chun, C. S. L., Zheng, G.-G., Vicent, J. L. y Schuller, I. K. Dimensional crossover in superlattice superconductors. *Physical Review B* **29**, 4915–4920 (1984).
114. Van Schendel, P. J. A., Hug, H. J., Stiefel, B., Martin, S. y Güntherodt, H.-J. A method for the calibration of magnetic force microscopy tips. *Journal of Applied Physics* **88**, 435 (2000).

115. Alexander, S. Superconductivity of networks. A percolation approach to the effects of disorder. *Physical Review B* **27**, 1541 (1983).
116. Werner, R., Aladyshkin, A. Y., Guénon, S., Fritzsche, J., Nefedov, I. M., Moshchalkov, V. V., Kleiner, R. y Koelle, D. Domain-wall and reverse-domain superconducting states of a Pb thin-film bridge on a ferromagnetic BaFe₁₂O₁₉ single crystal. *Physical Review B* **84**, 020505 (2011).
117. Iavarone, M., Scarfato, A., Bobba, F., Longobardi, M., Karapetrov, G., Novosad, V., Yefremenko, V., Giubileo, F. y Cucolo, A. M. Imaging the spontaneous formation of vortex-antivortex pairs in planar superconductor/ferromagnet hybrid structures. *Physical Review B* **84**, 024506 (2011).
118. Levon, K., Margolina, A. y Patashinsky, A. Z. Multiple percolation in conducting polymer blends. *Macromolecules* **26**, 4061–4063 (1993).
119. Poccia, N., Ricci, A., Campi, G., Fratini, M., Puri, A., Di Gioacchino, D., Marcelli, A., Reynolds, M., Burghammer, M., Saini, N. L., Aeppli, G. y Bianconi, A. Optimum inhomogeneity of local lattice distortions in La₂CuO_(4+y). *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **109**, 15685–15690 (2012).
120. Li, J., Ray, B., Alam, M. A. y Östling, M. Threshold of hierarchical percolating systems. *Physical Review E* **85**, 021109 (2012).
121. Quintanilla, J., Torquato, S. y Ziff, R. M. Efficient measurement of the percolation threshold for fully penetrable discs. *Journal of Physics A: Mathematical and General* **33**, L339–L407 (2000).
122. Bunde, A., Coniglio, A., Hong, D. C. y Stanley, H. E. Transport in a two-component randomly composite material: scaling theory and computer simulations of termite diffusion near the superconducting limit. *Journal of Physics A: Mathematical and General* **18**, L137–L144 (1985).
123. Adler, J., Aharony, A. y Stauffer, D. First exit time of termites and random super-normal conductor networks. *Journal of Physics A: Mathematical and General* **18**, L129–L136 (1985).
124. Hong, D. C., Stanley, H. E., Coniglio, A. y Bunde, A. Random-walk approach to the two-component random-conductor mixture: Perturbing away from the perfect random resistor network and random superconducting-network limits. *Physical Review B* **33**, 4564 (1986).
125. Coniglio, A. y Stanley, H. E. Screening of deeply invaginated clusters and the critical behavior of the random superconducting network. *Physical Review Letters* **52**, 1068 (1984).

126. Odagaki, T. Dynamic diffusion in the d-dimensional termite model. *Physical Review B* **33**, 544 (1986).
127. Wilkinson, D., Langer, J. S. y Sen, P. N. Enhancement of the dielectric constant near a percolation threshold. *Physical Review B* **28**, 1081 (1983).
128. Herrmann, H. J., Derrida, B. y Vannimenus, J. Superconductivity exponents in two- and three-dimensional percolation. *Physical Review B* **30**, 4080–4082 (1984).
129. Yamada, K., Fujiki, H., Shinozaki, B. y Kawaguti, T. Superconducting properties in granular aluminum films near percolation threshold. *Physica C: Superconductivity* **355**, 147–155 (2001).
130. Gordon, J., Goldman, A. y Whitehead, B. Dimensionality crossover in superconducting wire networks. *Physical Review Letters* **59**, 2311–2314 (1987).
131. Eichenberger, A.-L., Affolter, J., Willemin, M., Mombelli, M., Beck, H., Martinoli, P. y Korshunov, S. E. Dynamic Measurement of Percolative Critical Exponents in Disordered Josephson Junction Arrays. *Physical Review Letters* **77**, 3905–3908 (1996).
132. Pilet, N., Ashworth, T. V, Marioni, M. A., Hug, H. J., Zhang, K. y Lieb, K. P. Effect of ion irradiation on domain nucleation and wall motion in Ni films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **316**, e583–e586 (2007).
133. Ruiz-Valdepeñas, L., Velez, M., Valdés-Bango, F., Alvarez-Prado, L. M., Garcia-Alonso, F. J., Martin, J. I., Navarro, E., Alameda, J. M. y Vicent, J. L. Imprinted labyrinths and percolation in Nd-Co / Nb magnetic / superconducting hybrids. *Journal of Applied Physics* **115**, 213901 (2014).
134. Iavarone, M., Scarfato, A., Bobba, F., Longobardi, M., Moore, S. A., Karapetrov, G., Yefremenko, V., Novosad, V. y Cucolo, A. M. Vortex Confinement in Planar Superconductor/Ferromagnet Hybrid Structures. *IEEE Transactions on Magnetics* **48**, 3275–3279 (2012).
135. Tamegai, T., Taen, T., Yagyuda, H., Tsuchiya, Y., Mohan, S., Taniguchi, T., Nakajima, Y., Okayasu, S., Sasase, M., Kitamura, H., Murakami, T., Kambara, T. y Kanai, Y. Effects of particle irradiations on vortex states in iron-based superconductors. *Superconductor Science and Technology* **25**, 084008 (2012).
136. Pramanik, A. K., Aswartham, S., Wolter, A. U. B., Wurmehl, S., Kataev, V. y Büchner, B. Flux dynamics and avalanches in the 122 pnictide superconductor $\text{Ba}_{0.65}\text{Na}_{0.35}\text{Fe}_2\text{As}_2$. *Journal of physics. Condensed matter : an Institute of Physics journal* **25**, 495701 (2013).

137. Pramanik, A. K., Harnagea, L., Nacke, C., Wolter, A. U. B., Wurmehl, S., Kataev, V. y Büchner, B. Fishtail effect and vortex dynamics in LiFeAs single crystals. *Physical Review B* **83**, 094502 (2011).
138. Bean, C. P. Magnetization of Hard Superconductors. *Physical Review Letters* **8**, 250–253 (1962).
139. Bean, C. P. Magnetization of High-Field Superconductors. *Reviews of Modern Physics* **36**, 31–39 (1964).