

TESIS
MAESTRÍA EN CIENCIAS FÍSICAS

**SUPERREDES SUPERCONDUCTOR/
FERROMAGNÉTICO**

Néstor Fabián Ghenzi

Dr. Julio Guimpel

guimpel@cab.cnea.gov.ar

Director

Lic. Néstor Fabián Ghenzi

ghenzin@ib.cnea.gov.ar

Maestrando

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica

S.C. de Bariloche, Marzo de 2009

A ...

Susana Beatriz y Gonzalo Damián.

*“El futuro llegó hace rato, todo un palo,
ya lo ves”
— Carlos Solari*

Resumen

En este trabajo se presenta un estudio sobre el diagrama de fases campo magnético - temperatura de superredes del tipo superconductor/ferromagneto Nb/Co . Además se midió la dependencia de la densidad de corriente crítica con el campo magnético, la dirección del mismo y temperatura.

A través de la dependencia con temperatura y la dependencia angular del campo crítico superior se estudió el acople entre las películas delgadas (*films*) superconductoras variando el espesor de los *films* ferromagnéticos. Esto permitió determinar el carácter del acople a través de dos marcos teóricos, el modelo de Tinkham para *films* desacoplados y el modelo de Lawrence y Doniach para *films* superconductores acoplados. Se tienen indicios que el límite entre *films* superconductores acoplados y desacoplados está en un espesor de *film* ferromagnético de $\approx 7 \text{ \AA}$. Por otra parte, se estudió el efecto que *films* externos de *Cu* tienen sobre las propiedades de la superred.

Se midió la dependencia con campo magnético y temperatura de la corriente crítica. Se observó una dependencia no monótona con respecto a estas dos variables con campo aplicado en la dirección paralela. Esto se debe a la simetría con respecto al campo aplicado. La dependencia no monótona de la corriente crítica podría ser entendida de dos formas diferentes. Podría deberse a un ablandamiento de la red de vórtices a medida que se aumenta campo magnético o temperatura, el llamado “efecto pico”. También, podría ser atribuido a una commensurabilidad (*matching*) entre la red de vórtices y la separación de los planos de *Co*.

Palabras clave: Superredes, superconductividad, ferromagnetismo, efecto de proximidad, corriente crítica.

Abstract

In this work we present a study of the superconducting magnetic field - temperature phase diagram in superconducting - ferromagnetic Nb/Co multilayers. Also we study the dependence of critical current density with magnetic field, its direction and temperature.

We measured the temperature and angular dependence of the upper critical fields and analyzed the coupling between superconducting thin films while changing the ferromagnetic layer thickness. We determined the character of the coupling using two models, the Tinkham model for non-coupled thin films and the Lawrence - Doniach model for coupled superconducting thin films. The data suggests that the limit between coupled and non-coupled superconducting thin films occurs for a thickness of the ferromagnetic film $\approx 7 \text{ \AA}$.

Finally, we measured the magnetic field and temperature dependence of the critical current. We found a non-monotonic dependence with respect to these variables with magnetic field parallel to the surface of the multilayer. We attribute this effect to the symmetry with the magnetic field. The non-monotonic dependence of the critical current can be understood within two different pictures. It could be due to a softening of the vortex lattices with increasing magnetic field or temperature, the so called “peak effect”. Also, it could be due to a matching between the vortex lattice and the Co thin film separation.

Key words: Multilayers, superconductivity, ferromagnetism, proximity effect, critical current.

Índice general

Resumen	II
Abstract	III
Índice general	V
1. Introducción	1
1.1. Motivación	1
1.2. Superconductividad.	2
1.2.1. Efecto Meissner	3
1.2.2. Influencia de la longitud de coherencia de Pippard y del ca- mino libre medio en la longitud de penetración	4
1.2.3. Teoría de Ginzburg-Landau	6
Longitud de coherencia de Ginzburg-Landau	7
1.2.4. Superconductores tipo II	9
Estado mixto	11
1.3. Ferromagnetismo.	12
Ciclo de histéresis ferromagnético	13
1.3.1. Anisotropía magnética.	14
Anisotropía de forma.	15
1.3.2. Campo coercitivo.	16
1.4. Objetivos del trabajo.	16
2. Muestras	19
2.1. Fabricación	19
2.1.1. <i>Sputtering</i>	19
2.1.2. Descripción de las muestras	22
2.2. Caracterización	24
2.2.1. Caracterización estructural	24
Espectro de alto ángulo	25
Espectro de bajo ángulo	27
2.2.2. Caracterización magnética	28

Caracterización en el estado normal del Nb. Estado ferromagnético del Co.	28
2.2.3. Caracterización superconductora	31
2.3. Equipo de Medición	33
2.3.1. Crióstato	33
2.3.2. Mediciones de susceptibilidad alterna.	35
3. Campos críticos	37
3.1. <i>Films</i> superconductores desacoplados.	37
3.1.1. Campo crítico superior en una superred $[Co100Nb440]_{\times 6}$	38
3.1.2. R vs. T en superredes con $t_{Co} > 50\text{\AA}$	39
3.2. ¿ <i>Films</i> superconductores acoplados?.	40
3.2.1. Superconductividad de superficie.	43
Efecto de <i>films</i> externos de Cu sobre la superred.	46
4. Corrientes críticas	49
4.1. Propiedades de un vórtice y de la red de vórtices.	49
4.1.1. Estructura de un vórtice.	49
4.1.2. Interacción entre vórtices.	51
4.2. Estado crítico.	52
4.2.1. Modelo de Bean.	52
4.2.2. Mediciones M vs. H a T constante.	55
<i>Pinning</i>	57
4.3. Mediciones de transporte eléctrico.	58
4.3.1. Fabricación de un <i>pattern</i> mesoscópico	58
Fabricación del <i>pattern</i> por ataque con <i>RIE</i>	60
Fabricación del <i>pattern</i> por <i>lift-off</i>	63
4.3.2. Mediciones de J_c vs. T y H	64
Efeto pico.	67
<i>Matching</i>	69
5. Conclusiones	71
Bibliografía	74

Capítulo 1

Introducción

1.1. Motivación.

La posibilidad de construir nuevos materiales a través del crecimiento de superredes es un tema que ha despertado gran interés desde principios de la década del '70. Ejemplos de la búsqueda para crear nuevos materiales son superredes del tipo semiconductor-aislante, superconductor-metálico y muchas otras combinaciones (una excelente revisión en superredes metálicas puede encontrarse en la referencia [1]).

La combinación de un material ferromagnético F con uno superconductor S en una estructura de superred ofrecer un interesante sistema para la investigación. El resultado que despertó un gran interés en este tipo de superredes fue la medición de la oscilación de la temperatura crítica superconductora, T_{CS} , con el espesor de la capa ferromagnética. La misma fue predicha por Buzdin [2] y Radovic *et al* [3] a principios de los '90 y fue medida experimentalmente por Jiang *et al* en superredes de Nb/Gd en 1995 [4]. Este fenómeno tiene su base en el llamado “efecto de proximidad”, el cual describe como los pares de Cooper pueden penetrar en el *film* ferromagnético e inducir superconductividad allí. Es decir, la función de onda superconductora se extiende a lo largo del material ferromagnético con una fase. A medida que se varía el espesor del *film* ferromagnético va variando la fase relativa entre *films* superconductores adyacentes. Entonces se puede pasar de tener una fase 0 entre ellos a tener una fase π , lo que se traduce de pasar de un máximo en la T_{CS} a un mínimo. Se explicarán con mayor detalle los fenómenos involucrados más adelante. Por último, si notamos que se tardó aproximadamente 4 años en la medición del fenómeno descripto en este párrafo, es claro que no es una medición sencilla. Para lograrlo, se tuvieron que fabricar todas las muestras a medir al mismo tiempo [4].

Si se construye una tricapa S/F/S con un valor de espesor del *film* ferromagnético tal que haya una diferencia de fase π entre las funciones de onda de los dos *films*

superconductores se puede tener una juntura π , la cual presenta un valor de corriente crítica nulo. Si se realiza un estudio de la corriente crítica J_c en función del espesor de la capa ferromagnética se observa un comportamiento oscilatorio de la misma. La J_c se anula en ciertos espesores ferromagnéticos que es donde la diferencia de fase de las funciones de onda entre dos *films* superconductores adyacentes es π [5].

En cambio, si se fabrica una estructura F/S/F aparece una interesante propiedad que puede conducir a importantes aplicaciones. Dependiendo de la orientación relativa de los *films* ferromagnéticos se puede controlar la aparición de la superconductividad, y por tanto, el flujo de corriente superconductora. Este dispositivo es denominado “válvula de espín”. Fue predicho teóricamente por Buzdin [6] y comprobado experimentalmente por Gu *et al* [7].

En el laboratorio se encontró un fenómeno interesante debido a la presencia de campos magnéticos dispersos generados por los *films* ferromagnéticos [8]. Ese trabajo es el punto de partida desde donde se empezó este trabajo de maestría. En ese trabajo Montón *et al* observaron que la respuesta magnética de los *films* superconductores no depende sólo del campo magnético aplicado sino de la superposición de este con el campo magnético disperso generado por las capas ferromagnéticas. De este modo puede observarse una respuesta paramagnética del sistema, a pesar de la respuesta diamagnética de los *films* superconductores.

1.2. Superconductividad.

La licuefacción del 4He fue realizada por 1^{ra} vez en 1908 y hasta 1923 [9] era disponible solamente en el laboratorio de H. Kamerlingh Onnes de la Universidad de Leiden. Con 4He como líquido criogénico ¹, en ese laboratorio pudieron estudiar la resistencia de diversos metales a baja temperatura. En 1911, al estudiar la resistencia del Hg en función de temperatura, observaron que su resistencia presentaba un salto abrupto a valor nulo al disminuir temperatura. A este estado le llamaron estado “superconductor” [10].

Una de las principales características del estado superconductor es la presencia de resistencia nula por debajo de una cierta temperatura, denominada T_{CS} . Además de la conductividad perfecta, el estado superconductor se caracteriza por presentar una expulsión del flujo magnético total (diamagneto perfecto). Este fenómeno es denominado “efecto Meissner”, descubierto en 1933 por Walter Meissner y Robert Ochsenfeld. El comportamiento de un superconductor como un material diamagnético perfecto es aún más fundamental que su comportamiento como conductor perfecto. El efecto Meissner es lo que permitió determinar que la transición superconductora era una transición de fase [11].

¹Permite llegar hasta temperaturas de $\approx 1.2\text{ K}$

1.2.1. Efecto Meissner

Desde un punto de vista teórico, cualquier intento en dar una explicación a la superconductividad no tenía muchas posibilidades de éxito sin el desarrollo de la mecánica cuántica. Recién en 1935 los hermanos London desarrollaron un modelo, basado en una relación local entre la densidad de corriente superconductora \mathbf{J}_S y el potencial vector magnético asociado al campo magnético, con el que lograron explicar el efecto Meissner. Las ecuaciones fenomenológicas propuestas por los hermanos London que describen el campo eléctrico y magnético microscópico en el estado superconductor son [12]:

$$\mathbf{E} = \frac{\partial(\Lambda\mathbf{J}_S)}{\partial t}. \quad (1.1)$$

$$\mathbf{h} = -c \nabla \times (\Lambda\mathbf{J}_S), \quad (1.2)$$

con

$$\Lambda = \frac{4\pi\lambda_L^2}{c^2} = \frac{m}{n_s e^2}, \quad (1.3)$$

donde \mathbf{E} es el campo eléctrico microscópico, Λ un parámetro fenomenológico, \mathbf{h} el campo magnético microscópico, c la velocidad de la luz, λ_L la longitud de penetración de London, m y e la masa y la carga del electrón respectivamente y n_s la densidad de electrones superconductores. La ecuación 1.1 describe la conductividad perfecta ya que cualquier \mathbf{E} acelera permanentemente a una partícula con carga eléctrica ($\mathbf{J}_S \propto \mathbf{v}$, con \mathbf{v} la velocidad de la partícula). Si la ecuación 1.2 la combinamos con una de las ecuaciones de Maxwell, $\nabla \times \mathbf{h} = 4\pi\mathbf{J}/c$, conduce a [13]:

$$\nabla^2 \mathbf{h} = \mathbf{h}/\lambda_L^2. \quad (1.4)$$

Supóngase tener una muestra superconductora homogénea semi-infinita ubicada en $0 < x < \infty$, la cual puede ser descripta por 1.4, en la presencia de un campo magnético macroscópico H_0 en todo el espacio aplicado paralelo a la superficie. Dentro del superconductor el campo magnético estará dado por $h(x) = H_0 \exp(x/\lambda_L)$, con su dirección paralela al campo aplicado. Este resultado implica que un campo magnético es apantallado exponencialmente desde el interior de la muestra en una distancia característica λ_L . Generalmente, aunque no es exacto, se dice que las corrientes de apantallamiento superconductores en el estado Meissner circulan en una capa de espesor longitud de penetración λ localizada en la superficie de la muestra y en el resto del superconductor el campo magnético es nulo.

En 1950 London [14] demostró una expresión simplificada, la cual contiene a las dos ecuaciones propuestas en 1935 por él, 1.1 y 1.2, por medio de la utilización de argumentos cuánticos:

$$\mathbf{J}_S = -\frac{\mathbf{A}}{\Lambda c}, \quad (1.5)$$

donde el potencial vector magnético está dado por $\mathbf{A} = \nabla \times \mathbf{h}$. Tomando la derivada con respecto al tiempo de ambos lados en la ecuación 1.5 conduce a 1.1 y tomando el rotor conduce a 1.2.

Las ecuaciones de London sirven para \mathbf{J}_S y \mathbf{A} que varíen suavemente en el espacio. En 1957 J. Bardeen, L. Cooper y J. Schrieffer [15] desarrollaron la teoría microscópica BCS, que explica el estado superconductor desde primeros principios. La teoría BCS explica bien el comportamiento de ciertos superconductores, como por ejemplo *Al*, *Pb*, *Hg* (la mayoría de ellos superconductores del tipo I), aunque existen muchos superconductores que no pueden ser explicados con esta teoría. Con la ayuda de la teoría BCS, se observó que la ecuación 1.5 se recupera sólo en el caso que n_s no presente variaciones espaciales.

De la ecuación 1.3 se puede ver que la dependencia en temperatura T de la longitud de penetración λ_L proviene de n_s . Empíricamente se encuentra que la dependencia de la longitud de penetración en un material superconductor está dada por

$$\lambda(T) \approx \lambda(0)/(1-t^4)^{1/2}, \text{ con } t = T/T_{CS}. \quad (1.6)$$

La ecuación 1.6 puede ser entendida a partir del modelo de dos fluidos desarrollado por C. J. Gorter y H. B. G. Casimir en 1934 [16]. Ellos interpretaron la termodinámica de los superconductores en términos de dos fluidos coexistiendo; uno de ellos compuesto de electrones superconductores “condensados” y el otro compuesto de electrones normales. Aunque la idea de “dos fluidos” coexistiendo explica semicuantitativamente muchos de los fenómenos de la superconductividad, no hay que olvidarse que el estado superconductor es una sola fase, o sea, los “dos fluidos” no pueden ser separados.

1.2.2. Influencia de la longitud de coherencia de Pippard y del camino libre medio en la longitud de penetración

La λ_L expresada en la ecuación 1.3 es válida para un superconductor con electrodinámica local y camino libre medio l infinito. Como todos los superconductores no cumplen con estas dos características hay que considerar la influencia de la localidad o no localidad de la electrodinámica y del l en la longitud de penetración λ . Esto fue hecho por Pippard [17], al introducir una longitud característica denominada longitud de coherencia de Pippard ξ_p . La misma, da una idea de la distancia para la transmisión de información de las partículas superconductoras. Pippard se

basó en la generalización de Chamber [18] de la ley de Ohm $\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \sigma \mathbf{E}(\mathbf{r})$, con σ la conductividad eléctrica, en la forma:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \frac{3\sigma}{4\pi l} \int \frac{\mathbf{R} \cdot [\mathbf{R} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}')]}{\mathbf{R}^4} e^{-R/l} d\mathbf{r}', \quad (1.7)$$

donde $\mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$. En la ley de Ohm se observa que \mathbf{J} en la posición \mathbf{r} depende sólo del \mathbf{E} en la misma posición \mathbf{r} mientras que en la ecuación 1.7 \mathbf{J} depende de la integral del campo eléctrico en un volumen de radio l centrado en \mathbf{r} . Del mismo modo Pippard propuso una generalización de la ecuación 4.1 para considerar la no localidad de la electrodinámica en la siguiente forma:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}) = -\frac{3}{4\pi\xi_p\Lambda c} \int \frac{\mathbf{R} \cdot [\mathbf{R} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}')]}{\mathbf{R}^4} e^{-R/\xi_p} d\mathbf{r}', \quad (1.8)$$

con ξ_p dada por $\xi_p^{-1} = \xi_0^{-1} + l^{-1}$ (notar que no depende de T) y ξ_0 una longitud característica del material. Ahora se pueden distinguir diferentes límites para λ :

Con respecto a la electrodinámica:

- Si $\lambda \gg \xi_p$ Límite local.
- Si $\lambda \ll \xi_p$ Límite no local.

y con respecto al l :

- Si $l \gg \xi_0$ Límite limpio.
- Si $l \ll \xi_0$ Límite sucio.

Las muestras medidas se encuentran en el límite sucio local. Esto fue determinado en un trabajo previo por Montón *et al* [8] en superredes similares a las utilizadas en este trabajo de maestría.

Los superconductores pueden ser clasificados en dos clases de acuerdo a su respuesta magnética con respecto al campo aplicado: los superconductores tipo I y los tipo II. Los superconductores tipo I presentan efecto Meissner mientras que son superconductores, es decir desde campo magnético nulo hasta un cierto campo magnético crítico donde se vuelven normales. En cambio los tipos II presentan el efecto Meissner solamente en una región de campo magnético en el estado superconductor, exactamente desde campo nulo hasta el campo crítico inferior $H_{C1}(T)$. Por encima de $H_{C1}(T)$ es más favorable energéticamente dejar entrar líneas de flujo magnético hasta $H_{C2}(T)$. Estas líneas de flujo magnético son llamadas vórtices. En la próxima sección veremos una teoría fenomenológica aplicable a los superconductores tipo II, la teoría de Ginzburg-Landau.

1.2.3. Teoría de Ginzburg-Landau

En 1950, V. Ginzburg y L. Landau desarrollaron una teoría para describir la transición de fase al estado superconductor. Utilizando el hecho de que la transición es de 2^{do} orden en superconductores tipo II, de forma similar a la teoría general de Landau para este tipo de transiciones, propusieron un desarrollo de la energía libre en función de un parámetro de orden complejo Ψ . El módulo cuadrado de Ψ resulta ser la densidad de electrones superconductores n_s y la fase φ está relacionada con la velocidad de los electrones. Para tener en cuenta posibles variaciones espaciales de n_s se incluye en el desarrollo el gradiente de Ψ . La densidad de energía libre f propuesta fue:

$$f = f_n + \alpha(T)|\Psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2}|\Psi|^4 + \frac{1}{2m^*}|(-i\hbar\nabla - e^*\mathbf{A}/c)\Psi|^2 + \frac{\hbar^2}{8\pi}, \quad (1.9)$$

donde f_n es la energía libre en la fase normal, $\alpha(T)$ y $\beta(T)$ son parámetros a determinar dependientes de temperatura y m^* y e^* son la masa y la carga efectiva de las partículas superconductoras.

Obsérvese el origen de los diversos términos en la expresión 1.9. Si $\Psi = 0$ se tiene la energía libre del estado normal $f = f_n + \frac{\hbar^2}{8\pi}$. Los términos $\alpha(T)|\Psi|^2$ y $\frac{\beta(T)}{2}|\Psi|^4$ pueden ser vistos como un desarrollo en serie en función del parámetro de orden Ψ . Este desarrollo es válido cerca de T_{CS} donde $|\Psi|^2 \rightarrow 0$. El término restante se puede llevar a una forma más simple escribiendo $\Psi = |\Psi|e^{i\varphi}$:

$$\frac{1}{2m^*}[\hbar^2(\nabla|\Psi|)^2 + (\hbar\nabla\varphi - e^*\mathbf{A}/c)^2|\Psi|^2]. \quad (1.10)$$

En la expresión 1.10, el 1^{er} término da idea de las variaciones espaciales en el módulo del parámetro de orden y el 2^{do} término es la energía cinética asociada a las corrientes superconductoras expresada en una forma invariante de calibre ($m^*\mathbf{v}_S = \hbar\nabla\varphi - e^*\mathbf{A}/c$, con \mathbf{v}_S la velocidad de las corrientes superconductoras).

Con la correcta elección de los parámetros $\alpha(T)$ y $\beta(T)$ se puede obtener un mínimo de la energía libre. Esto se cumple con $\alpha(T) < 0$ y $\beta(T) > 0$. Con esas condiciones, el mínimo de la densidad de energía libre se obtiene para un valor de Ψ dado por $|\Psi|^2 = |\Psi|_\infty^2 = -\alpha(T)/\beta(T)$. Para obtener la dependencia en temperatura de $\alpha(T)$ y $\beta(T)$ se define el campo crítico termodinámico H_c de acuerdo a

$$f_s - f_n = -\frac{H_c^2}{8\pi} = -\frac{\alpha(T)^2}{2\beta(T)}, \quad (1.11)$$

donde f_s es la densidad de energía libre en el estado superconductor. Experimentalmente se observa $H_c \propto (1-t)$ si $T \rightarrow T_{CS}$. La elección más simple de los parámetros compatibles con la dependencia en T de H_c es $\alpha = \alpha'(t-1)$ y $\beta = \beta'$ con α' y β' constantes reales > 0 .

Supóngase un caso donde no haya condiciones de borde que impongan campos, corrientes o gradientes, entonces $|\Psi| = |\Psi|_\infty$ en todo el espacio. En el caso general tenemos que resolver el problema variacional donde primero se minimiza la ecuación 1.9 con respecto a Ψ y h . De este modo, se obtienen las ecuaciones de Ginzburg-Landau [19]:

$$\alpha(T)\Psi + \beta(T)|\Psi|^2\Psi + \frac{1}{2m^*}(\frac{\hbar}{i}\nabla - e^*\mathbf{A}/c)^2\Psi = 0. \quad (1.12)$$

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi}\nabla \times \mathbf{h} = \frac{e^*}{m^*}|\Psi|^2(\hbar\nabla\varphi - e^*\mathbf{A}/c) = e^*|\Psi|^2v_s. \quad (1.13)$$

Para resolver por completo el problema variacional, es necesario imponer condiciones de contorno en la superficie de la muestra. Por ej, para un superconductor en contacto con un aislante se necesita imponer que ninguna corriente sale del superconductor. Esto se hace de acuerdo a:

$$(\frac{\hbar}{i}\nabla - e^*\mathbf{A}/c)^2\Psi|_{\mathbf{n}} = 0, \quad (1.14)$$

donde \mathbf{n} es el versor normal a la superficie.

Longitud de coherencia de Ginzburg-Landau

A partir de la ecuación 1.12 se puede introducir la longitud de coherencia de Ginzburg-Landau ξ de acuerdo a:

$$\xi^2(T) = \frac{\hbar^2}{2m^*\alpha(T)} \propto \frac{1}{1-t}. \quad (1.15)$$

La ξ representa la longitud característica en que se producen las variaciones de Ψ .

Anteriormente, se vió que existen los superconductores tipo *I* y los tipo *II*. Para estimar en que condiciones aparece cada uno de ellos considérese dos medios semi-infinitos en contacto, uno en el estado normal localizado en el semieje x negativo y otro en el estado superconductor en el semieje positivo. Si aplicamos el campo crítico termodinámico H_c paralelo a la interfaz entre los dos medios se puede hacer un balance de energía por unidad de superficie entre la energía libre ganada por que el campo magnético penetre en el material superconductor en una distancia λ desde la interfaz, y la pérdida debida a la destrucción de superconductividad en una distancia ξ desde la interfaz.

$$\frac{H_c^2}{8\pi}(\xi - \lambda) \quad (1.16)$$

La diferencia de energía expresada en 1.16 es positiva si $\xi > \lambda$ y negativa en caso contrario. O sea que en el caso $\xi < \lambda$ es más favorable energéticamente destruir superconductividad en una distancia ξ dejando penetrar el campo en una distancia

λ mientras que en el caso contrario no. Esto es la diferencia fundamental entre los superconductores tipo I y los tipo II. Un mejor entendimiento de este fenómeno puede ser visto en la figura 1.1.

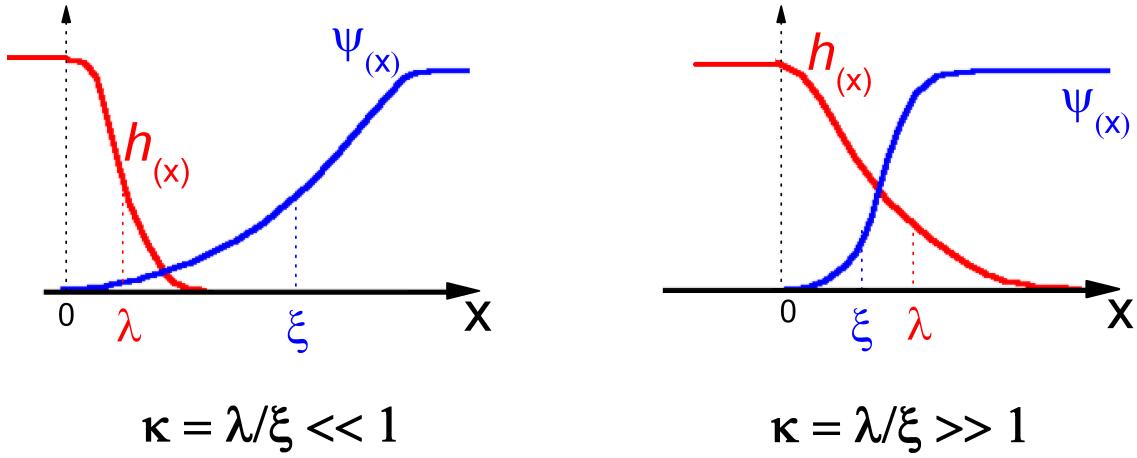


Figura 1.1: Parámetro de orden superconductor $\Psi_{(x)}$ y campo magnético microscópico $h_{(x)}$ en función de la distancia a una interfaz entre dos materiales semi-infinitos: uno normal y el otro superconductor.

El cálculo expresado en la ecuación 1.16 es sólo una aproximación. Al realizar la cuenta exactamente aparece el parámetro de Ginzburg-Landau $\kappa = \lambda/\xi$ que permite diferenciar los dos tipos de superconductores de acuerdo a:

- Si $\kappa < 1/\sqrt{2}$ Tipo I.
- Si $\kappa > 1/\sqrt{2}$ Tipo II.

A partir de la teoría microscópica se puede demostrar que κ está dado por:

- Límite limpio

$$\kappa = 0,96 \frac{\lambda_L(0)}{\xi_0}. \quad (1.17)$$

- Límite sucio

$$\kappa = 0,715 \frac{\lambda_L(0)}{l}, \quad (1.18)$$

donde ξ_0 (definido por Pippard y luego corregido por la teoría BCS) está dada por:

$$\xi_0 = 0,18 \frac{\hbar v_f}{k_B T_{CS}}. \quad (1.19)$$

El Nb , material superconductor estudiado en esta tesis, es del tipo I en una muestra macróscopica con κ dado por la ecuación 1.17 . Al crecerlo en forma de película delgada se disminuye el l hasta que el Nb entra al límite sucio. Entonces κ está dado por la ecuación 1.18. En un film delgado, el Nb es un superconductor tipo II ya que presenta un l tal que $\kappa > 1/\sqrt{2}$.

1.2.4. Superconductores tipo II

Se muestra en la figura 1.2 la magnetización de equilibrio M de un superconductor tipo II. A partir de la teoría de Ginzburg-Landau se puede estudiar la dependencia en T de los campos críticos de este tipo de superconductores.

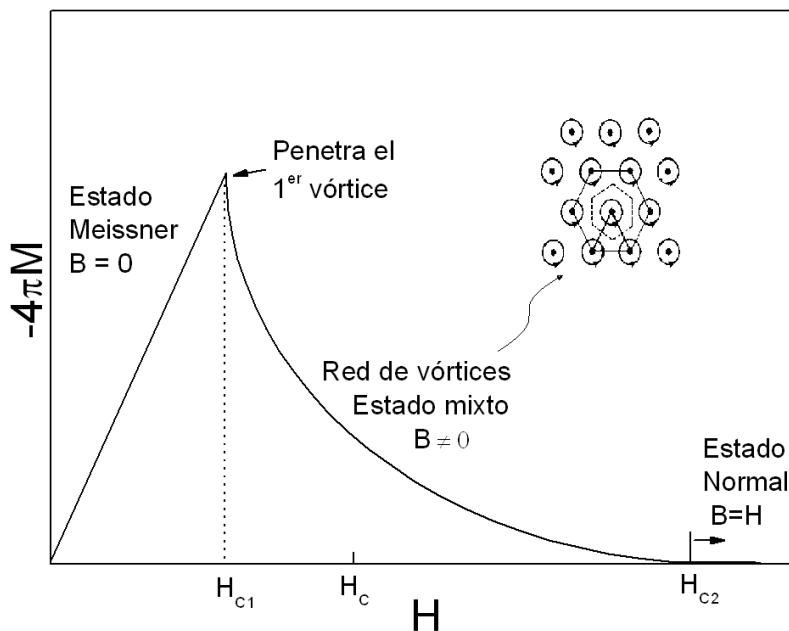


Figura 1.2: Magnetización de equilibrio de un superconductor tipo II en función del campo aplicado. El flujo magnético empieza a penetrar a un campo H_{C1} más bajo que el campo crítico termodinámico H_C . Entre el campo crítico inferior H_{C1} y el campo crítico superior H_{C2} el superconductor presenta el estado mixto caracterizado por la presencia de vórtices. Los vórtices forman una red hexagonal llamada red de Abrikosov. En el H_{C2} todo el material ya está en el estado normal.

Se sabe que cerca de la transición del estado superconductor al estado normal n_s tiene que ser pequeño, o sea, $\Psi \rightarrow 0$. En un tratamiento matemático se puede usar este hecho despreciando los términos de orden mayor que 1 en Ψ en las ecuaciones de Ginzburg-Landau. De este modo se obtienen las ecuaciones de Ginzburg-Landau linealizadas [20]:

$$\left[-i\nabla - \frac{2\pi\mathbf{A}}{\phi_0} \right]^2 \Psi = \frac{\Psi}{\xi^2(T)}, \quad (1.20)$$

con $\mathbf{A} = \mathbf{A}_{\text{ext}}$. A partir de la expresión 1.20 se puede demostrar que $H_{C2}(T)$ en una muestra superconductora infinita está dado por:

$$H_{C2}(T) = \frac{\phi_0}{2\pi\xi(T)} = \frac{\phi_0}{2\pi\xi(0)}(1-t) = \sqrt{2}\kappa H_c, \quad (1.21)$$

con $\phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{Gauss cm}^2$. El H_{C2} nos indica el máximo campo en el cual se nuclea la superconductividad en el interior de una muestra macroscópica. La última igualdad en la ecuación 1.21 muestra nuevamente que el valor $\kappa = 1/\sqrt{2}$ separa a los materiales para las cuales $H_{C2} > H_C$ (superconductores tipo II) de aquellos que $H_{C2} < H_C$ (superconductores tipo I).

Debido al tamaño finito de los materiales, se tiene que considerar la influencia de la superficie de la muestra en la nucleación de la superconductividad. Para ello, supóngase una muestra superconductora semi-infinita con su superficie localizada en el plano z y el campo magnético H_0 aplicado paralelo a la superficie. En estas condiciones existe un campo $H_{C3} = 1,695 H_{C2}$ donde la superconductividad se empieza a nuclear en la superficie cuando H_0 se disminuye. O sea, entre H_{C2} y H_{C3} existe una capa superficial superconductora de espesor $\xi(T)$ mientras que en el interior el material está en el estado normal. Esta capa superficial puede llevar una densidad de corriente sin disipación de energía aunque no se haya nucleado la superconductividad en todo el volumen de la muestra. La presencia de esta capa superficial superconductora se denomina como “superconductividad de superficie”.

Por simplicidad en la escritura, definimos como dirección paralela si el campo magnético es aplicado paralelo a la superficie de un film. Si H está aplicado en la dirección perpendicular a la superficie del film se hablará de la dirección perpendicular. Cuando sea necesario, se volverán a definir las direcciones de los campos involucrados de manera de lograr una mejor descripción.

La expresión 1.21 se mantiene para un *film* con espesor arbitrario si el campo magnético está en la dirección perpendicular. La situación es diferente cuando H_0 está aplicado en la dirección paralela. En esta condición, el campo crítico donde se empieza a nuclear la superconductividad al disminuir H_0 depende del espesor del film. En el caso de un espesor de *film* $d \gg \xi$, vamos a tener superconductividad de superficie en cada una de las superficies con un campo de nucleación dado por $H_{C3} = 1,695 H_{C2}$. El problema de espesores intermedios, $d \approx \xi$, fue resuelto por Saint-James and De Gennes [21]. En el otro límite, $d \ll \xi(T)$, la superconductividad en las dos superficies está fuertemente acoplada y el campo crítico superior $H_{C2//}$ está dado por:

$$H_{C2//} = \sqrt{12} \frac{\phi_0}{2\pi d \xi(T)} = \sqrt{12} \frac{\phi_0}{2\pi d \xi(0)} \sqrt{1-t} \quad (1.22)$$

Las consideraciones sobre los campo críticos hechas anteriormente son para una interfaz superconductor-vacío. La condición de contorno utilizada fue la expresión 1.14. Si ahora tenemos una interfaz superconductor-material normal, De Gennes [22] demostró que se tiene que imponer la condición de contorno:

$$\left(\frac{\hbar}{i} \nabla - e^* \mathbf{A}/c \right)^2 \Psi|_{\mathbf{n}} = \frac{i\hbar}{b} \Psi, \quad (1.23)$$

donde b es una constante real dependiente de la naturaleza del material en contacto con el superconductor.

Estado mixto

El estado mixto se desarrolla en los superconductores tipo II entre valores de campo magnético desde H_{C1} hasta H_{C2} . Está caracterizado por la presencia de líneas de flujo magnético que dejan penetrar una cierta cantidad de flujo magnético. Las líneas de flujo magnético son llamadas “vórtices”. Para determinar la cantidad de flujo magnético que pasa en un vórtice primero es útil ver el caso de un superconductor en forma de anillo. Recordando la ecuación de Ginzburg-Landau para las corrientes:

$$\mathbf{J} = \frac{e^*}{m^*} |\Psi|^2 (\hbar \nabla \varphi - e^* \mathbf{A}/c) \quad (1.24)$$

El parámetro de orden Ψ tiene que ser univaluado. Entonces, si integramos la fase alrededor de un circuito cerrado la fase tiene que ser un múltiplo de 2π .

$$\oint \nabla \varphi \cdot d\mathbf{l} = 2n\pi \quad (1.25)$$

donde n es un entero no nulo con el circuito de integración localizado alrededor del agujero del anillo. Si se combina la ecuación 1.25 con la ecuación 1.24 se obtiene

$$\frac{4\pi}{c} \oint \lambda^2 \mathbf{J} \cdot d\mathbf{l} + \phi = n\phi_0 \quad (1.26)$$

donde ϕ es el flujo concatenado en el circuito de integración y $\phi_0 = \frac{hc}{2e}$ es un cuanto de flujo. Si el circuito de integración está a una distancia $> \lambda$ del agujero manteniéndose dentro del material superconductor, se puede despreciar la densidad de corriente, $\mathbf{J} \approx 0$. En este caso, la ecuación 1.26 dice que el flujo concatenado en el agujero está cuantificado en múltiplos de ϕ_0 . Este fenómeno se conoce como “la cuantización del fluxoide”. Fue comprobado experimentalmente por Little y Parks [23]. Nótese que el razonamiento para llegar a la ecuación 1.26 no depende del tamaño del agujero. Además, el parámetro de orden en el interior de un vórtice se anula por lo que la

expresión 1.26 es válida en la consideración de un vórtice. O sea, el flujo en un vórtice es un múltiplo de ϕ_0 . Por otra parte, la energía magnética asociada a un vórtice depende cuadráticamente del campo magnético en él, por lo que es más favorable energéticamente para el superconductor tener dos vórtices con un $\phi = \phi_0$ cada uno que un sólo vórtice con $\phi = 2\phi_0$. En resumen, el estado mixto de un superconductor tipo II se caracteriza por la presencia de vórtices dejando pasar un cuantos de flujo ϕ_0 a través de cada uno de ellos.

Los vórtices no están en el superconductor en cualquier posición sino que forman una red hexagonal llamada red de Abrikosov [24]. Este es el caso de una muestra macroscópica sin defectos. Al tener una muestra mesoscópica y con defectos la estructura de los vórtices es diferente y las propiedades de transporte eléctrico son afectadas por este cambio. Como se verá en el capítulo 5 se produce disipación de energía al pasar una corriente eléctrica en el estado mixto. El movimiento de los vórtices es el causante de este fenómeno indeseado. Se está poniendo mucho esfuerzo en investigar como poner defectos de manera de anclar los vórtices de manera efectiva para que la disipación sea mínima. En el capítulo 4 se verá como la estructura de la red de vórtices afecta el diagrama de fases superconductor.

1.3. Ferromagnetismo.

Los materiales ferromagnéticos son aquéllos que, debido a una interacción interna, presentan una magnetización espontánea sin necesidad de un campo magnético aplicado externo. El orden magnético puede ser destruido por medio de desorden térmico. La temperatura donde se elimina el orden magnético es denominada temperatura de Curie T_{CF} . Encima de T_{CF} estos materiales se comportan como paramagnetos y su susceptibilidad χ sigue una ley de Curie-Weiss ($\chi \propto 1/(T - T_{CF})$).

El mecanismo que tiende a alinear dos espines en los ferromagnetos es denominado “interacción de intercambio” [25]. La energía asociada a esta interacción para dos átomos i y j con momentos angulares de espín $S_i \hbar$ y $S_j \hbar$ puede ser escrita como:

$$E_{exch} = -2 J_{exch} S_i S_j \cos \theta \quad (1.27)$$

con J_{exch} la integral de intercambio y θ el ángulo que forman las direcciones de los dos espines. En el caso de un ferromagneto J_{exch} es positiva y se tiene un mínimo de la energía cuando los dos espines están alineados. En cambio, en el caso de un antiferromagneto J_{exch} es negativa y los espines estarán antialineados. El problema del cálculo de la E_{exch} en un cristal es tan complicado que todavía no ha sido resuelto por completo [26]. Para ello, la interacción dada por la ecuación 1.27 tiene que ser

sumada en todos los átomos del cristal. Simplificaciones se pueden hacer a este problema. Por ej., como la interacción de intercambio decrece rápidamente con la distancia, se puede sumar sólo a primeros vecinos. Esto conduce a la teoría de campo molecular de Weiss [27]. Pero la simplificación de considerar la interacción de a pares no conduce a la solución exacta del problema. Sin embargo, el conocimiento de la interacción de intercambio ha conducido a algunas conclusiones semicuantitativas de gran valor. Por ej., da indicios de por qué el ferromagnetismo aparece en algunos metales y en otros no. En *Co*, *Fe* y *Ni* J_{exch} es positiva y en *Mn* es negativa, prediciendo que los primeros son ferromagnetos y el último un antiferromagneto.

La descripción hecha en el último párrafo corresponde a una idea bastante intuitiva de momentos magnéticos localizados que puede explicar el origen del ferromagnetismo. A pesar de decir que material va a ser ferromagnético, falla al predecir que el momento magnético de un átomo μ_H observado a $T = 0$ va a ser un múltiplo del magnetón de Bohr μ_b ² (por ej. en *Co*, $\mu_H = 1,72 \mu_b$) Este hecho conduce a un modelo de electrones itinerantes a través de la utilización de la teoría de bandas. En el modelo de Stoner [28], el ferromagnetismo en los metales viene del desdoblamiento entre las bandas de espín *up* y *down* y es favorecido cuando la densidad de estados en el nivel de Fermi es alta. Sin embargo, falla al predecir la T_{CF} medida y la ley de Curie-Weiss para la susceptibilidad paramagnética por encima de T_{CF} . Correciones pueden ser agregadas debido a fluctuaciones del espín [29] para tener en cuenta estos fenómenos. El ferromagnetismo en el *Co*, *Fe* y *Ni* se debe principalmente al carácter itinerante del momento magnético de los átomos. En cambio, en las tierras raras es causado principalmente por momentos magnéticos localizados.

Ciclo de histéresis ferromagnético

Generalmente, los ferromagnetos están divididos en dominios magnéticos, separados por superficies conocidas como paredes de dominio. Un dominio magnético es un volumen donde todos los espines están alineados. Los dominios presentan el valor máximo de magnetización posible. Las paredes de dominio son una zona de transición donde la magnetización rota desde la dirección inicial de un dominio hasta la dirección del dominio situado del otro lado de la pared. Generalmente, los materiales ferromagnéticos se encuentran en la naturaleza con un valor de magnetización M nulo ya que los dominios están orientados de forma aleatoria entre ellos, dando en promedio una magnetización nula. Este estado es denominado estado demagnetizado.

Supóngase tener una muestra macroscópica en el estado demagnetizado. Al aplicar un campo magnético externo H_0 se puede pasar de tener la muestra compuesta

²Otros mecanismos invocando momentos localizados pueden conducir a valores no enteros de μ_H , por ej., una combinación de la interacción espín órbita y el campo cristalino.

por múltiples dominios magnéticos a tener un solo dominio del tamaño de la muestra. En esta condición el valor de M de la muestra es llamado magnetización de saturación M_s . Este valor de M es el máximo que puede alcanzar el material y no depende de las propiedades estructurales del sistema. Si ahora se retira el campo, queda un valor de magnetización denominado magnetización remanente M_{rem} . El campo para el cual el material alcanza un estado de magnetización nula es el campo coercitivo H_{coer} . Se muestra en la figura 1.3 un ciclo de histéresis típico de un ferromagneto. Se esquematiza la dirección de un conjunto arbitrario de espines que darían lugar a los 3 puntos descriptos del ciclo de histéresis.

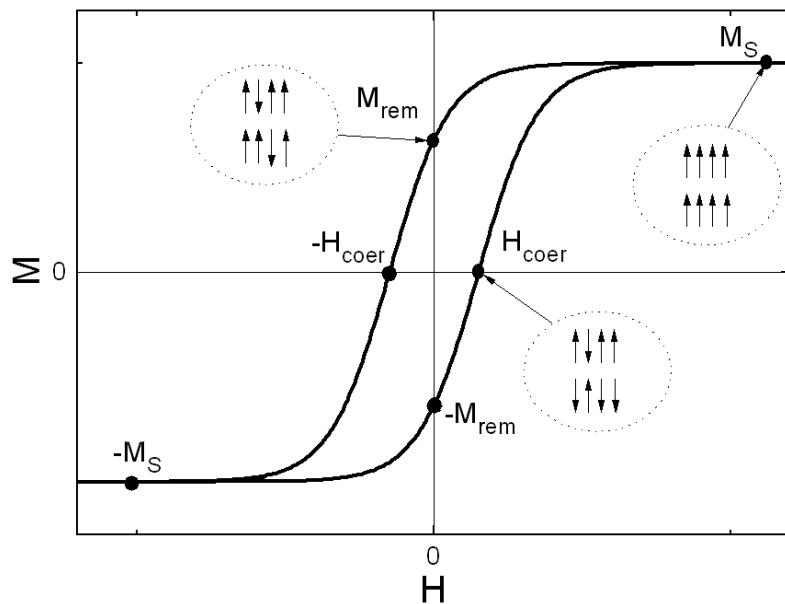


Figura 1.3: Ciclo de histéresis de un material ferromagnético. Se marcan los 3 puntos típicos de un ciclo de histerésis: donde presenta el máximo valor posible de magnetización (estado saturado, $M = M_s$), con campo aplicado nulo ($M = M_{rem}$) y con magnetización nula ($H = H_{coer}$). Se esquematiza la dirección de un conjunto arbitrario de espines que daría lugar a los 3 casos marcados.

1.3.1. Anisotropía magnética.

Las propiedades magnéticas de los materiales ferromagnéticos dependen fuertemente de la dirección en que se las mida. Este fenómeno es debido a la existencia de anisotropías presentes en el material. El H_{coer} , la M_{rem} y la forma en que se llega a la saturación en un ciclo de histerésis son fuertemente afectados por la existencia de anisotropía presente en el material. Existen diferentes tipos de anisotropía como la anisotropía de forma, la cristalina, inducida por tensión, por annealing magnético, por irradiación, etc. De estas anisotropías, la única intrínseca al material es la

anisotropía cristalina que sólo depende de la estructura cristalina del material. Se describirá brevemente la anisotropía de forma debido a su mayor importancia sobre las demás anisotropías aunque en determinadas condiciones cualquiera de las anisotropías puede dominar sobre las demás.

Anisotropía de forma.

La anisotropía de forma se debe a la forma de la muestra. Supóngase un material policristalino con todos sus granos orientados al azar por lo que no presentará anisotropía cristalina. Si este material tiene forma de esfera un campo magnético magnetizará la muestra de la misma forma en cualquier dirección. Si, en cambio, tiene forma de elipsoide será más fácil alinearla en la dirección de su semi-eje mayor que en la dirección del semi-eje menor. Esto es debido a que el valor del tensor demagnetizante es menor en la dirección del eje mayor. Para tratar este efecto cuantitativamente es necesario calcular la energía magnetostática de un cuerpo perfectamente magnetizado a campo magnético externo H_0 nulo:

$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M}, \quad (1.28)$$

donde \mathbf{H}_d es el campo demagnetizante. Lo podemos relacionar con el tensor demagnetizante \mathbf{N}_d de acuerdo a $H_d = -\mathbf{N}_d \cdot \mathbf{M}$, donde se ve que el campo demagnetizante se opone a la magnetización. Si reemplazamos este último valor en la expresión 1.28:

$$E_{mag} = \frac{1}{2} N_d \cdot M^2 \quad (1.29)$$

La energía potencial de un material magnetizado en la presencia de H_0 está dada por:

$$E_p = - \mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{M} \quad (1.30)$$

Consideremos ahora un elipsoide con su semi-eje mayor de longitud c y su semi-eje menor de longitud a tal que $c >> a$ en presencia de H_0 . Si θ es el ángulo que forma \mathbf{M} con el semi-eje mayor c :

$$E_{mag} = \frac{1}{2} M^2 N_c + \frac{1}{2} (N_a - N_c) (M^2 \sin^2 \theta) \quad (1.31)$$

donde N_c y N_a son los valores del tensor demagnetizante en las direcciones del semi-eje mayor y menor respectivamente. Los mismos dependen de la forma de la muestra. En el caso del elipsoide estudiado se tiene $N_a > N_c$. De este modo, resulta que hay un mínimo de E_{mag} en $\theta = 0$. Así la dirección del semieje mayor es la dirección de fácil magnetización. El plano normal al semi-eje mayor es un plano de magnetización difícil. Este efecto es mucho más extremo en los films delgados

estudiados en este trabajo debido a que su espesor es varios órdenes de magnitud menor que sus dimensiones laterales. En ese caso, $N_c \approx 0$ y $N_a \approx 2\pi$.

Los cálculos expresados en esta sección son solamente para una clase de anisotropía. Generalmente, hay que considerar varias clases de anisotropía y resolver el problema a través del efecto combinado de ellas.

1.3.2. Campo coercitivo.

Existe un tamaño crítico por debajo del cual un material puede convertirse en un solo dominio magnético. Los primeros en estudiar la transición de un espécimen multidominio a uno de monodomio magnético fueron Kittel, Galt y Campbell [30]. Entre las propiedades magnéticas, la M_S no depende del tamaño de la muestra pero sí lo hace el H_{coer} (un excelente *review* explorando varias consecuencias del efecto de tamaño en films delgados puede verse en la referencia [31]). Si la muestra es multidominio la magnetización cambia debido al movimiento de las paredes de dominio. Fue encontrado experimentalmente para la mayoría de los materiales, aunque no en todos, que la dependencia del H_{coer} vs. el espesor en un film delgado sigue un comportamiento de acuerdo a:

$$H_{coer} = a + \frac{b}{t} \quad (1.32)$$

donde a y b son constantes y t es el espesor del film. Al convertirse la muestra en un espécimen monodominio el H_{coer} alcanza un máximo.

1.4. Objetivos del trabajo.

El primer estudio sobre la coexistencia de un material ferromagnético y uno superconductor fue realizado por Ginzburg [32] en 1956 considerando un mecanismo orbital (a través del vector potencial magnético) por el cual la superconductividad es suprimida. Con la aparición de la teoría *BCS* [15] se determinó que el estado fundamental del condensado superconductor es formado por dos electrones con espines opuestos (un par de Cooper). Más tarde, Matthias *et al* [33] predijeron que se podía deprimir la superconductividad por un mecanismo de intercambio el cual tiende a alinear los espines. Esto impide la formación de los pares de Cooper. Más tarde (1969) este efecto fue denominado efecto paramagnético por Saint James [34].

La superconductividad y el ferromagnetismo no pueden coexistir en materiales *bulk*, pero con el desarrollo de modernas técnicas de crecimiento de *films* y técnicas litográficas se pudieron construir estructuras donde la coexistencia de los mismos se da en la escala nanométrica. En esta escala, si se ponen en contacto dos materiales con propiedades diferentes aparece el “efecto de proximidad”. El mismo aparece ya

que la función de onda de los e^- en cada material se puede extender en el otro por lo que las propiedades del primer material pueden ser inducidas en el segundo y viceversa. Por ej., si se pone en contacto un material superconductor (Nb) y uno normal (Cu), los electrones normales del Cu cercanos a la interfaz con el Nb pueden ser inducidos a formar pares de Cooper. Y recíprocamente, se va a ver debilitada la superconductividad en la zona próxima a la interfaz del material superconductor.

Si ahora se pone en contacto un material superconductor S con uno ferromagnético F aparecen diferencias importantes en el comportamiento del “efecto de proximidad”. Mientras que en el material normal N el parámetro de orden superconductor Ψ decréce monótonamente a cero a medida que aumenta su distancia desde la interfaz, en un ferromagneto Ψ presenta un comportamiento oscilatorio a medida que decrece. Se muestra tal diferencia en la figura 1.4. Este comportamiento oscilatorio produce que si tenemos dos *films* S interespaciados con un *film* F , dependiendo del espesor del *film* ferromagnético se puede tener un acople de fase 0 o π entre las fases de los *films* S . La diferencia en el acople entre los *films* superconductores es la base del comportamiento oscilatorio de la T_{CS} en función del espesor ferromagnético en superredes S/F [4]. Un detallado tratamiento matemático de este fenómeno puede verse en la referencia [35].

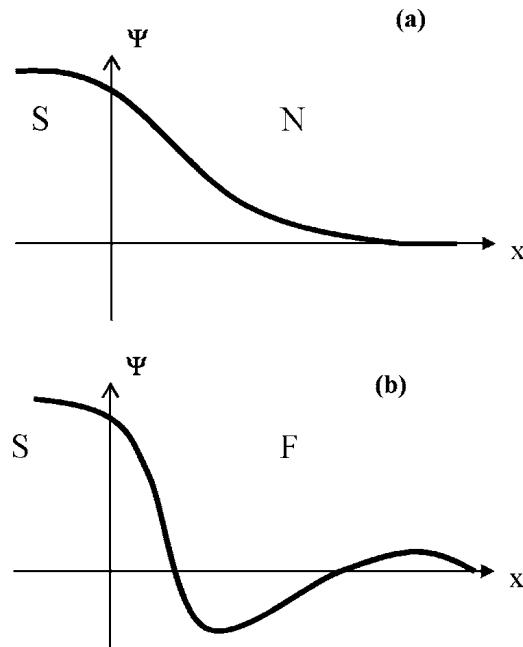


Figura 1.4: Comportamiento esquemático del parámetro de orden superconductor cerca de una interfaz de un material superconductor S con un material (a) normal N y (b) ferromagnético F . Extraído de la referencia [35].

El estudio del acople entre *films* superconductores por un espaciador ferromagnético fue encarado en un trabajo anterior a éste [8]. En el mismo se deter-

minó que independientemente del espesor de los *films* ferromagnéticos las capas superconductoras actuaban como desacopladas. Tal conclusión fue sacada por medio de resultados de mediciones de expulsión de flujo. Éstas se realizaban con campo magnético aplicado en la dirección paralela a la superficie de las superredes enfriando desde un estado inicial de temperatura por encima de T_{CS} de la superred. Para obtener valores del campo crítico inferior que se correspondiesen con los observados en las mediciones de expulsión realizadas era necesario un modelo donde las capas actúen como desacopladas.

Con el objeto de seguir explorando el mecanismo que produce el desacople de las capas superconductoras, en el capítulo 3 se presentarán resultados sobre el estudio de tal desacople. Tales resultados se realizaron por medio de mediciones del campo crítico superior en función de temperatura y de la dirección del campo magnético aplicado.

En el capítulo 4 se estudiará cómo las propiedades de los *films* de *Co* afectan las propiedades de la red de vórtices, y por lo tanto, la corriente crítica de las superredes. Por ej., si el ferromagneto está en un estado de monodominio o multidominio puede afectar el *pinning* de los vórtices.

Capítulo 2

Muestras

Una superred es un apilamiento periódico de *films* de dos materiales diferentes. Controlando los parámetros del sistema como son los espesores de cada *film*, la cantidad de períodos, la combinación de diferentes tipos de materiales, etc. se pueden construir nuevos materiales con las propiedades deseadas. Se han estudiado combinaciones de sistemas magnéticos, superconductores [36], metálicos [1], aislantes, semiconductores [37], etc..

En el presente trabajo se estudió una combinación de un material superconductor, *Nb* y uno ferromagnético, *Co*. Se fabricaron diversas series de muestras a espesor fijo de *Nb* ($t_{Nb} = 200\text{\AA}$ ó 400\AA) con el espesor de *Co* (t_{Co}) entre 7 y 100 \AA .

Este capítulo está esquematizado de la siguiente forma: En primer lugar se describe de manera concisa la técnica utilizada para el crecimiento de los *films* delgados en la estructura de superred. También se presentan los fenómenos involucrados en el proceso de crecimiento y algunos detalles experimentales a tener en cuenta para el *Nb*. Luego de crecidas las muestras es necesaria una caracterización para ver si tienen las características deseadas. Con este fin se las caracteriza estructuralmente de forma de confirmar si tienen una estructura de *films* apilados. La técnica utilizada para eso era a través de difracción de rayos X. Por último se mostrarán los resultados de la caracterización magnética y la medición de la T_{CS} de cada superred obtenidas por medio de susceptibilidad a.c., resistencia y magnetización en función de temperatura.

2.1. Fabricación

2.1.1. *Sputtering*

El proceso de *sputtering* consiste en el bombardeo iónico del material a ser depositado (generalmente denominado blanco), que consigue depositar en fase de vapor el material bombardeado sobre un sustrato. El bombardeo se produce con iones pe-

sados, en nuestro caso Ar , aunque en otros casos se usa O , por ej. para depositar óxidos o *HTSC*'s. El primero se lo clasifica como *sputtering* no reactivo y al segundo como reactivo. El *sputtering* es una técnica de crecimiento física debido a que su mecanismo de funcionamiento son los choques producidos entre los iones y los átomos del blanco.

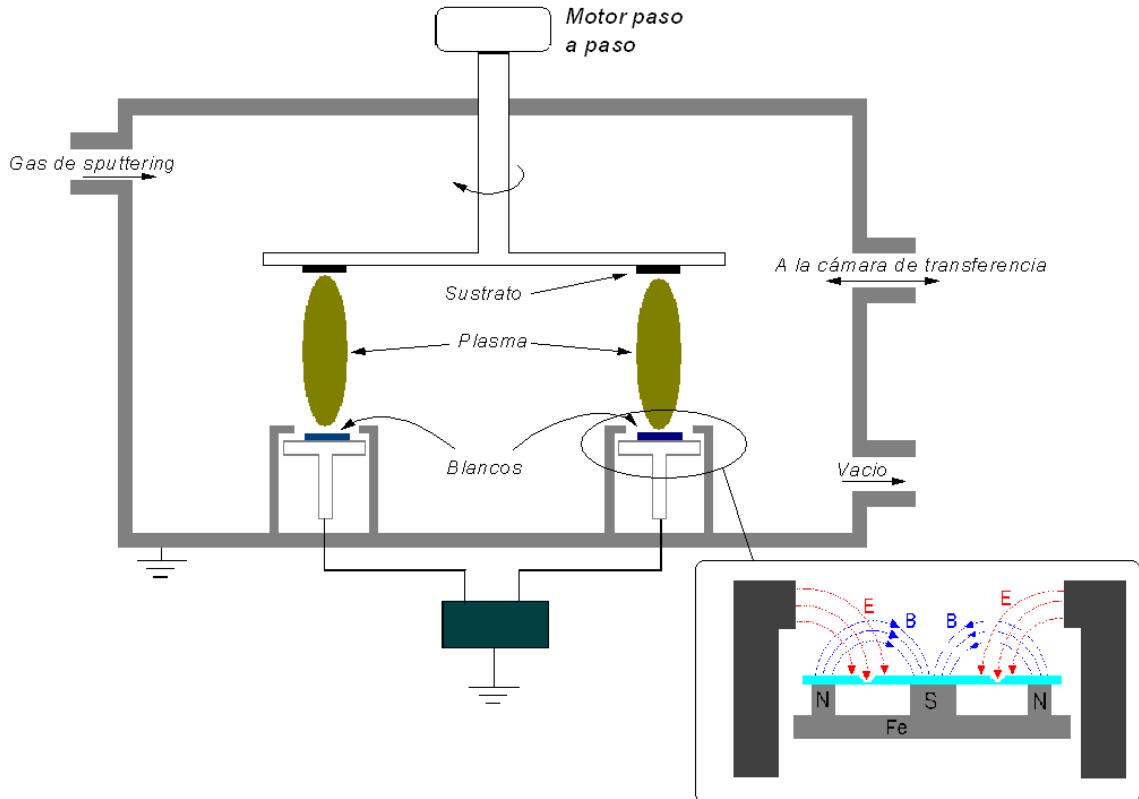


Figura 2.1: Esquema de la cámara de alto vacío donde se produce el plasma de iones utilizado para el proceso de crecimiento de *films* delgados (*sputtering*) y sus principales componentes. *Inset*: Se observa la distribución de líneas de campos electromagnéticos presentes en la zona del blanco. La inclusión del campo magnético aumenta la eficiencia del proceso.

En la figura 2.1 podemos ver un esquema del dispositivo experimental utilizado para la fabricación de las superredes. Consiste en una cámara de alto vacío para obtener la mínima cantidad de impurezas posible en la muestra luego de depositada. En la cámara pueden ser injectados uno o varios gases. Mediante un potencial eléctrico negativo entre el porta-sustrato y el blanco, el/los gases injectado/s son ionizados y acelerados de manera de producir colisiones con el blanco. Este fenómeno es denominado *Glow Discharge* [38], actuando el porta-sustrato y el blanco como el ánodo y el cátodo de un diodo, respectivamente. Los átomos así eyectados se van depositando en el sustrato el cual está encima de la región donde se produce el

plasma de iones.

El proceso de choque de los iones de *Ar* no es suficiente para generar un plasma de iones que se pueda mantener. Además de generar una erosión del blanco también se generan radiación y electrones secundarios. Si se pone un campo magnético tal como se esquematiza en el *inset* de la figura 2.1 los electrones van a permanecer rotando alrededor de las líneas de campo magnético debido a la fuerza de Lorentz. A su vez van a producir más ionizaciones de los átomos de *Ar*. O sea que el campo magnético hace que la eficiencia del proceso sea mayor. Para generar este campo magnético se utilizaban imanes puestos debajo del blanco. Y un plato de *Fe* que sirve para cerrar el circuito magnético. El campo eléctrico era generado por las fuentes conectadas a sus respectivos blancos. Estas pueden ser de señal alterna o continua como se verá más adelante. Algunos de los electrones secundarios se vuelven a recombinar con los iones y es por eso que se ve una luz violeta al prender el potencial de aceleración.

Una desventaja del *sputtering* asistido por campo magnético es que la erosión del material no es uniforme y hay un gran desaprovechamiento del mismo. Esto se debe a que los choques con el blanco son más intensos donde las líneas de campo magnético son paralelas a la superficie del cátodo. Hay geometrías que corrigen este problema [38].

La fuente que provee el potencial de aceleración puede ser continua, en ese caso se habla de sputtering *dc*. Cuando se desea depositar un material aislante o con algún gas reactivo se usan fuentes de radio frecuencia (*rf*) de manera de que el sustrato no se cargue debido a la continua inyección de carga y se le denomina sputtering *rf*. El período de la fuente *rf* debe ser corto comparado con el tiempo que le lleva a los iones utilizados llegar desde son ionizados hasta la superficie del aislador. De esta manera los electrones (con masa mucho menor que los iones) pueden responder al campo oscilante de la fuente *rf* y así neutralizar la superficie del aislador.

Antes del crecimiento de las superredes se hacía vacío durante un día. Luego se realizaba un *pre-sputtering* durante 20 minutos para remover todo tipo de contaminación en los blancos utilizados. Esto era necesario debido a la extrema sensibilidad de la T_{CS} del *Nb* a la concentración de impurezas, característica de todos los metales superconductores *3d* a través de su densidad de estados [39]. Después de tener un vacío del orden de $5 \cdot 10^{-7}$ Torr se colocaba el sustrato en el porta-sustrato a través de una cámara de transferencia intermedia, no mostrada en el esquema por simplicidad.

Para ir alternando los *films* de los diferentes tipos de materiales a ser depositados se tiene un motor paso a paso, el cual gira el porta-sustrato ubicándolo sobre el blanco del material que se quiere depositar. El equipo utilizado en el laboratorio dispone de la posibilidad de depositar hasta 4 materiales diferentes en la misma

superred, al disponer de 4 cañones.

El espesor del *film* se controlaba con el tiempo que el sustrato pasaba sobre cada blanco al estar el plasma prendido. La presión de Ar utilizada era de 10 *m Torr*. La potencia de las fuentes *dc* de los blancos era de 50 *W*. Previamente al comienzo de crecer las superredes se calibraron las velocidades de crecimiento. Tal procedimiento se realizó por medio de la medición de los espesores de un *film* depositado por un tiempo predeterminado en un perfilómetro óptico. El mismo, por interferometría óptica, determina el perfil de alturas en la muestra. Las velocidades de crecimiento obtenidas son $\sim 7,1 \text{ \AA/seg.}$ para el *Nb*, $\sim 12,3 \text{ \AA/seg.}$ para el *Co* y $\sim 13,3 \text{ \AA/seg.}$ para el *Cu*.

2.1.2. Descripción de las muestras

Usualmente una superred es un apilamiento de bi-capas de dos materiales diferentes tal como se esquematiza en una perspectiva de una superred en la zona superior de la figura 2.2. En la misma se pueden observar las longitudes características de la superred: $\Lambda = t_{Co} + t_{Nb}$ con Λ la longitud característica de la periodicidad de la superred, t_{Co} el espesor de los *films* de *Co* y t_{Nb} el de los *films* de *Nb*. También se muestran sus dimensiones laterales D y W de tamaño macroscópico tales que $D \sim W \gg \Lambda$. Este tipo de superredes se notará $[Nb\,t_{Nb}Co\,t_{Co}]_{\times 5}$. El número próximo al material (t_{Nb} o t_{Co}) indica el espesor de cada tipo de *film* expresado en \AA mientras que el 5 indica la cantidad de repeticiones de las bi-capas depositadas. Esta notación representa a la superred mostrada en la zona superior de la figura 2.2.

El sustrato monocrystalino de *Si* (100) no se muestra en la figura por simplicidad. Con respecto a la respuesta magnética del *Si* el mismo actúa como paramagneto en las condiciones de estudio de las superredes por lo que no influirá en los resultados presentados. Dado que eléctricamente se comporta como un semiconductor no afectará las medidas de transporte eléctrico ya que los metales tiene una resistencia mucho menor. O sea que sólo se considerará determinante en como afecta las propiedades estructurales de la superred.

Durante el transcurso del trabajo de maestría se crecieron 3 series de muestras con diferentes capas inicial y final. La primera serie de muestras presentaba condiciones de borde simétricas para los *films* superconductores. Es decir todos los *films* superconductores tenían un *film* de *Co* similar en contacto con sus dos superficies. Para una mejor comprensión se esquematiza en el *inset* 1 de la figura 2.2 un corte transversal de la superred. Cada tipo de *film* tiene el mismo espesor, t_{Co} y t_{Nb} según corresponda. Estas superredes serán notadas como $Co\,t_{Co}/[Nb\,t_{Nb}Co\,t_{Co}]_{\times 4}$ tal como se esquematiza en el *inset* 1 de la figura 2.2.

La segunda serie también tenía una estructura simétrica pero para muestras

con espesores internos de *Co* menores a 50 \AA se les agregó en los dos extremos de la superred capas de 50 \AA de *Co*. Esto se hizo de forma de evitar la superconductividad de superficie, fenómeno que no se deseaba observar. Se las denominará $\text{Co}50/[Nb t_{Nb} Co]_{\times 3}/Nb t_{Nb}/\text{Co}50$ tal como se esquematiza en el *inset 2* de la figura 2.2. Por último al no poder eliminar la superconductividad de superficie con el *Co* se creció una tercera serie de muestras con 1000 \AA de *Cu* en los dos extremos en lugar de los *films* de *Co* de espesor 50 \AA . De acuerdo a trabajos previos de Schuller *et al* [40] se sabía que destruirían la superconductividad de superficie. Se las denominarán $\text{Cu}1000/[Nb t_{Nb} Co]_{\times 3}/Nb t_{Nb}/\text{Cu}1000$ tal como se esquematiza en el *inset 3* de la figura 2.2.

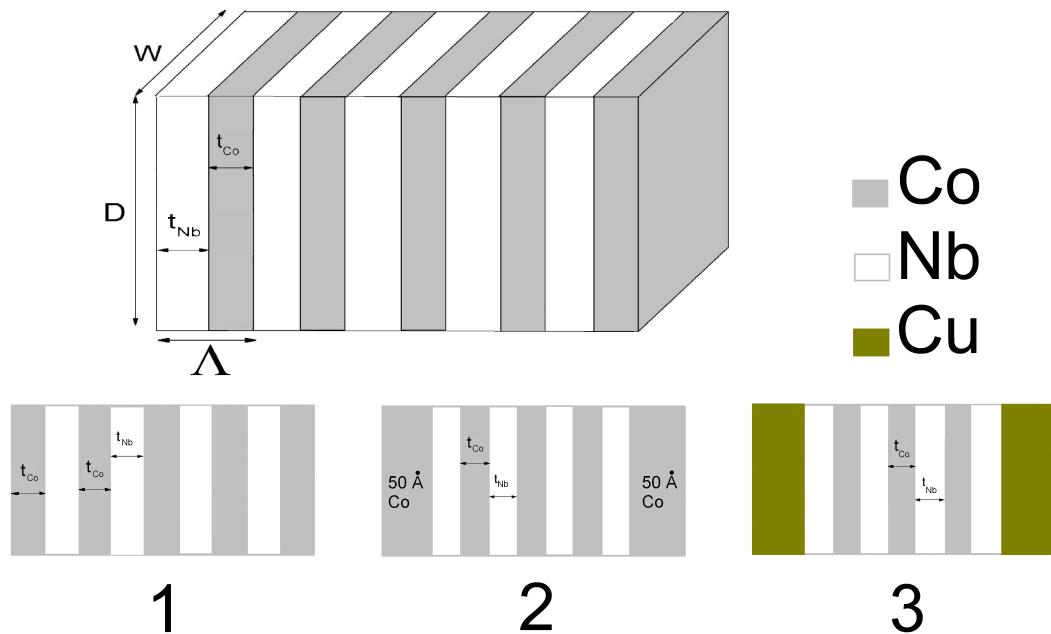


Figura 2.2: *Superior*: Se esquematiza un apilamiento de bi-capas de *Nb/Co*. La periodicidad de la superred está definida por la longitud $\Lambda = t_{Co} + t_{Nb}$, donde t_{Co} es el espesor de los *films* ferromagnéticos y t_{Nb} el de los superconductores. Las dimensiones laterales D y W son macroscópicas tales que $D \sim W \gg \Lambda$. En los tres *insets* se esquematiza un corte transversal de los 3 tipos de superred estudiadas. *Inset 1*: Serie de muestras tales que los films de *Nb* tengan condiciones de borde simétricas. Cada tipo de *film* tiene el mismo espesor, t_{Co} y t_{Nb} según corresponda. *Inset 2*: En los extremos de la superred se agrega films de *Co* de 50 \AA . *Inset 3*: En esta última serie se reemplazan los *films* externos de *Co* de 50 \AA por films de *Cu* de 1000 \AA . Es importante enfatizar que el *Cu* se pone en contacto con el *Nb* ya que *Co* y *Cu* generan una aleación.

2.2. Caracterización

Esta sección se divide en dos partes: en la primer parte se presentan los resultados de la caracterización estructural de las superredes. Esta es necesaria realizarla ya que después del crecimiento de las superredes, se desea saber si hubo un exitoso crecimiento estructural de la superred. Esto se puede medir a través de difracción de rayos X. En la segunda parte se expondrán los resultados obtenidos de las propiedades superconductores y magnéticas de las superredes. Por ej. para los *films* superconductores es interesante conocer la T_{CS} que se verá afectada por la presencia de los *films* de *Co*. Las mismas fueron obtenidas por medio de mediciones de resistencia, susceptibilidad a.c. y magnetización M en función de temperatura. Las técnicas utilizadas para medir tales propiedades fueron transporte eléctrico a cuatro puntas, susceptibilidad a.c mediante detección lock-in en fase con la señal de modulación y mediante un magnetómetro superconductor de interferencia cuántica. Mediante esta última técnica, para los *films* ferromagnéticos se pudo obtener la M_S , el H_{coer} y la T_{CF} a partir de medir ciclos de histéresis a temperaturas donde el *Nb* actúa como un material normal no magnético.

2.2.1. Caracterización estructural

Luego del crecimiento de la superred es interesante conocer los parámetros estructurales relevantes de la misma como lo son el espesor de cada *film*, el grado de interdifusión, tensiones y rugosidad ya que son variables que afectan sensiblemente las propiedades del sistema [49].

Una poderosa técnica no destructiva es la difracción de rayos X. Consiste en medir la reflectividad de rayos X incidentes en el *film* en geometría especular. Al ángulo formado entre el haz de rayos X incidentes y la superficie de la superred se lo denominará θ .

Según la formulación de Bragg [50] se observa reflectividad no nula a ciertos ángulos debido a la estructura atómica de la superred. La posición de los picos está dada por la ley de Bragg:

$$2 \Lambda \sin \theta = n \lambda_{RX} \quad (2.1)$$

donde Λ es la distancia característica periódica de la estructura en consideración. El espectro de difracción de rayos X en valores de 2θ mayores a 30° será denominado espectro de alto ángulo.

Usualmente en la región de bajo ángulo (valores de 2θ menores a 15°) el cálculo del espectro de difracción se realiza asumiendo cada material como un medio continuo y se consideran las reflexiones ocurridas en cada interfaz. O sea que para

valores de 2θ menores a 15° la reflectividad es sensible a la modulación química de la superred, definida como la distancia de repetición de la estructura de los *films* [49].

Espectro de alto ángulo

Los picos de difracción en la región de ángulos mayores a 30° son sensibles a la estructura cristalina de cada uno de los compuestos. Por eso en esta región de ángulos se va a poder extraer información sobre el tipo de estructura en el que creció cada material y su dirección, si hay alguna impureza, etc.

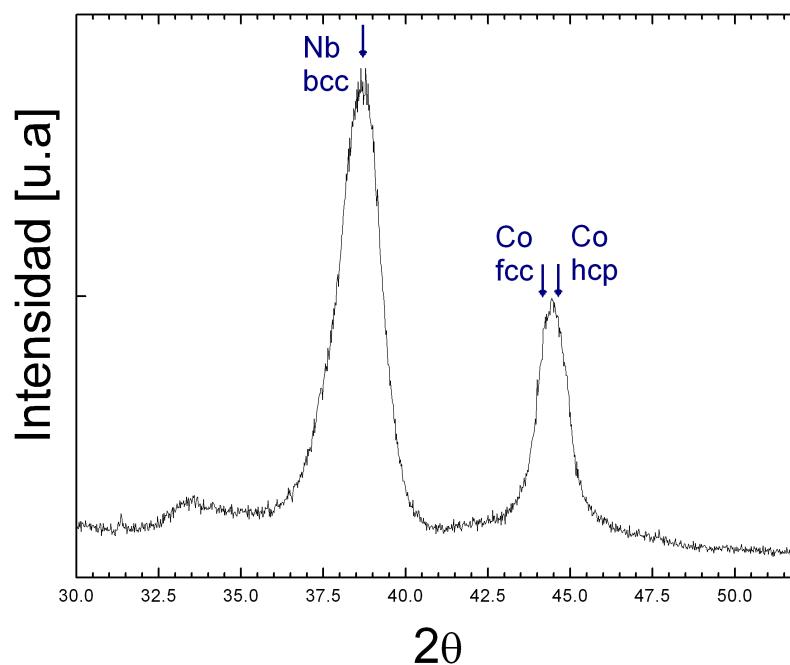


Figura 2.3: Espectro de difracción de RX en el rango 2θ entre $30^\circ - 52^\circ$ para una superred $[Co100Nb200]_{\times 10}$. Se observa en $37,6^\circ$ el pico bien definido correspondiente al *Nb*. El pico correspondiente al *Co* no permite definir cual es su estructura de crecimiento. Se esquematizan con flechas las posiciones de los picos de la estructura *bcc* de cada material [51].

En la figura 2.3 se muestra el espectro de difracción de rayos x en el rango 2θ entre $30^\circ - 50^\circ$ para una superred de 10 períodos con espesor de *film* de *Co*, $t_{Co} = 100 \text{ \AA}$ mientras que el espesor de *film* de *Nb*, $t_{Nb} = 200 \text{ \AA}$.

Se observan en $2\theta = 44,5^\circ$ y $37,6^\circ$ los picos bien definidos correspondientes al *Co* y al *Nb* respectivamente. La intensidad del pico de *Nb* es el doble que la intensidad del pico del *Co* debido a su relación de espesores. El pico del *Nb* indica una estructura *bcc* crecida en la dirección (110). El pico del *Co* no permite diferenciar si creció en una estructura *fcc* en la dirección (111) o una estructura *hcp* en la dirección (002) ya

que los dos picos están separados $0,4^\circ$ y el medido cae en la semisuma de los dos [51]. Es importante aclarar que no se observa ninguna reflexión debido a la estructura de superred.

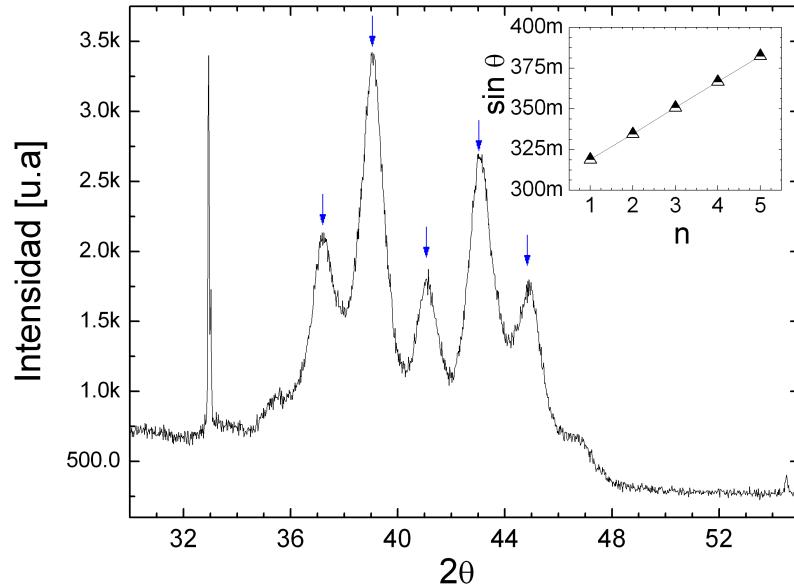


Figura 2.4: Espectro de difracción de RX en el rango $30^\circ - 55^\circ$ para una superred $[Co_{30}Nb_{30}]_{x16}$. Los picos correspondientes al Nb y al Co aparecen modulados debido a la estructura de superred. En el *inset* se ve la regresión lineal con la expresión 2.1 del que se obtiene $\Lambda = 54 \text{ \AA}$.

En muestras con espesores menores los picos de cada material ya no están diferenciados y se empiezan a desdibujar tal como se puede ver en la figura 2.4. En la misma se muestran las mediciones de difracción de rayos X para una muestra de 16 períodos con $t_{Co} = t_{Nb} = 30 \text{ \AA}$. Ya no se observan solamente dos picos correspondientes al Nb y al Co sino que hay varios indicando la periodicidad debido a la estructura de la superred¹.

Los picos de alto ángulo usualmente [49] son indexados sobre el valor medio de la constante de la superred:

$$\frac{2 \sin \theta}{\lambda_{RX}} = \frac{1}{d} \pm \frac{n}{\Lambda} \quad (2.2)$$

Donde $\bar{d} = \frac{\Lambda}{N_A + N_B}$, con N_A y N_B la cantidad de planos atómicos de cada *film*, n indica el orden del pico satélite, θ el ángulo formado entre la superficie de la muestra y el haz de RX y λ_{RX} la longitud de onda de este último, $\lambda_{RX} = 1,5418 \text{ \AA}$.

¹En 32,4° aparece un pico correspondiente a la dirección 400 del *Si* que según su factor de estructura no tendría que aparecer. Esto se debe a tensiones existentes en el sustrato de *Si* utilizado para el crecimiento de la superred.

En el *inset* de la figura 2.4 se ven las posiciones de los picos junto con una regresión lineal de ellos a través de la ecuación 2.1 a partir de la cual se obtiene $\Lambda = 54 \text{ \AA}$. A pesar de la incertezza en la posición de los picos por su ancho el valor obtenido de Λ concuerda en el 10 % con el calculado mediante el control del tiempo que el sustrato pasaba sobre cada blanco². Veremos en la próxima sección que los picos de bajo ángulo nos proveen otra determinación del valor de Λ .

Espectro de bajo ángulo

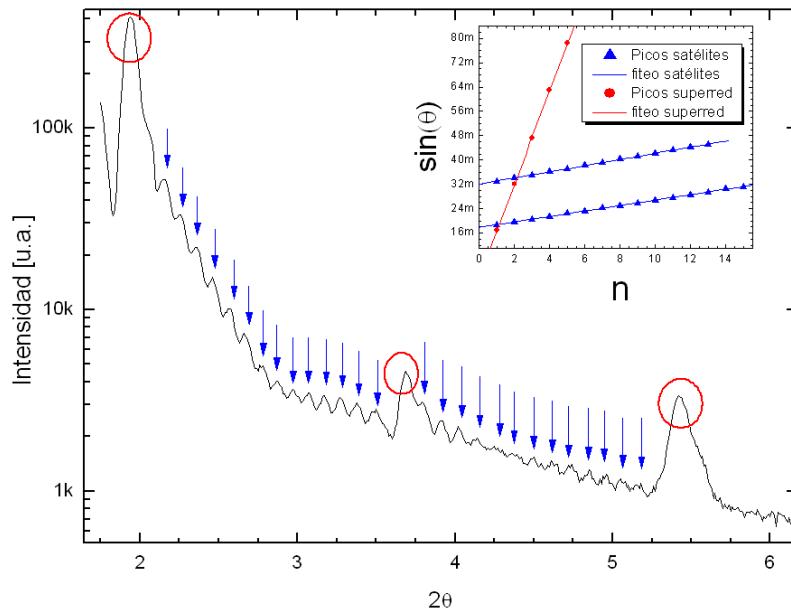


Figura 2.5: Espectro de difracción de RX en el rango $1^\circ - 6^\circ$ para una superred $[Co_{30}Nb_{30}]_{x16}$. La cantidad de picos de “efecto de tamaño” a bajos ángulos indican crecimiento homogéneo. *Inset*: Se observa las regresiones lineales de los picos de “superred” y de los picos de “efecto de tamaño”. Los valores de Λ y t obtenidos por rayos X coinciden con los nominales dentro del 10 %.

En la región de bajo ángulo se obtiene información de la longitud de modulación Λ y del espesor total t de la superred. En la figura 2.5 se indican los picos de “superred” con círculos y los picos de “efectos de tamaño” con flechas. Los picos de bajo ángulo dependen del índice de refracción para RX [41] de acuerdo con:

$$\sin^2 \theta = \left[\frac{n\lambda_{RX}}{2\Lambda} \right]^2 + 2\delta_s \quad (2.3)$$

Con $1 - \delta_s$ la parte real del índice de refracción medio de la superred. Sin embargo se observa un comportamiento lineal por lo que no es necesaria la utilización de la

²El espesor de cada *film* calculado mediante el tiempo que el sustrato pasaba sobre cada blanco será denominado valor nominal. Éste será utilizado en la notación de cada superred.

corrección por el índice de refracción. A partir de la ley de Bragg (ecuación 2.1) por medio de una regresión lineal se obtuvo un valor de $\Lambda = (56 \pm 2) \text{ \AA}$, utilizando los picos de superred, según vemos en el *inset* de la figura 2.5. Con los picos de efecto de tamaño se obtuvo $t = (960 \pm 20) \text{ \AA}$. Los valores obtenidos coinciden en el 10 % con los nominales a partir del control del tiempo del sustrato sobre cada blanco.

La cantidad de picos de “efecto de tamaño” indican un crecimiento homogéneo de los films. Debido a la buena definición de los picos involucrados se puede afirmar que los espesores de los *films* están bien definidos. O sea, que las interfaces entre los dos tipos de *films* están bien definidas.

2.2.2. Caracterización magnética

En esta sección se mostrarán las medidas de magnetización M en función de campo magnético H en las superredes por medio de un Magnetómetro Superconductor de Interferencia Cuántica, más conocido por su acrónimo inglés (SQUID, de *Superconducting Quantum Interference Device*).

Esta técnica se basa en la medida de la variación del flujo del campo magnético en un circuito superconductor con una unión o juntura Josephson. El sistema realiza medidas del momento magnético por medio de tres bobinas dispuestas en serie con una configuración de gradiómetro de 2^{do} orden. La medición del momento magnético de la muestra se realiza moviendo la muestra a lo largo de las bobinas captando la variación de flujo a través de ellas. De acuerdo a la respuesta ideal esperada para un dipolo magnético puntual, se obtiene el momento magnético de la muestra. El sistema dispone de dos conjuntos de bobinas permitiendo medir la componente longitudinal (paralela al campo magnético aplicado H) y transversal (perpendicular a H) de la magnetización.

Se han realizado medidas de la componente longitudinal de M vs. T . Tales medidas se realizaban partiendo desde el estado superconductor hasta transicionar al estado normal. Para entrar en el estado superconductor al enfriar la muestra se lo hacía con campo nulo. Este proceso es denominado *ZFC* (del Inglés *Zero Field Cooling*). También se ha medido el comportamiento de la magnetización de la muestra frente al campo magnético aplicado a 10 K donde se puede afirmar que el Nb está en el estado normal por lo que sólo se medirá la respuesta ferromagnética del Co pudiendo obtener el campo coercitivo H_{coer} y la M_S .

Caracterización en el estado normal del Nb. Estado ferromagnético del Co.

Se midió la respuesta magnética de las superredes con H aplicado paralelo a la superficie del *film*, o sea el eje fácil de magnetización según la anisotropía de

forma. En la figura 2.6 se muestra la componente longitudinal de M vs. H para las superredes $Co50/[Nb200Co t_{Co}]_{n}/Nb200/Co50$, con $t_{Co} = 7, 10, 15, 25, 50, 75$ y 100 y $n = 12, 12, 12, 11, 10, 9$ y 8 respectivamente según se muestra en la figura 2.6.

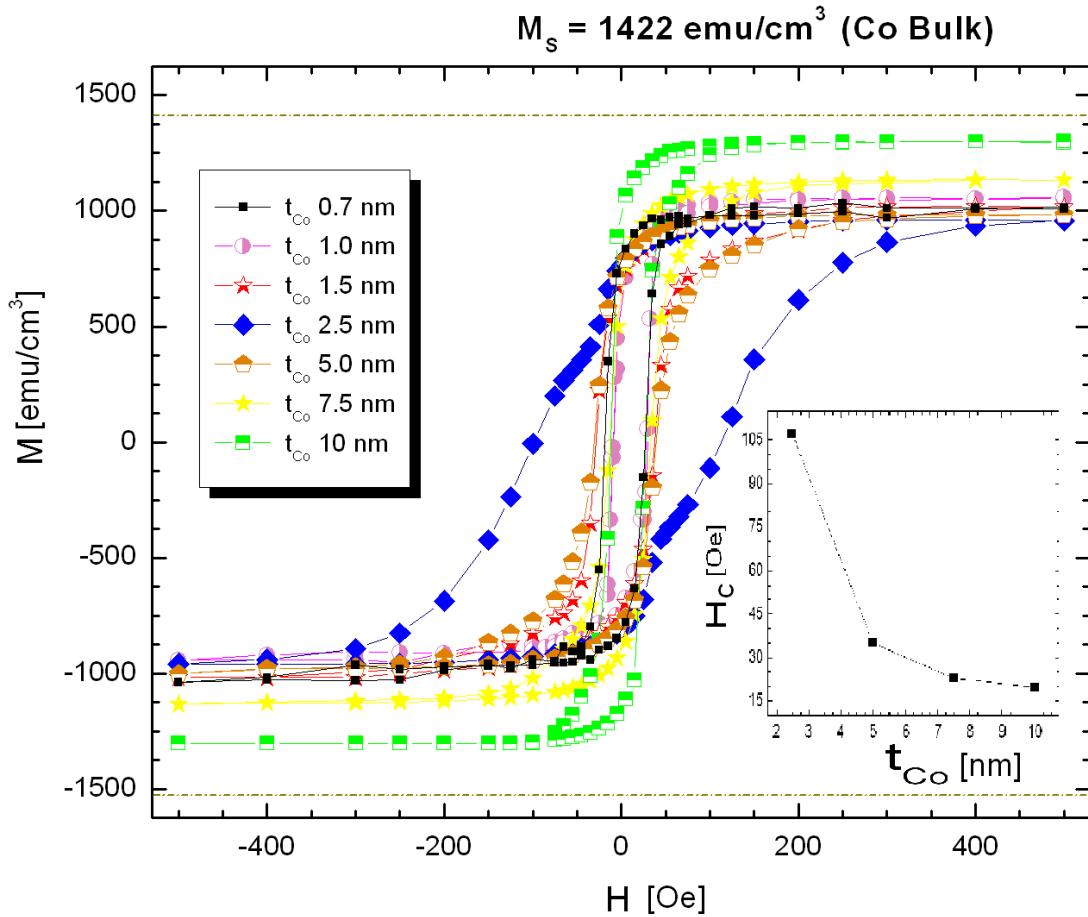


Figura 2.6: M vs. H para superredes de $t_{Nb} = 200 \text{ \AA}$ y con $t_{Co} = 7, 10, 15, 25, 50, 75$ y 100 \AA en la dirección paralela a la superficie del film a $10 K$. En esta condición la respuesta magnética corresponde solamente a los *films* de Co. Se observa una disminución de la M_S en función del t_{Co} . También un aumento del H_{coer} en función de t_{Co} .

Si se grafica M_S por unidad de área en función del t_{Co} se esperaría una respuesta lineal con ordenada al origen nula, lo cual no es observado en las muestras medidas. La razón de esto es la existencia de una capa muerta previamente reportada [8]. Esta capa muerta provee una contribución paramagnética al sistema. El sustrato de *Si* también contribuye con una señal paramagnética al sistema. Las señales paramagnéticas fueron restadas de las mediciones de los ciclos de histéresis. Calculando M con una corrección en el volumen de *Co* debido a la existencia de una capa muerta de espesor igual a 5 \AA , la M_S de las muestras cae en un rango entre 1000 y 1300 emu/cm^3 . Estos valores concuerdan con los valores de M_S obtenidos

en el laboratorio en trabajos previos siendo cercanos a la M_S del *Co bulk* de 1422 emu/cm^3 .

En el *inset* de la figura 2.6 se observa la dependencia del H_{coer} vs. t_{Co} de las diferentes muestras. Se observa que aumenta el H_{coer} a medida que disminuimos t_{Co} . De acuerdo a lo expresado en la sección 1.3.2 podemos decir que los films ferromagnéticos están en un régimen multidominio.

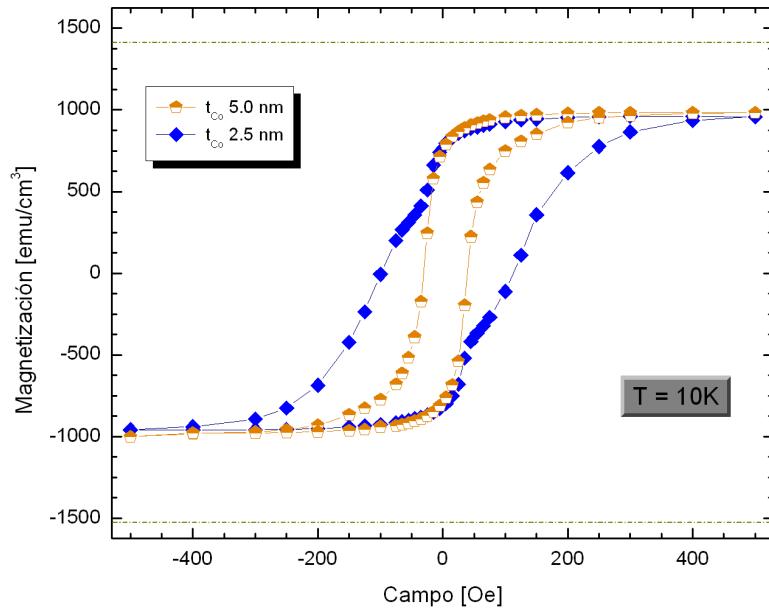


Figura 2.7: Se muestra el ciclo de histéresis para las muestras $\text{Co50}/[\text{Nb200Co25}]_{11}/\text{Nb200}/\text{Co50}$ y $\text{Co50}/[\text{Nb200Co50}]_{10}/\text{Nb200}/\text{Co50}$. Se observa que se superponen en una región de campo. Este factor es una evidencia de la existencia del campo coercitivo de los films de 25 Å además de las dos capas de cobertura de 50 Å.

En la figura 2.7 se muestran dos de los ciclos de histéresis de la figura 2.6: los de las muestras $\text{Co50}/[\text{Nb200Co50}]_{10}/\text{Nb200}/\text{Co50}$ y $\text{Co50}/[\text{Nb200Co25}]_{11}/\text{Nb200}/\text{Co50}$. El ciclo de histéresis de la muestra con espesor interno de *film* de *Co* de 50 Å tiene la forma típica de un ciclo de histéresis de un material ferromagnético mientras que la superred con espesor interno de *films* de *Co* de 25 Å tiene un ciclo de histéresis formado por dos contribuciones diferentes: la señal debida a los *films* internos de *Co* de 25 Å y la debida a los *films* externos de 50 Å de *Co*. Esta es la causa de que se superponga en una región de campo con el ciclo de histéresis de la superred con todos sus *films* de *Co* de espesor igual a 50 Å. Además el campo coercitivo de la muestra con espesor interno de *films* de *Co* de 25 Å sigue la dependencia en $1/t_{Co}$ de las muestras con espesor mayor tal como se puede observar en el *inset* de la figura 2.6.

Se realizaron medidas de magnetización desde 2 K hasta temperatura ambiente en las muestras con el espesor de *Co* interno $t_{Co} > 25\text{\AA}$ de modo de medir la T_{CF} donde el *Co* pasa del estado ferromagnético a paramagnético. No se observó la transición. Se puede decir entonces que $T_{CF} > 273\text{ K}$ en las muestras medidas cuando el campo magnético está aplicado en la dirección de fácil magnetización. O sea, las muestras estuvieron siempre en un estado ferromagnético en todas las mediciones realizadas. En las muestras con $t_{Co} < 25\text{\AA}$ no se realizó estas mediciones ya que la señal ferromagnética de los *films* externos de 50 Å de *Co* proveían una señal mucho mayor que la proveniente de los *films* internos.

2.2.3. Caracterización superconductora

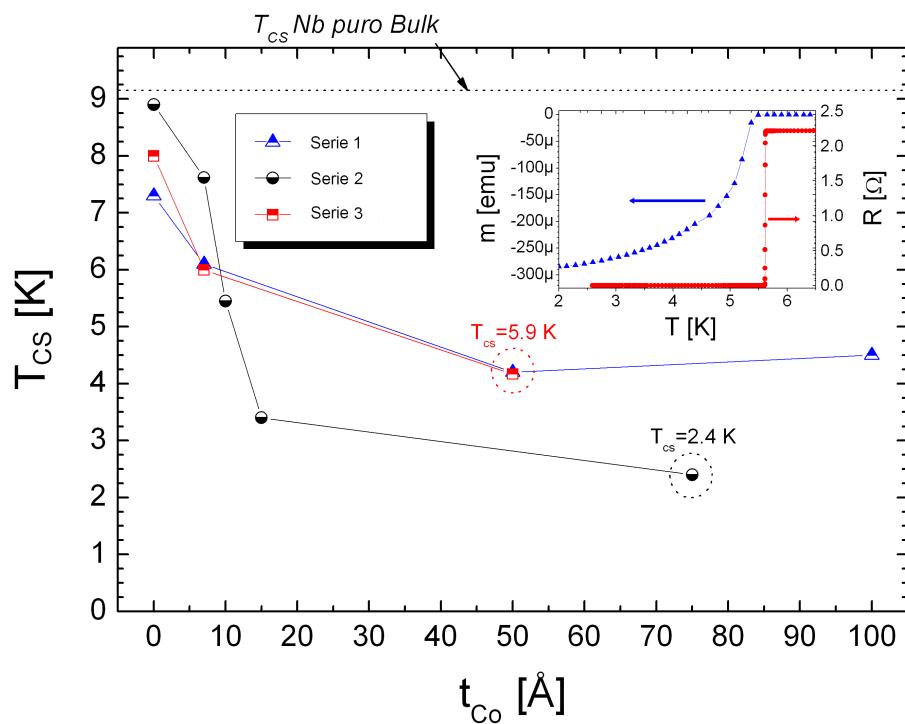


Figura 2.8: T_{CS} vs. t_{Co} para las superredes crecidas durante todo el trabajo de maestría. *Inset:* Curvas típicas de M vs. T y R vs. T .

En esta sección se mostrarán los resultados obtenidos para la T_{CS} de las superredes. Fue necesario medir la T_{CS} de cada muestra ya que hubo varios factores que la afectan: espesor de *Co* de la superred, inclusión de *films* de *Cu* en la superred y cantidad de impurezas presentes durante el crecimiento de cada una de las muestras.

La T_{CS} de cada superred se obtuvo por mediciones de M vs. T , R vs. T y susceptibilidad alterna χ vs. T . Los resultados se muestran en la figura 2.8 para las 3 series de muestras crecidas. En la serie 1 se crecieron las muestras $Co\ d/[Nb440Co\ d]_{\times n}$

con $d = 7, 50$ y 100 y $d = 6, 5$ y 5 respectivamente. En la serie 2 se crecieron las muestras $Co50/[Nb200Co t_{Co}]_{\times n}/Nb200/Co50$, con $t_{Co} = 7, 10, 15, 25, 50, 75$ y 100 y $n = 12, 12, 12, 11, 10, 9$ y 8 respectivamente. Por último en la serie 3 se crecieron las muestras $Cu1000/[Nb400Co d]_{\times 4}/Nb400/Cu1000$ con $d = 7$ y 50 . Además en las 3 series se crecieron *films* de Nb de 3000\AA .

Las medidas de magnetización se realizaron en el mismo magnetómetro *SQUID* donde se realizaron las mediciones de los ciclos de histéresis ferromagnéticos. Para la medición de la magnetización primero se realizaba un *ZFC* hasta una temperatura de 2 K (valor mínimo alcanzable con el equipo utilizado). Luego se fijaba un campo magnético del orden de los 20 Gauss en la dirección perpendicular a la superficie de la muestra. Este campo era necesario para observar una señal debido a las corrientes de apantallamiento superconductoras. Luego se aumentaba T hasta los 10 K , pues la T_{CS} del *Nb bulk* es de $9,26\text{ K}$. La T_{CS} reportada es donde la señal magnética obtenida en el *SQUID* se hace nula. Las mediciones de susceptibilidad alterna y de resistencia eléctrica se realizaban variando el valor de T a campo nulo aplicado. Los detalles involucrados en esas dos técnicas se contarán en la próxima sección.

En el *inset* de la figura 2.8 se muestran curvas típicas del momento magnético $m = M V$ (con V el volumen superconductor) y de la resistencia R en función de temperatura obtenidas durante el transcurso del trabajo de maestría. Los resultados de susceptibilidad se mostrarán en la próxima sección.

Se observa que la T_{CS} disminuye a medida que se aumenta t_{Co} . Las oscilaciones de T_{CS} en función del espesor ferromagnético no fueron observadas ya que caen dentro de la banda de error de la T_{CS} debido al procedimiento utilizado para realizar las superredes. Por ej. en el primer trabajo donde fue observada esta oscilación todas las muestras se realizaron al mismo tiempo sin abrir la cámara de crecimiento de las superredes [4].

En las muestras con $t_{Nb} = 200\text{ \AA}$ para $t_{Co} > 15\text{ \AA}$ no se observó una transición superconductora por las mediciones de magnetización. De acuerdo a resultados que serán mostrados en el capítulo 3 la longitud de coherencia a $T = 0$ es $\xi_{(0)} = 100\text{ \AA}$. O sea estos *films* tienen un espesor de dos longitudes de coherencia. En *films* de este espesor el *Co* produce una depresión de la superconductividad disminuyendo la T_{CS} de tal forma que no se observa una señal superconductora por encima de 2 K . En cambio en las muestras de 400 \AA de espesor de *film* de Nb se observó una transición superconductora en todo el rango de espesores de *films* de *Co* explorado [$7\text{ \AA} - 100\text{ \AA}$].

Es interesante enfatizar que se realizaron medidas por transporte eléctrico a cuatro puntas en la muestra $[Co75Nb200]_{\times 9}/Co75$ perteneciente a la serie 2 donde sí se observó una transición superconductora en $2,4\text{ K}$. También se midió por transporte eléctrico la T_{CS} en una superred $Cu1000/[Nb400Co50]_{\times 4}/Nb400/Cu1000$ pertene-

ciente a la serie 3. Se observó una diferencia entre una $T_{CS} = 4,2\text{ K}$ medida con el magnetómetro *SQUID* y $5,9\text{ K}$ en las medidas de transporte eléctrico. Esto es razonable ya que la sensibilidad obtenida en mediciones del momento magnético en el *SQUID* es menor a la obtenida en las mediciones de resistencia eléctrica. En resumen, en todas las muestras medidas se obtuvieron las mismas T_{CS} en las mediciones de susceptibilidad alterna y magnetización no siendo así con las mediciones de resistencia. En las mediciones donde hubo diferencia en la T_{CS} medida, la T_{CS} obtenida era mayor en la medición por resistencia. En conclusión, las mediciones por transporte eléctrico proveen una mayor sensibilidad en la medición de la transición superconductora.

Si se comparan la T_{CS} de los films de *Nb* de 3000\AA crecidos en las tres series se ve que caen en un rango de $1,6\text{ K}$. Esto se debe a que la T_{CS} del *Nb* es muy sensible a la concentración de impurezas presentes en la cámara en el momento de depositarlo ³.

2.3. Equipo de Medición

2.3.1. Crióstato

El equipo de medición que se utilizó para las mediciones de transporte eléctrico y susceptibilidad a.c. consta de un crióstato de diseño propio de ^4He . El rango de operaciones de temperatura está en el rango $[1,2\text{ K} - 20\text{ K}]$. Estas temperaturas son alcanzadas depositando líquidos criogénicos dentro del crióstato (N_2 líquido y ^4He líquido). El equipo posee un conjunto de 3 bobinas en el porta-muestras para la medición de susceptibilidad alterna y también un conjunto de conectores para realizar mediciones de transporte eléctrico a cuatro puntas o efecto *Hall*. El dispositivo es esquematizado en la figura 2.9.

En la figura 2.9 se ve un detalle de la camisa del crióstato la cual está inmersa en un baño de ^4He el cual a su vez lo está en un termo de N_2 líquido a 77 K . Entre los termos de ^4He y de N_2 hay una doble pared la cual sirve como aislante térmico. La radiación es blindada por el espejado de la doble pared. Antes de enfriar a 77 K se purgaba esta pared y se la dejaba en vacío con una bomba mecánica.

El tacho permite controlar la temperatura de la muestra a través del ^4He que está en su interior y una impedancia térmica de *Cu* conectada al porta-muestras. El tacho permite, por medio del bombeo del ^4He bajar la temperatura del sistema desde los $4,12\text{ K}$ del ^4He líquido hasta $1,6\text{ K}$ en el equipo utilizado.

³En la serie 1 las muestras eran sostenidas al porta-sustrato mediante una cinta conductora que no fue usada en la serie 2 y 3. Mientras que la disminución de la T_{CS} en la serie 3 se debe a haber usado *Ar* con un grado de pureza menor que en la serie 2.

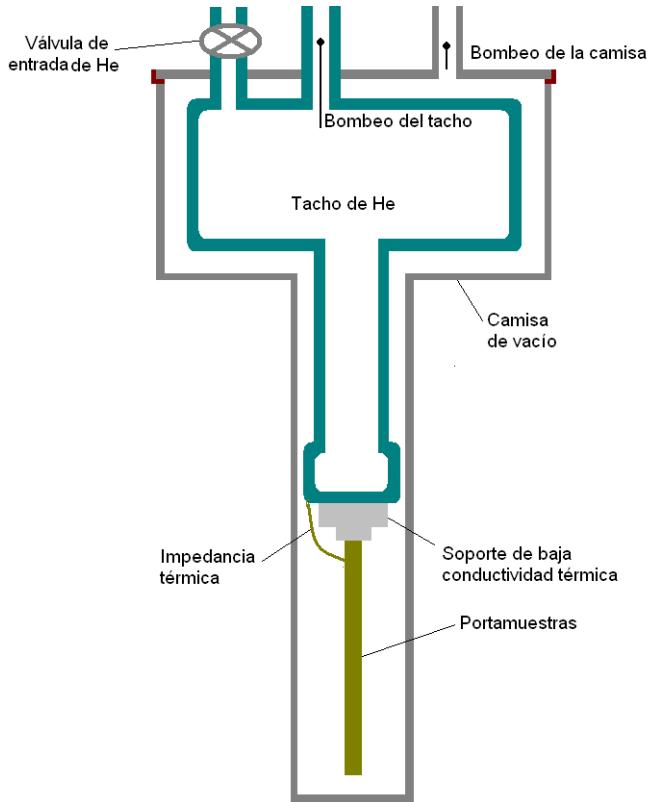


Figura 2.9: Crióstato de 4He utilizado para las mediciones de susceptibilidad alterna y transporte eléctrico.

La camisa de vacío se mantiene en un vacío de 10^{-6} Torr con una bomba difusora. Esta camisa está en contacto con el baño de 4He a $T = 4,12K$ por lo que es necesario aislar termicamente la muestra de la misma. Tal aislación se realiza por medio de un soporte de Nylon, elegido por su baja conductividad térmica. Ésto permite controlar la temperatura de la muestra con precisión del orden de 1 mK usando un calefactor solidario al porta-muestras.

Para la medición de la temperatura de la muestra se colocó un termómetro de resistencia de carbono conectado a un controlador de temperatura criogénico. Este equipo mide la variación de la resistencia eléctrica del termómetro conectado a cuatro puntas.

El campo magnético se aplica por medio de un electroimán con su núcleo compuesto de hierro, a todo el equipo de medición. Las bobinas del electroimán permiten llegar a un campo máximo de $0,9 T$. La homogeneidad de campo en la zona de ubicación de las muestras es del orden del 1 %.

2.3.2. Mediciones de susceptibilidad alterna.

La susceptibilidad magnética dc χ_{dc} es definida por $\chi_{dc} = M/H_0$ mientras que la susceptibilidad magnética alterna ac $\chi_{ac} = \partial M/\partial H_0$. Es por esto que se usa un lock-in con una pequeña señal de modulación sumada a H_0 de manera de medir la derivada de M . La medición de χ_{ac} provee información sobre la dinámica de la respuesta magnética del sistema estudiado a diferencia de la medición de la magnetización *dc* donde se ve el valor estático de M .

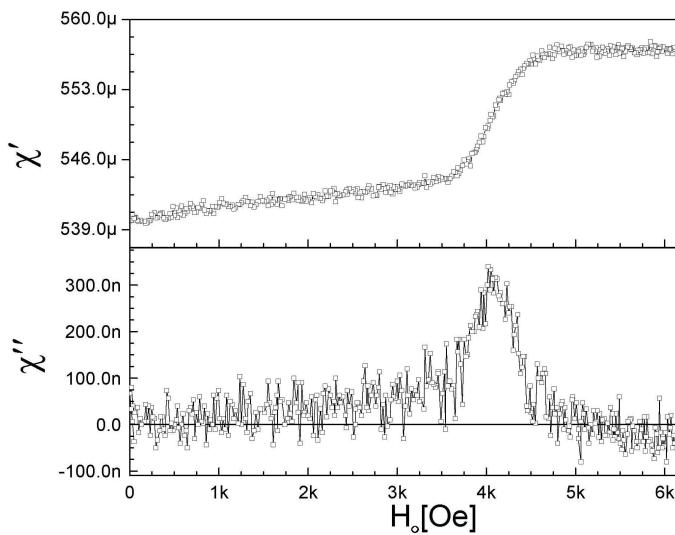


Figura 2.10: Se muestra una medición típica de χ_{ac} en función de H_0 . La componente real χ' representa la componente en fase con la señal de modulación mientras que la componente imaginaria χ'' representa la componente medida a 90° de la señal de modulación.

La susceptibilidad alterna está dada por un valor complejo $\chi_{ac} = \chi' + i\chi''$, donde la componente real χ' representa la componente en fase con la señal de modulación mientras que la componente imaginaria χ'' representa la componente medida a 90° de la señal de modulación. Se muestra una medición típica de χ_{ac} en función de H_0 en la figura 2.10. El significado físico de las dos componentes real e imaginaria de χ_{ac} es que la componente imaginaria mide la disipación de energía tomada del campo de modulación alterno mientras que la parte real refleja las propiedades de apantallamiento del campo magnético externo [42]. El valor reportado de campo crítico será aquel donde la disipación es máxima ya que provee menos error que el *onset* de la transición.

Estas mediciones se realizaron por medio de detección lock-in en fase. En la misma es necesaria una señal de modulación alterna. La señal de modulación era provista por el mismo lock-in con 1 Volt pico a pico (1 vpp) a una frecuencia de 10 KHz. Esta señal eléctrica se convertía en magnética, mediante una bobina, a un

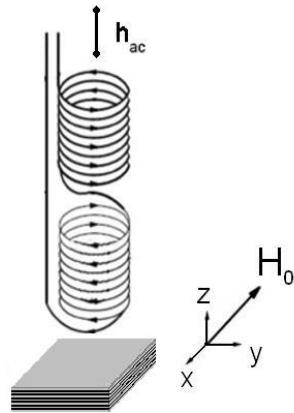


Figura 2.11: Disposición del campo magnético alterno h_{ac} utilizado para proveer la señal de modulación necesaria para la detección lock-in. El campo magnético H_0 era provisto por un electroimán externo al equipo y se podía rotar en el plano $y - z$. Se disponía de dos bobinas en una configuración de gradiómetro de 1^{er} orden para la etapa de detección.

campo magnético alterno h_{ac} de la misma frecuencia que la señal que lo generaba.

Para la etapa de detección de la respuesta magnética del sistema se disponían dos bobinas en una configuración de gradiómetro de primer orden tal como se puede observar en la figura 2.11. La muestra se acercaba lo más posible a la bobina inferior de dicha figura. De esta manera el desbalance entre las dos bobinas era el máximo posible pudiéndose obtener la mayor sensibilidad. En ausencia de muestra estas bobinas deberían estar perfectamente balanceadas, es decir el flujo neto debería ser cero a través de ellas y por tanto ver una señal nula en el lock-in.

Capítulo 3

Campos críticos

En este capítulo se expondrán los resultados de mediciones del campo crítico superior en función de T con el campo aplicado en diferentes direcciones con respecto a la superficie de la superred. Las propiedades de la superred dependen fuertemente de la dirección del campo magnético aplicado debido a la anisotropía que las caracteriza.

El acople entre los *films* superconductores se estudió para diversos espesores de capa de *Co* a través de la dependencia del campo crítico superior con T y el ángulo formado entre la superficie de la superred y el campo aplicado. Esto permitió explorar el carácter del acople a través de dos comportamientos, el modelo de Tinkham para *films* desacoplados y el de Lawrence y Doniach para *films* superconductores acoplados.

También se mostrarán mediciones en superredes desacopladas donde no se observa una transición a un estado de resistencia cero para espesores de *Co* mayores a 50 Å, lo que no permitió realizar mediciones de corriente crítica en esas muestras.

3.1. *Films* superconductores desacoplados.

En un *film* superconductor las propiedades que lo caracterizan dependen fuertemente de la dirección del campo magnético aplicado y el campo crítico superior no es la excepción. A través de mediciones de éste en función de T se obtiene la longitud de coherencia superconductora ξ y su dependencia en temperatura, a partir de las expresiones vistas en la sección 1.2.3. En las mismas se obtuvo por un lado que H_{c2} en la dirección perpendicular ($H_{c2\perp}$) no depende del espesor del *film* (t_{Nb}), siendo inversamente proporcional a ξ^2 . Por otro lado, si H es aplicado en la dirección paralela el espesor del *film* (si $t_{Nb} < \xi$) impone una cota máxima para el core del vórtice ($\sim \xi$), resultando en una dependencia de $H_{c2//}$ inversamente proporcional a $t_{Nb} \xi$. Esta diferencia en la dependencia de H_{c2} con ξ produce que su dependencia con T

sea diferente si el campo está aplicado en la dirección paralela o en la perpendicular.

En la próxima sección se mostrarán resultados donde se aplicarán las ecuaciones obtenidas para un sólo *film* a un conjunto de *films* superconductores que se suponen desacoplados interespaciados por *films* de 100 Å de *Co*.

3.1.1. Campo crítico superior en una superred $[Co100Nb440]_{\times 6}$.

El campo crítico superior de una superred $[Co100Nb440]_{\times 6}$ ¹ se midió a través de susceptibilidad a.c. según se describió en la sección 2.3.2, con la dirección del H aplicado en la dirección paralela y perpendicular al plano del film, tal como se muestra en la figura 3.1.

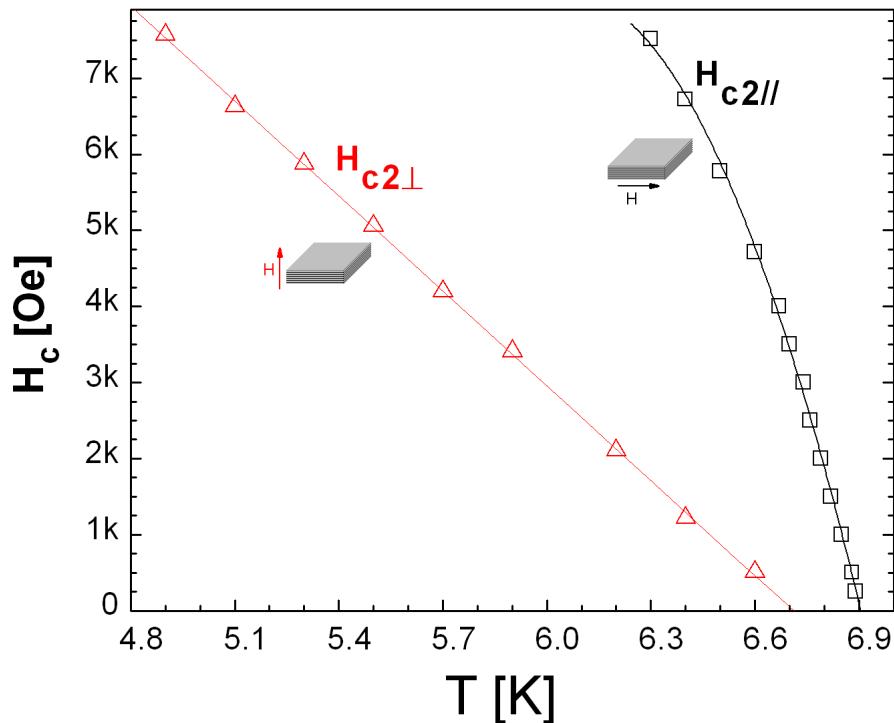


Figura 3.1: H_{c2} vs. T con el campo magnético aplicado en la dirección paralela y perpendicular a la superficie de una superred $[Co100Nb440]_{\times 6}$ medida por susceptibilidad a.c.. Se observa una dependencia lineal con T en la dirección perpendicular y tipo raíz cuadrada en la dirección paralela.

En la dirección perpendicular se observa una dependencia lineal con la temperatura. Por medio de un fiteo lineal a esta dependencia y con la ayuda de la expresión 1.21 se obtiene un valor de $\xi_{(0)} = (100 \pm 3)$ Å. A partir de este resultado se puede obtener de la ecuación 1.22 el valor del espesor del film “superconductor” (t_{eff})

¹Esta muestra no pertenece a las series descriptas en el capítulo 2

resultando $t_{eff} = (380 \pm 10) \text{ \AA}$. Este valor coincide con el valor nominal de cada *film* de *Nb* ($t_{Nb} = 440 \text{ \AA}$) indicando que la superred $[Co100Nb440]_{\times 6}$ actúa como un conjunto de *films* superconductores independientes. Si las capas estuviesen acopladas se tendría que obtener un espesor t_{eff} comparable a la suma de los espesores de todos los *films* superconductores ($t_{Nb} \times 6 \approx 2600 \text{ \AA}$). O sea que las capas de *Co* son tan gruesas que se pierde la coherencia entre los diferentes *films* superconductores por lo que actúan como desacoplados.

En la figura 3.1 se observa que las extrapolaciones de $H_{c2//}$ y $H_{c2\perp}$ cuando $H \rightarrow 0$ no coinciden, con una diferencia en temperatura $\Delta T \approx 0,2 K$ entre ellas. Esta diferencia no puede ser debida a los *films* superconductores ya que a campo magnético nulo las dos extrapolaciones tendrían que ser T_{CS} . Una posible causa serían las corrientes de Foucault debido al *Co*, pero son despreciables por el pequeño valor de la frecuencia del campo alterno utilizado para las mediciones ($f = 10 \text{ kHz}$). Otro factor a tener en cuenta son los campos dispersos de los *films* ferromagnéticos, aunque estos últimos toman valores de aproximadamente 20 *Gauss* y sería necesaria una corrección del orden de 900 *Gauss* para una coincidencia en las dos extrapolaciones. Por otro lado, si se recuerda que se definió el valor del campo crítico superior como aquél donde la parte imaginaria de la susceptibilidad era máxima puede ser que la penetración del campo magnético en las dos geometrías de campo aplicado sean diferentes. Si se define el campo crítico donde la transición superconductora empieza a tener lugar, comenzando en el estado normal y disminuyendo el valor de H , las temperaturas de extrapolación a $H = 0$ coinciden dentro del error experimental.

3.1.2. R vs. T en superredes con $t_{Co} > 50 \text{ \AA}$.

Se muestra en la figura 3.2 a) y b) mediciones de R vs. T con campo magnético aplicado nulo en superredes $Cu1000/[Nb400Co50]_{\times 4}/Nb400/Cu1000$ y $[Co75Nb200]_{\times 9}/Co75$ respectivamente.

Se observa que en ninguna de las dos superredes la R cae a cero. O sea que las capas de *Co* deprimen la superconductividad en el *Nb* tal que no hay ningún camino puramente superconductor donde pueda percolar la corriente utilizada para las mediciones de transporte eléctrico. Se puede notar la diferencia en una muestra de espesor similar medida por susceptibilidad a.c. (sección 3.1.1) donde sí se generaba un camino donde las corrientes inducidas por el campo alterno de modulación podían apantallar el campo magnético. Este camino es diferente en los dos casos, en transporte eléctrico se tiene que formar entre los contactos de medición mientras que en las mediciones de susceptibilidad a.c. alcanza con que haya pequeños volúmenes de forma arbitraria donde se generen las corrientes de apantallamiento. Además la transición podría ser tan ancha que sería necesario disminuir a temperaturas más

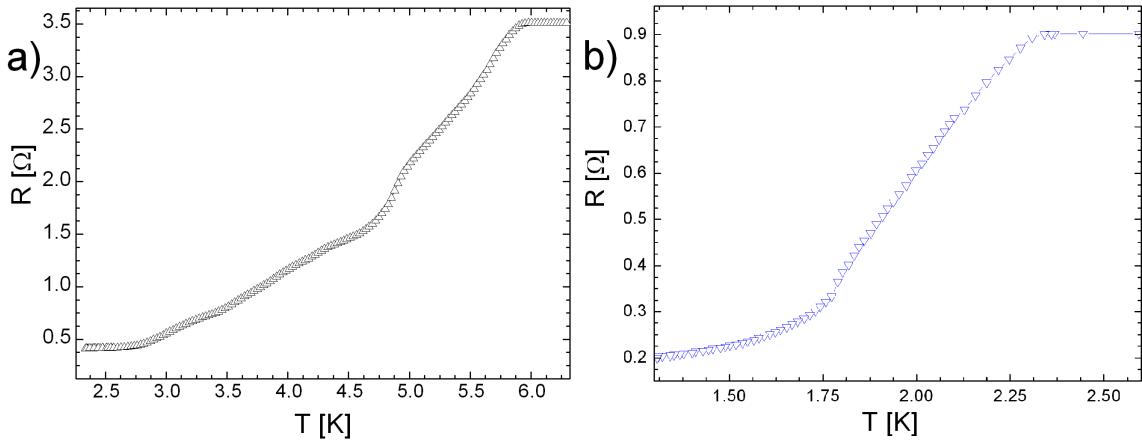


Figura 3.2: *a*: R vs. T con campo magnético aplicado nulo en una superred $Cu1000/[Nb400Co50]_4/Nb400/Cu1000$. *b*: R vs. T con campo magnético aplicado nulo en una superred $[Co75Nb200]_9/Co75$. En los dos casos no se observa un estado de resistencia cero.

bajas para poder observar la transición a un estado de resistencia nula.

Al aplicar campo magnético en estas muestras se observaba que la transición se desplazaba hacia temperaturas más bajas. Además, si se modificaba el valor de la corriente no se observaba una modificación de las mediciones. En resumen, como sólo se veía un comportamiento óhmico no fue posible realizar medidas de corriente crítica en muestras con $t_{Co} > 50 \text{ \AA}$.

3.2. ¿Films superconductores acoplados?.

De acuerdo a lo realizado en un trabajo anterior en el laboratorio por Montón *et al* [8] se sabe que hay dos tipos de comportamiento magnético de las capas ferromagnéticas en las superredes estudiadas. Para $t_{Co} < 10 \text{ \AA}$ los *films* de *Co* no presentan ferromagnetismo mientras que para espesores mayores sí lo hace. En este último grupo los campos dispersos de las capas de *Co* afectan la respuesta de los *films* superconductores. Se realizaron estudios en los dos grupos de muestras por medio de mediciones de expulsión del flujo magnético en función del campo magnético aplicado a T constante en un SQUID *dc*. Allí se determinó que las capas de *Co* siempre desacoplan los *films* superconductores independientemente del t_{Co} .

De manera de entender mejor por qué se produce este desacople de las capas superconductoras para superredes con $t_{Co} < 10 \text{ \AA}$, en este trabajo se estudió el borde del diagrama de fases H vs. T por medio de mediciones del campo crítico superior en función de temperatura de forma similar a lo realizado en la sección 3.1.1.

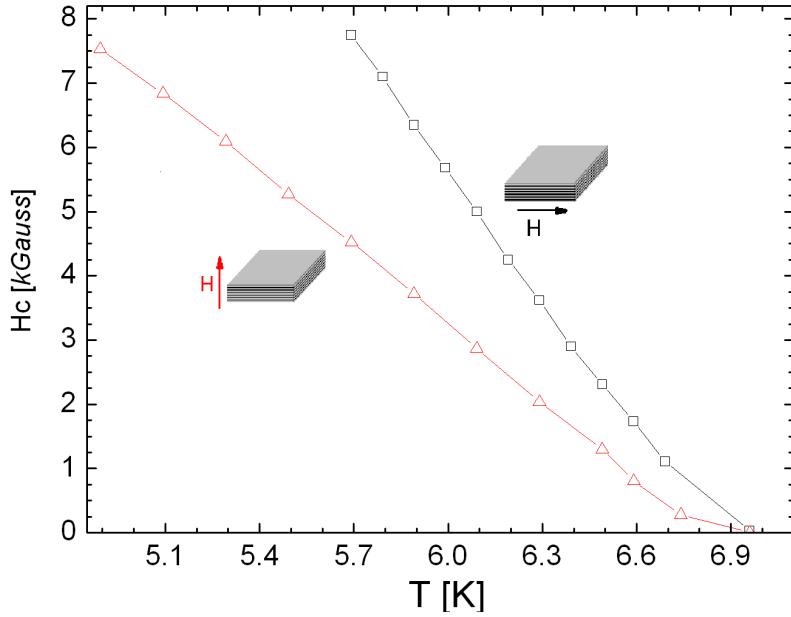


Figura 3.3: Campo crítico superior para campo magnético aplicado en la dirección paralela y perpendicular a la superficie de una superred $Co_7/[Nb440Co7]_{\times 6}$ obtenido por susceptibilidad a.c.. Se observa una dependencia lineal con T en las dos direcciones de campo aplicado (salvo $T \rightarrow T_{CS}$).

En la figura 3.3 se muestran los resultados de mediciones del campo crítico superior en función de T en una superred $Co_7/[Nb440Co7]_{\times 6}$ ². El campo magnético era aplicado en la dirección paralela y perpendicular a la superficie de la *superred*. En las dos geometrías se observan dependencias lineales con la temperatura (salvo $T \rightarrow T_{CS}$). Por el mismo método que para la superred $[Co100Nb440]_{\times 6}$ y con la ayuda de la expresión 1.21 se obtuvo $\xi_{(0)} = (105 \pm 4) \text{ \AA}$. El valor de $\xi_{(0)}$ obtenido en esta superred está de acuerdo con los resultados obtenidos en la referencia [8] en superredes similares a las presentadas en este trabajo.

En la dirección paralela no hay una dependencia con la temperatura tipo raíz cuadrada como en la superred $[Co100Nb440]_{\times 6}$ sino que es lineal con la temperatura (salvo $T \rightarrow T_{CS}$). Debe recordarse que en un *film* con espesor menor que la longitud de coherencia, los vórtices no pueden tener un tamaño mayor que t_{Nb} debido a las superficies del *film*, lo que determina la dependencia en T del campo crítico superior. O sea que la dependencia lineal en temperatura puede estar indicando que las superficies de los *films* superconductores no están limitando el tamaño de los vórtices, que es lo mismo que decir que los *films* superconductores están acoplados. Por otra parte podría ser que esta dependencia en la dirección paralela se deba a la existencia de superconductividad de superficie [20], la cual se nuclea en un campo H_{c3}

²Esta muestra no pertenece a las series descriptas en el capítulo 2

y depende linealmente con T (sección 1.2.4). De los resultados obtenidos en la figura 3.3 se obtuvo $H_{c3} = (1,74 \pm 0,03) H_{c2\perp}$. A pesar de ser aproximadamente igual al valor teórico predicho para la superconductividad de superficie no es determinante para distinguir entre las dos situaciones posibles: acople de los *films* superconductores o superconductividad de superficie.

Para poder distinguir entre las dos situaciones posibles se puede estudiar la dependencia del campo crítico superior con el ángulo formado entre la superficie de la superred y el campo magnético aplicado. Esta dependencia angular es diferente en las dos situaciones mencionadas: Si fuese superconductividad de superficie se debería observar una dependencia angular con una cúspide, tal como la dependencia angular de H_{c2} predicha por Tinkham para un *film* delgado con espesor $d \ll \xi_0$:

$$\left| \frac{H_{c2}(\theta) \sin \theta}{H_{c2\perp}} \right| + \left(\frac{H_{c2}(\theta) \cos \theta}{H_{c2//}} \right)^2 = 1, \quad (3.1)$$

donde θ es el ángulo formado entre la superficie de la superred y la dirección del campo magnético aplicado (ver figura 3.4(a)).

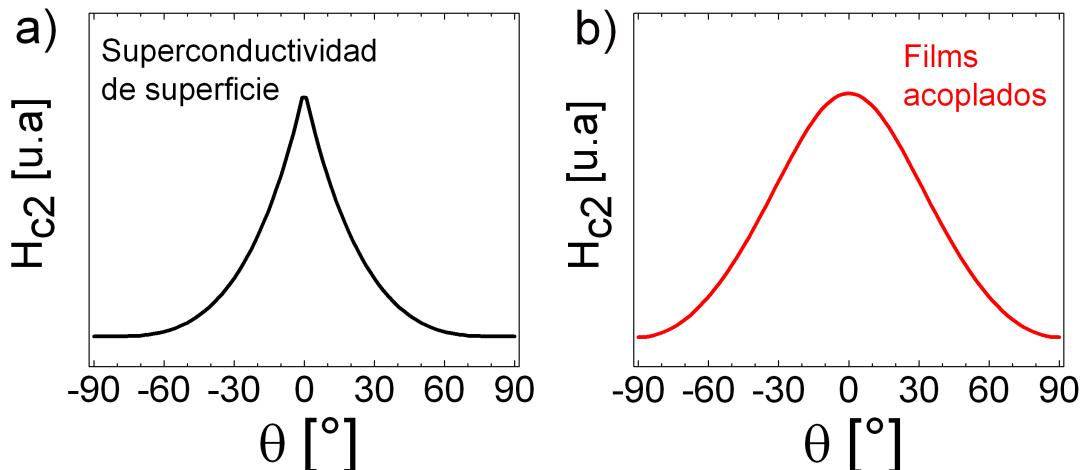


Figura 3.4: Dependencia angular del campo crítico para *a*: un film delgado con $d \ll \xi_0$. *b*: Una superred con anisotropía acoplada a través del efecto Josephson.

En la segunda situación si los *films* estuviesen acoplados se espera una dependencia angular más suave con θ como predijeron Lawrence y Doniach [43] y Kats [44]. Su teoría parte de modelar la superred como un conjunto de *films* superconductores apilados 2D, acoplados a través del efecto Josephson. Ellos obtuvieron la siguiente forma para el campo crítico superior:

$$H_{c2}(\theta) = \frac{H_{c2//}}{(\cos^2 \theta + a^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}, \quad (3.2)$$

donde $a = \frac{H_{c2//}}{H_{c2\perp}}$ es el coeficiente de masa anisotrópica que indica la anisotropía de la superred. Se muestran en la figura 3.4 los dos comportamientos. En la figura 3.4 a) se observa que en $\theta = 0$ existe una cúspide a diferencia de la figura 3.4 b) donde se observa una dependencia suave con el ángulo.

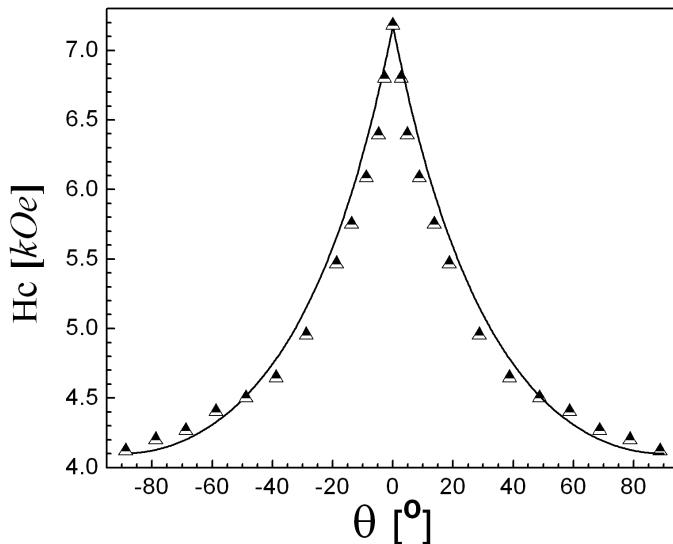


Figura 3.5: Dependencia angular del campo crítico superior medido a través de susceptibilidad a.c. para una superred $Co7/[Nb440Co7]_{\times 6}$ a $T = 5,8 K$. La cúspide en $\theta = 0$ indica un comportamiento como el predicho por Tinkham para *films* delgados. En línea sólida se observa la regresión lineal a partir de la expresión 3.1.

En la figura 3.5 se muestra la dependencia angular del campo crítico medido por susceptibilidad a.c. en una superred $Co7/[Nb440Co7]_{\times 6}$ a $T = 5,8 K$. Se observa una cúspide para $\theta = 0$ confirmando la existencia de superconductividad de superficie. Se muestra en linea sólida el fiteo con la expresión de Tinkham (ecuación 3.1).

3.2.1. Superconductividad de superficie.

Debido al efecto no deseado de superconductividad de superficie explicado en la sección anterior y como intento de hacerla desaparecer se procedió a crecer una segunda serie de muestras según se describió en la sección 2.1.2 depositándoles 50 Å de *Co* como capas *buffer* y de cobertura. Estas capas adicionales producen efectos espúreos como el efecto de campo disperso que afecta al estado superconductor [8] y una señal ferromagnética mayor que la proveniente de los films interiores de la superred como se describió en la sección 2.2.2. En esta segunda serie de muestras también se decidió explorar el efecto de variar el espesor de los *films* de *Nb* por lo que se realizaron films con 200 Å de espesor.

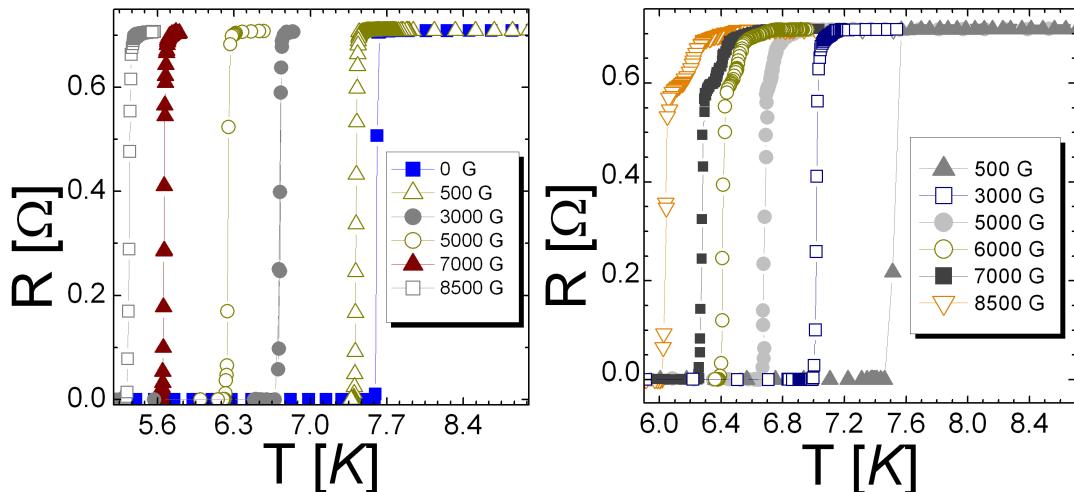


Figura 3.6: R vs. T a diferentes valores de campo magnético aplicado en *a*: La dirección perpendicular y *b*: paralela a la superficie de una superred $\text{Co50}/[\text{Nb200Co7}]_{12}/\text{Nb200}/\text{Co50}$.

Se midió R vs. T en una muestra $\text{Co50}/[\text{Nb200Co7}]_{12}/\text{Nb200}/\text{Co50}$ por transporte eléctrico³ con el campo aplicado en la dirección paralela y perpendicular a la superficie de la superred. El procedimiento de medición era situarse a $T > T_{\text{Cs}}$ y entonces aplicar un dado valor de H . Luego se disminuía T a medida que se medía V . La intensidad de corriente para la medición era $1 \mu A$ midiendo a través de la técnica de cuatro puntas. Los resultados de tales mediciones se muestran en la figura 3.6.

Cuando el campo está aplicado en la dirección perpendicular se observa que la transición superconductora es abrupta. Esta característica de la transición es observada en todo el rango de valores de campo magnético explorado, lo que indica que la transición observada es debido a la nucleación de la superconductividad en todo el material superconductor.

En cambio, en la dirección paralela se observa una doble transición al ir disminuyendo T . A medida que se aumenta el valor de H aplicado esta doble transición aumenta su extensión en T . Una posible causa de esta doble transición sería inhomogeneidades en la muestra aunque esto es poco probable ya que en ese caso tendría que observarse algún signo de tal inhomogeneidad en la dirección perpendicular también.

Por otra parte, sería posible que las muestras sigan presentando superconductividad de superficie. De ser así el *onset* de la transición al ir disminuyendo T

³Las mediciones de transporte eléctrico fueron realizadas en una muestra macroscópica mientras se optimizaba el procedimiento de fabricación de un *pattern* mesoscópico para realizar mediciones de corriente crítica

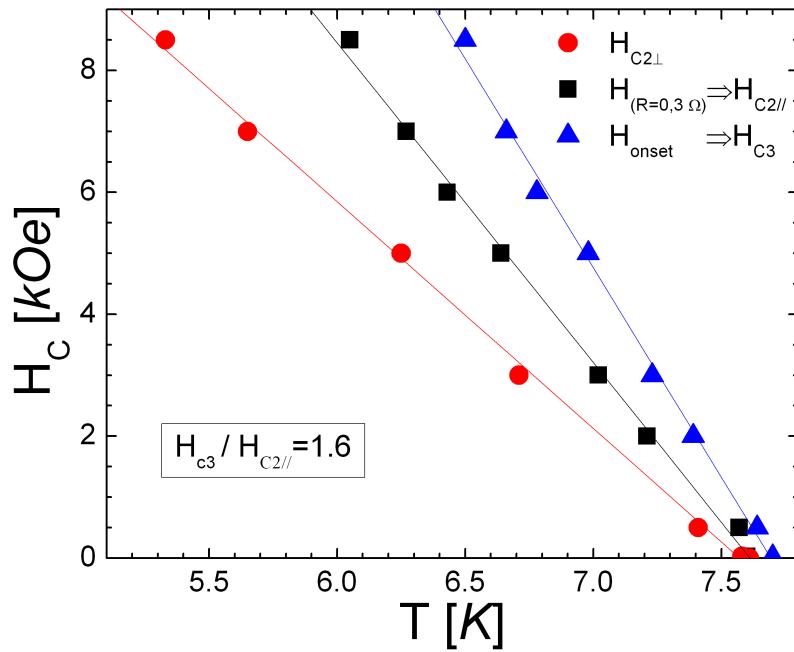


Figura 3.7: Campos críticos obtenidos por $R vs. T$ con campo magnético aplicado en la dirección perpendicular y paralela. En la dirección paralela se identificó la doble transición mostrada en la figura 3.6 (b) como la debida a superconductividad de superficie y la transición *bulk* de la superred.

correspondería al comienzo de la formación de la superconductividad en las superficies mientras que la transición que concluye en resistencia nula sería la transición superconductora de todo el material superconductor de la superred. Con el objeto de verificar esta hipótesis se graficó el comienzo del *onset* y el valor del campo crítico cuando R era la mitad de la resistencia en el estado normal ($R = 0,3 \Omega$) en función de T tal como se muestra en la figura 3.7. En dicha figura también se muestra $H_{c2\perp} vs. T$.

Al calcular el cociente del campo crítico definido por el *onset* de la transición de la figura 3.6 a) y el valor del campo crítico como aquel definido en la mitad de la transición ($R = 0,3 \Omega$) de la figura 3.6 b) se obtiene un cociente de $\sim 1,6$. Este valor es similar al predicho para la existencia de superconductividad de superficie ($H_{c3} = 1,695 H_{c2}$).

Como consecuencia del cociente obtenido se puede identificar el campo crítico definido por el *onset* como H_{c3} y el campo crítico definido por el valor a media altura ($R = 0,3 \Omega$) como $H_{c2//}$. De forma similar a la superred $Co7/[Nb440Co7]_{\times 6}$ se midió $R vs H$ con H aplicado en diferentes direcciones con respecto a la superred. La dependencia angular de H_{c3} debería ser similar a la predicha por Tinkham (ecuación 3.1). En el caso de $H_{c2//}$, su dependencia angular dará información sobre el comportamiento del acople de los *films* superconductores. Se muestra en la figura

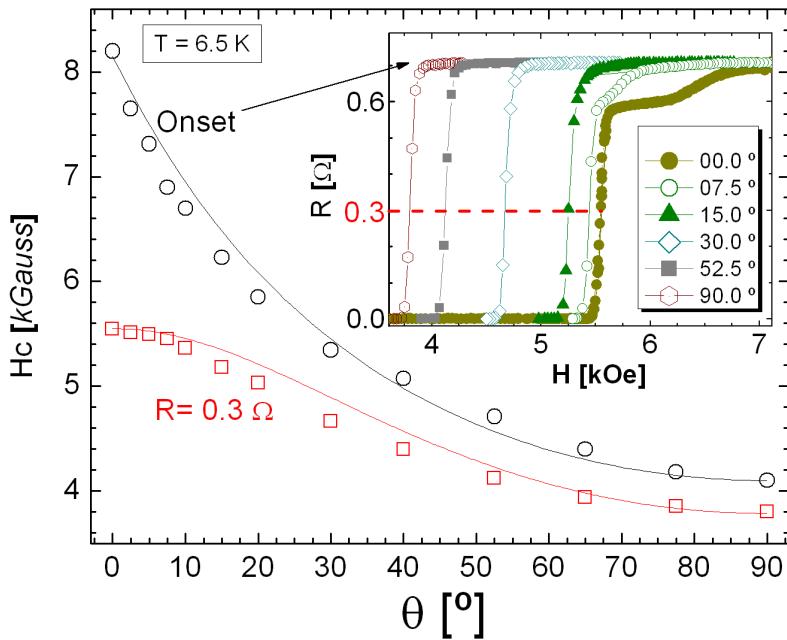


Figura 3.8: Dependencia angular de H_{c2} y H_{c3} para una superred $Co50/[Nb200Co7]_{12}/Nb200/Co50$. En líneas sólidas se ve el fiteo con las expresiones de Lawrence y Doniach y Tinkham. En el *inset* se observan las curvas R vs H a diferentes ángulos.

3.8 la dependencia angular obtenida de los dos campos críticos (H_{c3} y $H_{c2//}$).

En el *inset* de la figura 3.8 se pueden observar las curvas R vs H obtenidas a diferentes valores de θ . En estas se ve que a medida que se aumenta θ la doble transición disminuye su extensión en campo magnético hasta desaparecer en la dirección perpendicular.

En la figura 3.8 H_{c3} muestra una cúspide en $\theta = 0$ similar a la dependencia angular predicha por Tinkham (ecuación 3.1) mientras que $H_{c2//}$ muestra un comportamiento suave similar al predicho por Lawrence y Doniach (ecuación 3.2) lo que parece indicar que los *films* superconductores están acoplados. Este resultado estaría en desacuerdo con resultados previos de Monton *et al* [8] en una superred con el mismo t_{co} . Es probable que se esté en el límite de acoplamiento para este espesor, $t_{Co} = 7 \text{ \AA}$.

Efecto de *films* externos de Cu sobre la superred.

Con el objeto de evitar la aparición de superconductividad de superficie, se creó una serie de superredes con *films* de *Cu* de 1000 \AA de espesor en los dos extremos. Estos hacen que desaparezca la superconductividad de superficie como se reportó en la referencia [48].

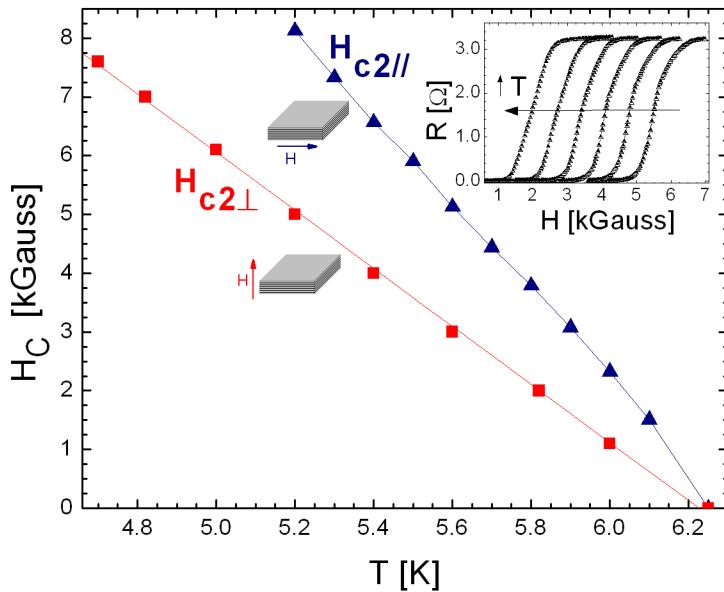


Figura 3.9: H_{c2} vs. T en una superred $Cu1000/[Nb400Co7]_{\times 4}/Nb400/Cu1000$ con campo magnético aplicado en la dirección paralela y perpendicular a la superficie del *film* medidas a través de transporte eléctrico. *Inset:* R vs. H a temperaturas entre $5,6\text{ K}$ y $6,1\text{ K}$ de a pasos de $0,1\text{ K}$ con el campo aplicado en la dirección paralela.

Se midió la dependencia en temperatura del campo crítico superior a través de mediciones de transporte eléctrico en una superred $Cu1000/[Nb400Co7]_{\times 4}/Nb400/Cu1000$, figura 3.9. En el *Inset* de dicha figura se muestran diferentes curvas R vs. H en la dirección paralela. Se puede observar un corrimiento de la transición hacia temperaturas menores a medida que se aumenta el valor de H en las dos direcciones de campo aplicado. Es importante notar que no aparece más una doble transición sino que aparece solamente una transición. Partiendo de la base de que la doble transición se debía a la existencia de superconductividad de superficie una sola transición indicaría acople de los *films* superconductores. Se puede ver en la figura 3.9 que la dependencia en T de $H_{c2//}$ es lineal salvo en temperaturas cercanas a T_{CS} . Esto puede estar indicando que las capas están acopladas aunque sería necesario medir la dependencia angular de $H_{c2//}$ ⁴.

Como consecuencia del análisis del acople realizado en las superredes $Co7/[Nb440Co7]_{\times 6}$ y $Cu1000/[Nb400Co7]_{\times 4}/Nb400/Cu1000$ se tienen indicios que el límite entre capas acopladas y desacopladas de Nb se produce alrededor de $t_{Co} = 7\text{\AA}$. Sería necesario realizar medidas en diferentes t_{Co} de manera de

⁴Mediciones hechas por G. Grinblat durante la escritura de esta tesis indican que esta superred tiene una dependencia angular tipo Tinkham de acuerdo a la expresión 3.1, lo que indica que es necesario un estudio más exhaustivo.

confirmar este resultado.

Capítulo 4

Corrientes críticas

En este capítulo se expondrán los resultados sobre el estudio de la densidad de corriente crítica J_c vs. T y H en superredes de Nb/Co . Se estudió J_c con dos métodos: por mediciones de magnetización (M) cuando el estado crítico está desarrollado y por mediciones de transporte eléctrico cuando los vórtices se empiezan a mover.

Las medidas de M se realizaron en ciclos de campo magnético entre un valor máximo de 500 *Gauss* y mínimo de -500 *Gauss* a temperatura constante ($T = 2\text{ K}$), por medio de un magnetómetro *SQUID*. A partir de estas mediciones y de la relación entre J_c y M que predice el modelo de Bean para un paralelepípedo [52], se calculó J_c vs. H en superredes con un espesor de Nb igual a 200 \AA ($t_{Nb} = 200\text{ \AA}$) y diferentes espesores de Co ($t_{Co} = 7, 10$ y 15 \AA).

Las medidas de transporte eléctrico fueron llevadas a cabo en un *pattern* realizado por técnicas litográficas. El mismo se diseño de manera de medir la diferencia de potencial con la máxima densidad de corriente J aplicada sin producir calentamiento en la muestra. Durante las mediciones, J circulaba paralela al plano del *film*. Se definió el valor de densidad de corriente crítica J_c como aquella para la que la tensión medida era de $0,5\text{ }\mu\text{V}$. Estas mediciones se realizaron en una superred de 5 capas de Nb con $t_{Nb} = 400\text{ \AA}$ interespaciadas con capas ferromagnéticas de Co con $t_{Co} = 7\text{ \AA}$. Además, a la superred se le agregaron *films* externos de Cu de espesor igual a 1000 \AA como se explicó en la sección 2.1.2.

4.1. Propiedades de un vórtice y de la red de vórtices.

4.1.1. Estructura de un vórtice.

Como se dijó en la sección 1.2.4, un superconductor tipo II en la región de campos entre H_{C1} y H_{C2} presenta el “estado mixto”, que se caracteriza por la presencia de

vórtices. Ellos pueden ser pensados como “tubos de flujo magnético”, los cuales dejan penetrar una cierta cantidad de flujo magnético dentro del material. Dicha cantidad está bien definida y se la denomina un cuanto de flujo ϕ_0 ($\phi_0 = 2 \cdot 10^{-7} \text{Gauss cm}^2$).

En esta sección se explicarán las principales características de un vórtice y en particular, como es el parámetro de orden superconductor y la distribución de campos y corrientes en la zona próxima a un vórtice.

Considérese un superconductor tipo II infinito en el que se cumple $\lambda \gg \xi$. En este superconductor se tiene un vórtice centrado en el origen con su eje localizado en el eje z . Dentro de la aproximación utilizada, se puede tratar el parámetro de orden ψ como una constante a una distancia mayor que ξ del centro del vórtice y la relación de London (ecuación 1.4) puede ser aplicada en toda esa región, es decir, en todo el espacio a excepción de las cercanías del *core* del vórtice. Si queremos considerar la distribución de campo magnético en todo el espacio para el caso $\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \rightarrow \infty$ es necesario una corrección a la ecuación de London en la forma:

$$\nabla^2 \mathbf{h}_{(\mathbf{r})} - \mathbf{h}_{(\mathbf{r})}/\lambda^2 = \phi_0 \delta_{(z)} \hat{\mathbf{z}}, \quad (4.1)$$

donde $\delta_{(z)}$ considera la presencia de un vórtice con su eje en el eje z . La solución a la ecuación 4.1 está dada por [53]:

$$\mathbf{h}_{(\mathbf{r})} = \frac{\phi_0}{2\pi\lambda^2} K_{0(r/\lambda)} \hat{\mathbf{z}}, \quad (4.2)$$

donde $K_{0(r/\lambda)}$ es la función de Hankel de orden cero. El comportamiento de $\mathbf{h}_{(\mathbf{r})}$ expresado en la ecuación 4.2 presenta simetría de rotación alrededor del eje z , por lo que $\mathbf{h}_{(\mathbf{r})} = h_{(r)} \hat{\mathbf{z}}$. Si ahora se quiere calcular ψ , se deben usar las ecuaciones de Ginzburg-Landau vistas en la sección 1.2.3. Por medio de ellas, se llega a un valor de ψ [53]:

$$\psi \approx \psi_\infty \tanh(r/\xi), \quad (4.3)$$

donde ψ_∞ es el valor de ψ a una distancia $r \gg \xi$.

En la figura 4.1 a) se esquematiza un vórtice como un “tubo de flujo magnético” de radio ξ . Alrededor del vórtice circula J que da lugar al campo magnético microscópico $h_{(r)}$. En la figura 4.1 b) se puede ver el comportamiento de $h_{(r)}$ y de $\psi_{(r)}$ según las expresiones 4.2 y 4.3 respectivamente.

Por último, se verá la energía libre por unidad de longitud ϵ asociada a un vórtice. Despreciando la región donde $r < \xi$, sólo se tienen las contribuciones de $h_{(r)}$ y la energía cinética de las corrientes:

$$\epsilon = \frac{1}{8\pi} \int (h^2 + \lambda^2 |\nabla \times h|^2) d\mathbf{S}. \quad (4.4)$$

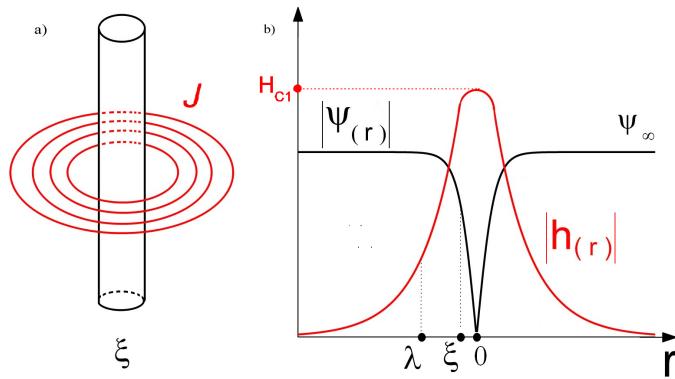


Figura 4.1: a) Un vórtice puede ser visto como un “tubo de flujo magnético” de radio λ . Se muestra la corriente J que circula alrededor del vórtice. J decrece en intensidad en una distancia característica λ . b) $h_{(r)}$ y $\psi_{(r)}$ vs. r . Se muestran las distancias características de variación de cada magnitud. ψ_∞ es el parámetro de orden a una distancia $r \gg \xi$.

A través de una forma aproximada de la expresión 4.2 se llega a una expresión para la energía libre por unidad de longitud [54]:

$$\epsilon = \frac{H_c^2}{8\pi} 4\pi \xi^2 \ln k. \quad (4.5)$$

donde $\frac{H_c^2}{8\pi}$ es la densidad de energía por unidad de volumen que se pierde al tener un material en el estado normal en lugar de en el estado superconductor y se la denomina “energía de condensación”.

En esta sección se vieron propiedades de un vórtice en un superconductor tipo II infinito en la aproximación $\lambda \gg \xi$ ($\kappa \gg 1$). En los superconductores no aparece un sólo vórtice, sino que superado H_{C1} se genera un número $n \approx B/\phi_0$ de ellos.

4.1.2. Interacción entre vórtices.

Para estudiar la interacción entre vórtices se puede considerar un superconductor tipo II infinito con dos vórtices dentro de él. Si se supone estar en la aproximación de $\kappa \gg 1$, es posible utilizar superposición para el cálculo de los campos. De este modo, el campo magnético total $\mathbf{h}_{(\mathbf{r})}$ será:

$$\mathbf{h}_{(\mathbf{r})} = \mathbf{h}_{1(\mathbf{r})} + \mathbf{h}_{2(\mathbf{r})} \quad (4.6)$$

donde $\mathbf{h}_{1(\mathbf{r})}$ y $\mathbf{h}_{2(\mathbf{r})}$ son los campos magnéticos microscópicos de cada uno de los vórtices situados en las posiciones \mathbf{r}_1 y \mathbf{r}_2 respectivamente. La energía puede ser calculada de forma similar a lo realizado con ϵ . De este modo el incremento en la energía libre ΔF que se produce en un superconductor al tener dos vórtices es:

$$\Delta F = \frac{\phi_0}{8\pi} [h_1(r_1) + h_1(r_2) + h_2(r_1) + h_2(r_2)] \quad (4.7)$$

$$\Delta F = 2 \left[\frac{\phi_0}{8\pi} h_1(r_1) \right] + \frac{\phi_0}{4\pi} h_1(r_2) \quad (4.8)$$

donde para pasar de la ecuación 4.7 a la 4.8 se agruparon términos debido a la simetría del problema. A partir de la expresión 4.8, se ve que el primer término de la derecha es el doble de la energía por unidad de longitud de un vórtice. O sea, el primer término es la energía de los dos vórtices por separado y el segundo término es la energía de interacción que se está buscando, de la cual se puede calcular la fuerza de interacción entre vórtices. Omitiendo algunos pasos algebraicos se llega a que la fuerza de interacción que siente un vórtice por la presencia del otro está dada por [54]:

$$\mathbf{f} = J_s \times \frac{\phi_0}{c} \hat{\mathbf{z}} \quad (4.9)$$

donde se ve que la interacción entre vórtices siempre es repulsiva. Esta interacción es la causa de que los vórtices formen una red y debido a su interacción repulsiva, una red hexagonal. Esta minimiza la energía total del sistema por tener un parámetro de red más grande que otras redes. Debe notarse además que para $\kappa \rightarrow \infty$ el parámetro de red depende sólo del H aplicado.

La expresión 4.9 es válida en el caso que los vórtices estén lo suficientemente alejados para que el cálculo por medio de la superposición de campo de cada vórtice sea válida (ecuación 4.6). Para cuantificar esto último se definen tres regiones en el estado mixto. Si η es la densidad de vórtices, entonces:

- Si $\eta\lambda^2 \ll 1$ sólo importa la interacción a primeros vecinos de la red, ya que los vórtices están alejados a una distancia mayor que λ .
- Si $\eta\lambda^2 \gg 1$ debe considerarse la interacción con todos los vecinos de la red. Todavía es una buena aproximación olvidarse de los detalles del *core*.
- Campos cercanos a H_{c2} , donde $\eta \approx 1/\xi^2$ y los *cores* de los vórtices se empiezan a solapar. La técnica de superposición no es una buena aproximación en esta zona y la ecuación 4.9 no es válida.

4.2. Estado crítico.

4.2.1. Modelo de Bean.

Los superconductores tipo II presentan histéresis frente a la aplicación de un campo magnético y la disipación de energía debido a esto limita el potencial uso de

los superconductores tipo II en aplicaciones alternas. Una forma de estudiar dicha histéresis es utilizando el modelo de Bean [52].

Para una descripción de este modelo se puede considerar un cilindro superconductor infinito de radio R con su eje en la dirección \hat{z} . Supóngase tener un campo magnético H aplicado en la dirección del eje del cilindro como se esquematiza en la figura 4.2 a).

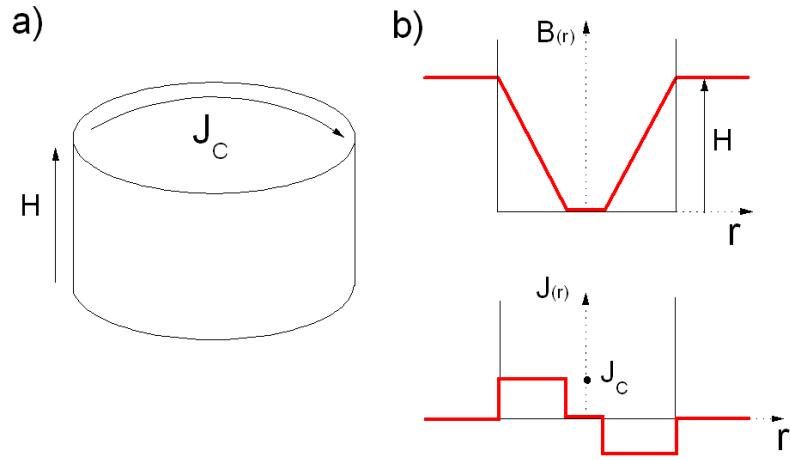


Figura 4.2: a) Cilindro infinito superconductor con una corriente superconductora circulando dentro de él de acuerdo al modelo de Bean. Existe un campo magnético externo H aplicado paralelo al eje del cilindro. b) módulo de B y J en función de la distancia r al eje del cilindro.

Dada la simetría del problema y utilizando una de las ecuaciones de Maxwell, $\nabla \times B = -\frac{4\pi}{c}J$, la componente no nula de la inducción magnética B será:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = -\frac{4\pi}{c}J_\varphi, \quad (4.10)$$

con B_z la componente de la inducción magnética en la dirección del campo aplicado y J_φ la corriente superconductora en la dirección azimutal. El modelo de Bean postula que la densidad de corriente circulando es la máxima que puede circular antes de destruir el estado superconductor. Este valor se lo denomina “densidad de corriente crítica” J_c . En el “estado crítico” circula J_c en toda la muestra, aunque puede ser en diferentes sentidos para diferentes regiones de la misma por lo que no necesariamente circula una densidad de corriente uniforme en toda la muestra. Otra hipótesis del modelo es que $|J_c|$ es constante e independiente de B . Esto implica que B penetra linealmente en el superconductor con pendiente $\frac{4\pi}{c}J_c$. En la figura 4.2 b) se muestra como es el módulo de B y de J en función de la distancia r al eje del cilindro.

La magnetización M del cilindro está relacionada con B y H a través de la relación constitutiva $B = H + 4\pi M$. Si se integra esta ecuación en todo el volumen

del cilindro se puede obtener M en función de J_c . Para ello, si se realiza un proceso ZFC en el cilindro, los valores de M y B dentro del superconductor serán nulos. Si ahora se aumenta el campo H a un valor finito, B va a penetrar dentro del cilindro, tal como se puede ver en la figura 4.3 a). Al llegar a $H = H_s = \frac{2\pi}{c} J_c R$ se alcanza un estado saturado donde no se pueden inducir más corrientes y al seguir aumentando H por encima de H_s , el valor de M será constante. H_s es el máximo campo que puede ser apantallado del centro del cilindro. Si ahora se disminuye H hasta un valor negativo se obtendrán perfiles de B como los mostrados en la figura 4.3 b). Allí se observa como al disminuir H , se generan corrientes en sentido contrario empezando por la zona externa del cilindro. En la figura 4.3 c) se esquematiza M en función de H . De este ciclo de histéresis se puede calcular J_c a partir de la diferencia entre el valor máximo y mínimo de M , obteniéndose $\Delta M = \frac{J_c R}{c}$.

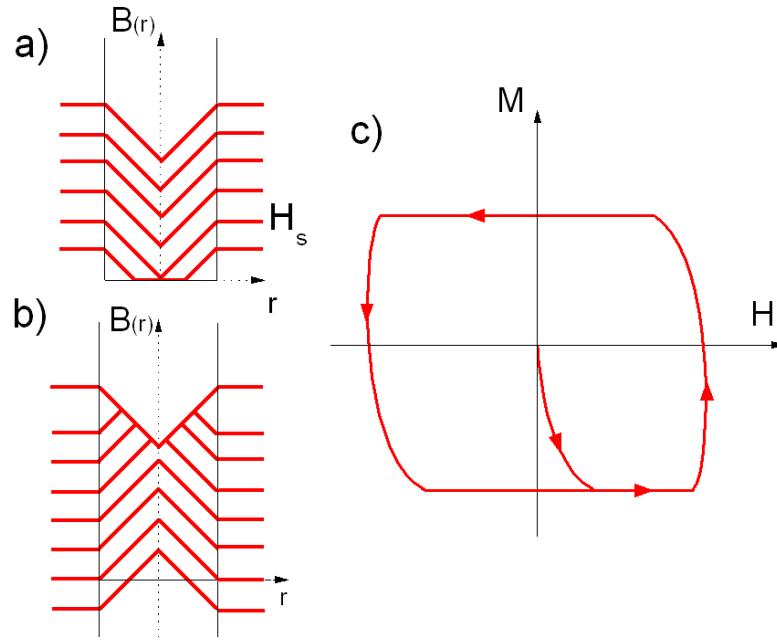


Figura 4.3: (a) Perfiles de B dentro del cilindro a medida que se aumenta H luego de un proceso ZFC . H_s es el máximo campo que puede ser apantallado del centro del cilindro. (b) Perfiles de B dentro del cilindro a medida que se disminuye H . (c) Ciclo de histéresis de M en función de H . De este ciclo de histéresis se puede calcular J_c a partir de la diferencia entre el valor máximo y mínimo de M , obteniéndose $\Delta M = \frac{J_c R}{c}$.

Por ejemplo, para un *film* rectangular con el campo magnético aplicado perpendicular a su superficie se calculó la relación entre ΔM y J_c como [56]:

$$J_c = \frac{\Delta M}{a(1 - \frac{a}{3b})}, \quad (4.11)$$

donde ΔM es la diferencia de magnetizaciones entre los dos brazos del ciclo de histéresis y a y b las dimensiones laterales del *film* con $a < b$. En la próxima sección se mostrarán mediciones de M vs. H en superredes con un espesor de *Nb* igual a 200 \AA ($t_{Nb} = 200 \text{ \AA}$) y diferentes espesores de *Co* ($t_{Co} = 7, 10$ y 15 \AA). A partir de las mismas y con la ayuda de la expresión 4.11 se calculará J_c en función de H en cada una de las muestras medidas.

4.2.2. Mediciones M vs. H a T constante.

Como se explicó al comienzo del capítulo, se realizaron ciclos de histéresis de M vs. H para $T = 2 \text{ K}$ con H variando en el rango [500 *Gauss*, -500 *Gauss*]. El campo magnético H era aplicado perpendicular a la superficie del *film*, tal como se puede ver en el *inset* de la izquierda de la figura 4.4. El procedimiento de medición consistía en enfriar hasta 2 K desde 10 K por un proceso *ZFC*. Luego se aplicaba un campo magnético de 500 *Gauss* y se medía el *loop* entre -500 *Gauss* y 500 *Gauss*.

Como se dijo en la sección 2.1.2, se disponía de superredes con espesor de *Nb* igual a 200 \AA y espesor de *Co* entre 7 y 100 \AA . Para las muestras con $t_{Co} \geq 25 \text{ \AA}$ no se observó una transición desde el estado normal al estado superconductor en el rango de temperaturas medido [$2 \text{ K} - 10 \text{ K}$]. Esto se debe a la supresión de la superconductividad del *Nb* por el ferromagnetismo del *Co*, tal como se explicó en la sección 2.2.3. Por esto, sólo se midió el ciclo de histéresis en las muestras con $t_{Co} = 7, 10$ y 15 \AA .

En la figura 4.4 se muestran las mediciones del momento magnético m vs. H en las muestras *Co50/[Nb200Co d]x12/Nb200/Co50* con $d = 7, 10$ y 15 . El momento magnético está dado por $M = m/V$ donde V es el volumen superconductor de la muestra. Como se vió en la sección precedente, existe una relación entre la diferencia de M entre los dos brazos del ciclo de histéresis y J_c que depende sólo de la geometría de la muestra. Por medio de la expresión 4.11 se calculó la J_c vs. H en las muestras donde se midió el ciclo de histéresis M vs. H . Se muestran los resultados en el *inset* de la derecha de la figura 4.4.

Se observa que a medida que t_{Co} aumenta J_c disminuye indicando la depresión de superconductividad debido a los films ferromagnéticos. Esta disminución de J_c a mayor t_{Co} es coherente con los resultados mostrados en la sección 2.2.3 sobre la disminución de T_{CS} a mayor t_{Co} .

Cabe aclarar que los resultados presentados en esta sección son la suma de contribuciones de distinto origen a la magnetización medida por el magnetómetro *SQUID*. El valor de M puede ser dividido en 5 señales diferentes: superconductora, ferromagnética y paramagnética. Por una parte, la señal en la cual se focaliza esta tesis, es la señal superconductora proveniente de los films de *Nb*. Por otra parte, se tienen

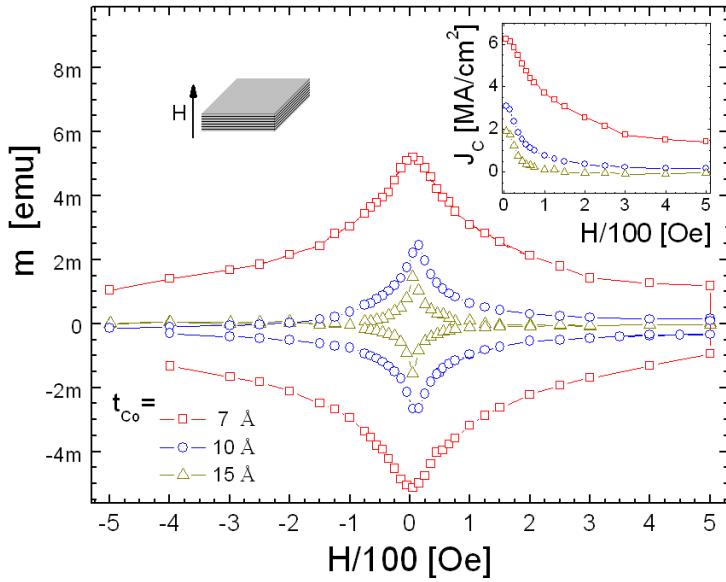


Figura 4.4: M vs. H en las muestras $Co50[Nb200Cod]_{12}/Nb200/Co50$ con $d = 7, 10$ y 15 a $T = 2\text{ K}$. *Inset izquierdo:* El campo magnético H era aplicado perpendicular a la superficie del *film*. *Inset derecho:* J_c vs. H en las muestras donde se midió el ciclo de histéresis M vs. H .

los *films* externos de *Co* de espesor igual a 50 \AA que dan una señal ferromagnética. Además, la capa muerta contribuye con una pequeña señal paramagnética (sección 2.2.2), donde la naturaleza paramagnética de la capa muerta fue determinada en un trabajo previo en el laboratorio [8]. También se tiene una señal de los *films* internos de *Co* que contribuyen de dos formas diferentes dependiendo de t_{Co} . En las muestras con *films* internos de espesor de $Co \leq 10\text{ \AA}$ proveen sólo una señal paramagnética mientras que la muestra con *films* internos de espesor de $Co = 15\text{\AA}$ proveen una pequeña señal ferromagnética sumada a la contribución paramagnética. Por último, el sustrato de *Si* aporta una señal paramagnética también.

Nótese que en los ciclos de histéresis mostrados no es observada ninguna contribución ferromagnética. Esto puede deberse a estar midiendo solamente la componente longitudinal de la respuesta magnética de la superred, donde por longitudinal se entiende la dirección del campo aplicado. Es decir, se midió en la dirección de magnetización difícil de los *films* ferromagnéticos debido a la anisotropía de forma. Además, se midió en una región de valores de H pequeños ya que el valor de H máximo alcanzado fue de 500 Gauss . En estos valores de campo magnético, M está en el plano del *film* ferromagnético por lo que no contribuye a la señal longitudinal. Se observa que los ciclos de histéresis están montados sobre una recta, debido a la contribución paramagnética que no afecta el cálculo de J_c .

En la región de valores de campo magnético medidos los campos dispersos de las

capas ferromagnéticas son considerables pudiendo afectar la respuesta superconductora de los films de Nb . Pero éstos aparecen en la dirección de magnetización fácil. Debido a estar midiendo con el campo perpendicular a la superficie de la superred (eje difícil de magnetización), los campos dispersos son chicos.

Pinning

En la respuesta J_c vs. H mostrada en el *inset* de la derecha de la figura 4.4 se observa una disminución de J_c al aumentar H . Este *anclaje* aparece principalmente por los defectos e impurezas presentes en los *films* de Nb .

Bulaevskii *et al* han predicho teóricamente que en este tipo de superredes debería observarse *pinning* magnético [57]. El mismo es causado por la estructura de dominios magnéticos en valores de H por debajo del campo coercitivo H_{coer} cuando los *films* ferromagnéticos exhiben una anisotropía magnética perpendicular. Generalmente, se busca introducir defectos de algún tipo en los superconductores de manera de suprimir la superconductividad, por ej., modular el espesor del film superconductor [58], poner partículas magnéticas [59] o poner *dots* magnéticos en la superficie del film superconductor [60] [61]. Todos estos métodos se basan en que el *core* del vórtice se posicione en la zona donde la superconductividad está deprimida. Bulaevskii *et al* propusieron el *pinning* magnético como una manera de controlar el flujo magnético del vórtice en lugar de la posición del *core*. Un posible indicio de que en las muestras medidas no existe *pinning* magnético es que no se observa ningún máximo en J_c vs. H . Sin embargo las mediciones se realizaron para valores de H bajos y en la dirección perpendicular a la superficie del film, condiciones donde la estructura de dominios no es cambiada de manera sustancial ya que un cambio en la estructura de dominios podría producir un efecto en J_c .

Un experimento a realizar para estudiar el efecto de *pinning* magnético sería aplicar un campo magnético perpendicular a la superficie del film para fijar el número de vórtices presentes en la muestra, agregando además una densidad de corriente J paralela a la superficie del film y midiendo el voltaje por transporte eléctrico a cuatro puntas. Ahora, si se pone un segundo campo magnético paralelo a J , los vórtices no se verán afectados. Esto se debe a que la fuerza de Lorentz no aparece cuando J y H son paralelos. Pero el campo paralelo a J estará en la dirección de fácil magnetización de los films ferromagnéticos. O sea, con valores de H pequeños se podrá variar fácilmente la estructura de los dominios. Con este experimento se podría comprobar el efecto del *pinning* magnético sobre J_c . Debe tenerse en cuenta que el H paralelo a J también podría ser un campo alterno h_{ac} . De este modo, variando la frecuencia de h_{ac} , se vería involucrada la dinámica de la estructura de los dominios magnéticos.

4.3. Mediciones de transporte eléctrico.

En esta sección se reportarán las mediciones de transporte eléctrico realizadas en un *pattern* o diseño geométrico fabricado por técnicas litográficas. Unido a ello, se describirán someramente las técnicas utilizadas para la obtención del mismo.

Los resultados descriptos en esta sección se ordenan de la siguiente manera: en primer lugar se describe la variación de J_c con T donde se observa un comportamiento monótono de J_c en función de T cuando H está aplicado perpendicular a la superficie de la superred mientras que al aplicar H en la dirección paralela existe un cambio de régimen en el comportamiento de J_c . A causa de esto, se decidió explorar el comportamiento de J_c con H para esa geometría de campos. Por último, se discutirán probables efectos que podrían explicar los comportamientos observados.

4.3.1. Fabricación de un *pattern* mesoscópico

Para obtener valores de corriente crítica en materiales superconductores por medio de mediciones de transporte eléctrico a cuatro puntas usualmente se realiza un *pattern*, de manera tal que la pista por donde circule la corriente tenga el menor área transversal (A) posible. Esta área está definida como $A = N_{Nb} t_{Nb} w$ con t_{Nb} el espesor de un *film* superconductor, N_{Nb} la cantidad de *films* superconductores y w el ancho de la pista del *pattern* tal como se observa en la figura 4.5.

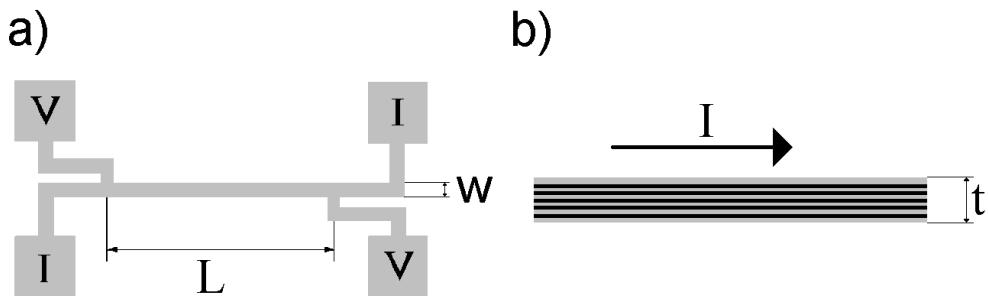


Figura 4.5: *a*: Vista superior del diseño geométrico para la medición a cuatro puntas de J_c en las superredes estudiadas. Por dos de los terminales se inyecta corriente y por los dos restantes se mide tensión. La corriente circula por medio de la pista central con $w \approx 20 \mu\text{m}$ con $L = 1,72 \text{ mm}$. *b*: Vista lateral del diseño geométrico donde se observa el apilamiento artificial de films de materiales diferentes. El espesor de la superred está dado por $t = N_{Nb} t_{Nb} + N_{Co} t_{Co}$, con N_{Nb} y N_{Co} la cantidad de *films* superconductores y ferromagnéticos y t_{Nb} y t_{Co} sus respectivos espesores. La corriente circula paralela a la superficie de la superred.

Para obtener un valor pequeño de A y dado que el espesor superconductor de

la superred ($N_{Nb} t_{Nb} \sim 2000\text{\AA}$) es una de las variables de estudio y no se puede elegir arbitrariamente se eligió un valor de w igual a $20\text{ }\mu\text{m}$, valor cercano al límite de resolución que puede obtenerse con la facilidad de litografía óptica disponible actualmente en el laboratorio. Con este valor de área ($\sim 4\text{ }\mu\text{m}^2$) se logra una densidad de corriente J elevada pero con una intensidad de corriente I circulando en el sistema pequeña ($I = JA$). Esta característica en el diseño es deseable por varias razones: la primera es que la corriente circulando en el *pattern* de medición recorre varios cables y contactos antes de llegar al mismo y como se va a medir a T bajas ($\sim 1 - 10\text{ K}$) cualquier disipación de calor en los cables y contactos hará que la temperatura del sistema aumente.

En una primer instancia se intentó fabricar el *pattern* por medio de litografía óptica y un posterior ataque con iones para remover la zona no deseada de las superredes estudiadas. Se utilizó este enfoque para fabricar las superredes por medio de crecimiento por *sputtering* directamente sobre un sustrato limpio y así evitar que haya una contaminación excesiva debido a la resina en la cámara de *sputtering*, ya que la T_{CS} del Nb es muy sensible a impurezas.

Se trabajó varios meses en optimizar la facilidad de ataque por iones reactivos (*RIE*) para el ataque de las superredes sin obtener resultados positivos. Esta técnica de grabado iónico permite, mediante plasmas de radiofrecuencias y gases de ataque específicos, la remoción de materiales muy diversos: *Si*, óxidos, metales, etc.

Un esquema del dispositivo *RIE* utilizado se puede ver en la figura 4.6. El mismo consta de una cámara donde se hace vacío y donde luego se fija la presión con el gas seleccionado para el comido. De acuerdo a la elección del gas utilizado puede haber un ataque con origen físico por choques elásticos e inelásticos, o puede ser un ataque con origen químico donde los iones involucrados reaccionan con los átomos del material. También se pueden combinar los dos ataques seleccionando diferentes presiones parciales de los gases.

El sistema consta de dos fuentes, la primera (*RF*) ubicada en la parte superior del dispositivo, es la que genera el plasma de iones. La fuente restante (*BIAS*) acelera los iones desde donde se generaron hacia la muestra. Si se fijan presiones bajas en la cámara con una alta potencia de la fuente *BIAS* se logra un ataque direccional al utilizar como gas de ataque *Ar*. En cambio, si deseamos un ataque no tan direccional pero una gran densidad de iones (por lo que el ataque químico va a ser más efectivo) se puede usar alta potencia en la fuente *RF*.

Si bien se considera que el procedimiento hubiera sido exitoso, la facilidad de *RIE* sufrió un desperfecto que la sacó de servicio por lo que se procedió a realizar el *pattern* por medio de un proceso de *lift-off*. No estaba garantizado que funcionase este proceso ya que presentaba la posibilidad que al remover la resina se despegue del sustrato toda la muestra.

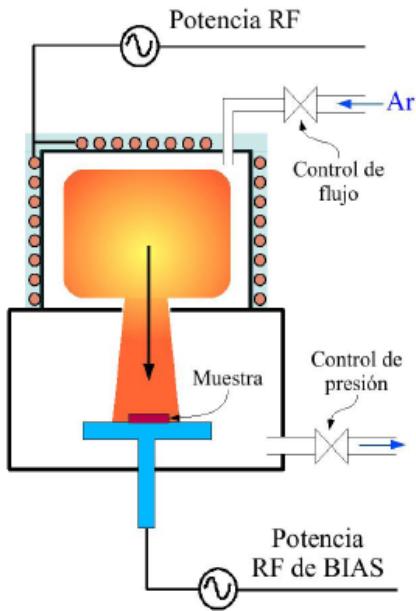


Figura 4.6: Esquema del dispositivo de Reactive Ion etching. Tomado con permiso del autor de [62].

Fabricación del *pattern* por ataque con **RIE**.

En este proceso sobre las superredes se depositaba una máscara de resina fotosensible por litografía óptica, cuya función es proteger la superred en la zona que no se desea remover durante un posterior ataque con iones. En la figura 4.7 se observan los pasos realizados para obtener el *pattern* por medio del procedimiento litografía óptica + *RIE*.

La litografía óptica es uno de los principales procesos empleados en la fabricación de dispositivos semiconductores, circuitos integrados y sistemas microelectromecánicos (*MEMS*). El proceso consiste en transferir un diseño geométrico 2D desde una máscara a la superficie de la muestra. Los pasos que se realizaban eran:

1. Se depositaba una capa de resina *Microposit 1400 (Phr)* de *Shipley* sobre la superred, y se la centrifugaba a 4000 *rpm* durante 90 segundos. La velocidad de centrifugado es uno de los parámetros que determina el espesor y la homogeneidad de la resina sobre el sustrato. Generalmente se utilizan velocidades de centrifugado entre 3000 y 4000 *rpm* resultando en un espesor de 1,4 μm . El tiempo de centrifugado es otro parámetro importante en lograr las condiciones óptimas para la utilización de la resina en técnicas de litografía y está correlacionado con la viscosidad de la resina utilizada.
2. Luego se cocina la resina a 90 °C durante 2 minutos en un plato caliente. La

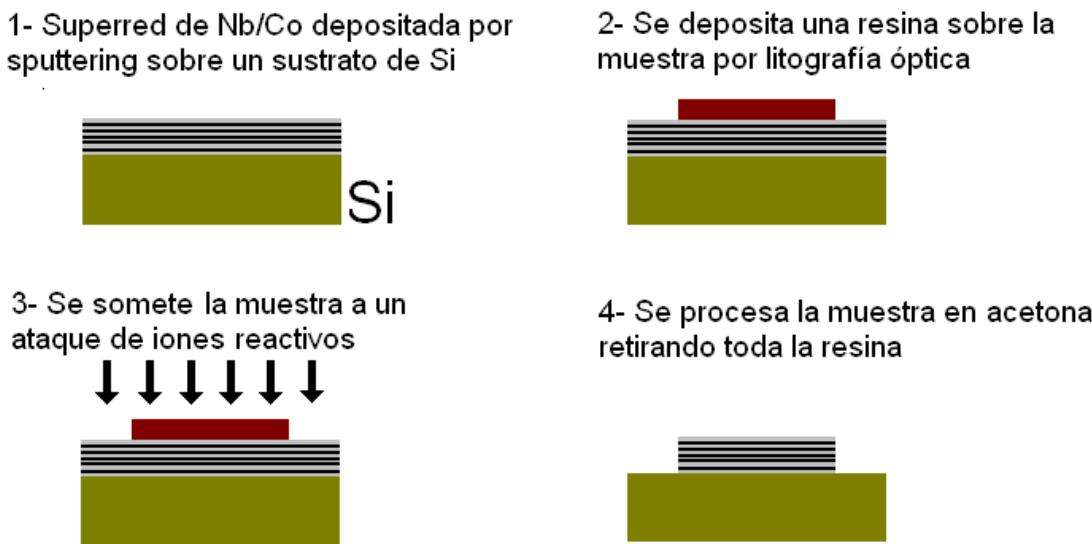


Figura 4.7: *Fabricación del pattern por ataque con RIE* *Paso 1*: Se deposita la superred por medio de *sputtering* en un sustrato de *Si*. *Paso 2*: Se deposita una resina sobre la superred cuya función es proteger la superred en la zona que no se desea remover. *Paso 3*: Se somete la muestra a un ataque con iones. Los iones sólo atacan la zona donde no hay resina. *Paso 4*: Se procesa la muestra en un solvente removiendo la resina de protección obteniéndose el *pattern* para las mediciones de transporte eléctrico.

temperatura y el tiempo de cocción dependen de la resina utilizada. La resina es un polímero fotosensible mezclado con un solvente. La cocción se realiza para eliminar el solvente. Este disminuye la viscosidad de la resina pero no es sensible a la luz ultravioleta.

3. Se monta la muestra en una alineadora y se ilumina la resina con luz *UV* a través de una máscara con el diseño deseado. No hay que confundir esta máscara que sirve para seleccionar donde se quiere iluminar la resina fotosensible por medio de la luz *UV* con la máscara de resina que protege a la superred en el ataque de iones. El tiempo de exposición es de 30 segundos para obtener una dosis de $5 \mu J/cm^2$. Al iluminar por medio de luz *UV* las regiones bajo zonas transparentes de la máscara son iluminadas mientras que las ubicadas bajo zonas opacas no lo son. Las resinas fotosensibles utilizadas pueden ser clasificadas en negativas o positivas. De acuerdo a si la resina es positiva o negativa en un posterior revelado se eliminan las regiones de la resina que fueron iluminadas o no lo fueron, respectivamente. Se alcanzan resoluciones típicas comparables a la longitud de onda de la luz *UV* utilizada, $\lambda_{uv} = 400 nm$, al utilizar resina positiva. La resolución de la litografía óptica se ve limitada por efectos

de difracción, la calidad de la máscara y diversos aspectos experimentales que hacen que no se llegue a ese límite teórico.

4. Se procesa en revelador *Microposit simple + H₂O* deionizada con una concentración [1:1] durante un minuto. Luego se detiene el efecto del revelador sumergiendo la muestra en *H₂O* deionizada.

Al tener la superred con resina depositada en la zona que se deseaba proteger, se colocaba la muestra en el dispositivo *RIE* descripto anteriormente. El ataque de iones se realizó con diversos gases. Las primeras pruebas las realizamos con *Ar* con potencias de la fuente RF de 300 W y la fuente BIAS de 150 W durante 15 minutos a una presión de 10 m Torr. El primer problema encontrado fue la aparición de burbujas que tienen su origen en un calentamiento de la muestra. Para solucionar este problema se conectó la muestra con un mejor contacto térmico a través de *pintura de Ag 4929* con el porta-muestras de manera que no eleve su temperatura demasiado. El ataque con *Ar* no daba la suficiente velocidad de comido de la superred con respecto a la velocidad de comido de la resina protectora del *pattern* por lo cual desaparecía toda la resina antes de eliminar la zona de la muestra no deseada.

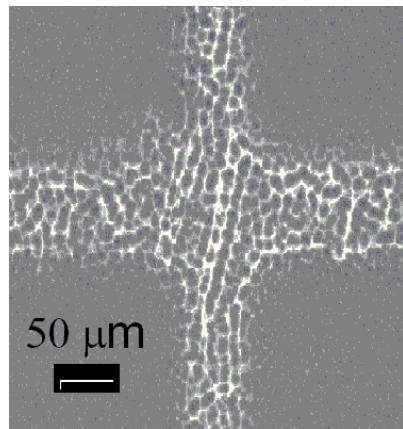


Figura 4.8: Foto por microscopía *SEM* tomada por el Magíster J. J. Zárate. La misma se adquirió después del ataque por medio de *RIE* con *Cl₂F₂CH₄* como gas de ataque. Los iones difundían por debajo de la máscara atacando la zona protegida.

Debido a esto se pasó a utilizar un ataque químico en base a *F⁻* con hexafluoruro de azufre (*SF₆*). Por el mismo proceso se realizó el ataque con *SF₆* logrando una velocidad de comido para el *Nb* de $\approx 10\text{nm/min}$ pero la velocidad de comido del *Co* era mucho menor y la resina desaparecía antes de remover la zona no deseada de la superred. Se intentó un ataque en base a *Cl⁻* y *F⁻* con dicloro difluoro metano (*Cl₂F₂CH₄*) con el cual se lograron velocidades de comido de $10 \sim \text{nm/min}$ para el *Nb* y $9 \sim \text{nm/min}$ para el *Co*. Sin embargo, al mirar la estructura por microscopía

electrónica de barrido (*SEM*) se observó la zona del pattern dañada como se ve en la figura 4.8. Se cree que los iones atacaban la muestra lateralmente y por debajo de la superred ya que la velocidad de comido del *Si* era mucho mayor. Este problema se puede solucionar depositando algún material debajo de la superred que actúe como *stop layer*.

Como propuesta a futuro para fabricar el *pattern* por medio de la técnica de litografía + RIE se podría utilizar una resina mucho más gruesa (por ej., *AZ9260*, de espesor 10 veces mayor que la resina utilizada) para realizar el ataque con *Ar*. Es importante aclarar además que para la medición de transporte eléctrico no es necesario comer toda la zona de la muestra no deseada, sino que, tal vez, solamente dañando la estructura de superred se puede tener una zona con una alta resistividad eléctrica lo que no afectaría las mediciones deseadas de corriente crítica.

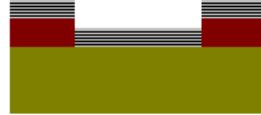
Fabricación del *pattern* por *lift-off*.

Debido a que el equipo *RIE* salió de operación durante el transcurso de esta tesis y no se pudo caracterizar de forma satisfactoria el fenómeno de comido se procedió a hacer un proceso de *lift-off*. En el mismo, en lugar de dejar la resina donde se quiere tener el *pattern*, esa parte de la superficie se deja sin resina y todo el resto con resina, tal como se esquematiza en la figura 4.9.

1- Se deposita resina sobre un sustrato de Si por litografía óptica



2- Se crece la superred por sputtering



3- Se procesa la muestra en acetona removiendo la resina y la zona de la superred no deseada



Figura 4.9: *Paso 1*: Se deposita una resina sobre un sustrato de *Si* cuya función es tapar la zona donde no se desea depositar la superred. *Paso 2*: Se deposita la superred por medio de *sputtering*. *Paso 3*: Se procesa la muestra en un solvente (acetona) removiendo la resina obteniéndose el *pattern* para las mediciones de transporte eléctrico.

Luego se deposita la superred sobre la resina y sobre el sustrato por medio de *sputtering*. Por último se somete la muestra a la acción de un solvente(acetona) que

remueve la resina y la superred depositada sobre la misma dejando solamente la zona de la superred que fue depositada sobre el sustrato, es decir, el diseño geométrico deseado. Los pasos del proceso del deposito de la resina por litografía óptica y del crecimiento de la superrred por medio de *sputtering* son los mismos que al realizar el ataque con iones.

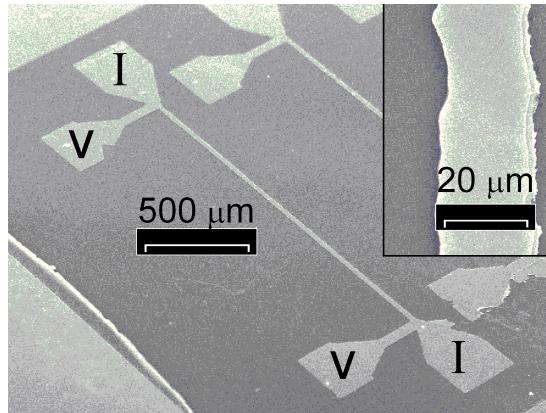


Figura 4.10: Estructura del pattern por medio de *lift-off*. En el *inset* observamos un *zoom* de la pista donde se observa el correcto crecimiento del film. Los bordes son rugosos definiendo el ancho dentro del 5 %. Las imágenes fueron obtenidas a través de microscopía *SEM* por el Magíster J. J. Zárate.

Se obtuvieron imágenes por Microscopía *SEM* de una de las muestras obtenidas de manera de observar si existía una estructura como la deseada, tal como se muestra en la figura 4.10. En el *inset* de esta figura se puede observar el correcto crecimiento del *film*. Los bordes son rugosos definiendo el ancho dentro del 5 %.

4.3.2. Mediciones de J_c vs. T y H .

Se realizaron mediciones de diferencia de potencial en función de la densidad de corriente aplicada para determinar J_c por transporte eléctrico. Estas mediciones fueron realizadas en una superred $Cu1000/[Nb400Co7]_{\times 4}/Nb400/Cu1000$.

Se definió como valor de densidad de corriente crítica J_c cuando la tensión alcanzaba un dado nivel ($0,5 \mu V$), cercano al punto donde los vórtices comienzan a moverse, es decir, la fuerza de Lorentz ejercida por la corriente sobre los vórtices vence a la ejercida por los centros de *pinning* produciendo su movimiento. Este movimiento de vórtices disipa energía, lo que produce un campo eléctrico. Se muestran en la figura 4.11 mediciones típicas de voltaje en función de corriente aplicada para un campo magnético de $4 k$ *Gauss* y temperaturas entre $4,8 K$ y $5,3 K$ variando la misma en un paso de $0,1 K$.

Debido a la estructura de red en la que están los vórtices, estos se mueven de

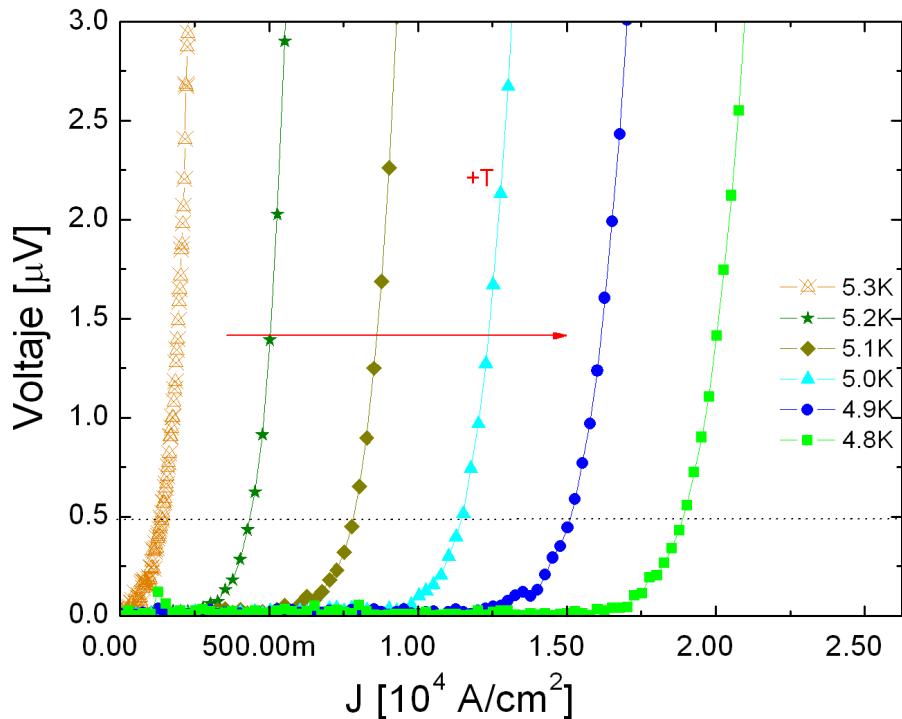


Figura 4.11: Mediciones típicas de voltaje en función de corriente aplicada para un campo magnético de 4 kGauss aplicado en la dirección perpendicular al *film* y temperaturas de $4,8, 4,9, 5,0, 5,1, 5,2$ y $5,3\text{ K}$.

forma colectiva. Esta es la causa de que al aparecer una pequeña señal de voltaje se observa una pendiente finita pero luego el crecimiento de la señal es exponencial indicando el movimiento de todos los vórtices presentes. Si bien es de esperar que al aumentar el valor de la corriente aplicada se llegue al estado normal donde se cumple la ley de Ohm, esto no se alcanzaba sino que antes se empezaba a calentar la muestra. Tal hecho es debido a que los contactos se realizaron con pintura *epoxy* conductora (*EPOTEK*). Ésto produce una disipación de calor en el contacto suficientemente elevada para no permitir controlar la temperatura hasta llegar al estado normal. En mediciones donde los contactos fueron realizados por soldadura con *In* tal efecto no se producía permitiendo llegar al estado normal donde se cumple la ley de Ohm ya que la resistencia del contacto es mucho menor que en el caso de haber colocado los contactos con pintura *EPOTEK*.

A partir de la convención de $0,5\text{ }\mu\text{V}$ en la señal de voltaje se realizaron medidas como las mostradas en la figura 4.11 manteniendo el campo fijo y variando la temperatura. Se muestran en la figura 4.12 las mediciones de J_c vs. T para diversos valores de campo aplicado en la dirección perpendicular a la superficie de la superred, ver en el *inset* inferior izquierdo de dicha figura. En la dirección perpendicular se observa una dependencia monótona con la temperatura para los 3 valores de campo

estudiados.

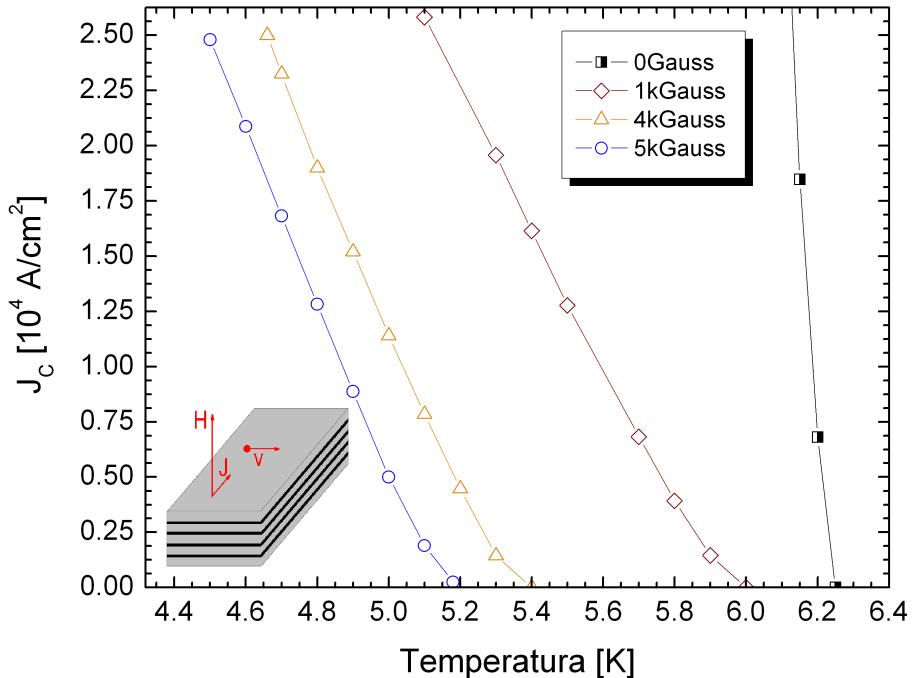


Figura 4.12: J_c vs. T obtenida a través de mediciones de transporte eléctrico a cuatro puntas. *Inset:* El campo magnético era aplicado en la dirección perpendicular a la superficie de la superred. Se muestra la dirección de la densidad de corriente utilizada para la medición y la dirección de movimiento de los vórtices.

Si se observa la dirección de movimiento de los vórtices cuando el campo está aplicado en la dirección perpendicular a la superficie de la superred, el *Co* esta distribuido homogéneamente por lo que los vórtices no tienen una posición privilegiada en la que quedarse, es decir, hay simetría de traslación para ellos.

Con campo magnético aplicado en la dirección paralela los vórtices ven una anisotropía debido a la estructura de capas con la que se creció la superred o sea que su movimiento se ve afectado por tener que atravesar las capas ferromagnéticas como se puede observar en la figura 4.13.

Para estudiar mejor este efecto se decidió medir la dependencia de J_c con H con el campo aplicado en la dirección paralela a la superficie del *film*. Se muestran las mediciones realizadas para diversas temperaturas en la figura 4.14. En la misma se observa J_c vs. H para temperaturas entre $5,2 K$ y $6,1 K$. Para $T = 6,1 K$ y $6,0 K$ se observa una dependencia monótona de J_c con H pero para valores de T más bajos se observa un hombro. Esto se debe a que $\lambda \approx 900\text{\AA}$ a $T = 6 K$. O sea, los vórtices por encima de $6,0 K$ tienen un tamaño comparable o mayor al tamaño de la superred ($\approx 2000\text{\AA}$). Por esto la estructura de capas que tiene la superred en la dirección paralela no los afecta.

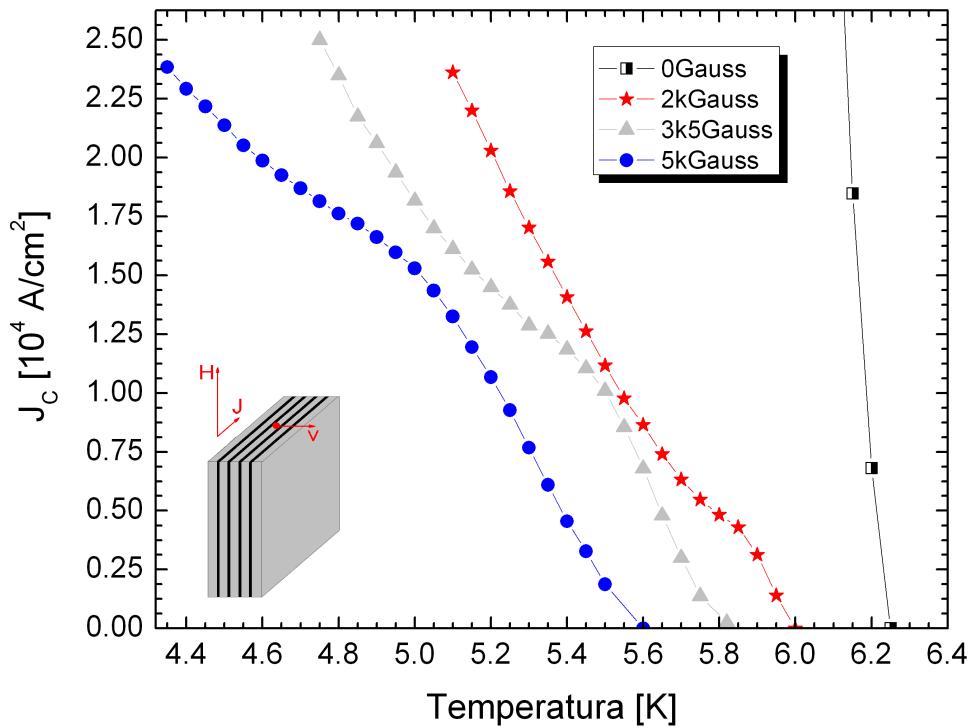


Figura 4.13: J_c vs. T obtenida a través de mediciones de transporte eléctrico a cuatro puntas. *Inset:* El campo magnético era aplicado en la dirección paralela a la superficie de la superred. Se muestra la dirección de la densidad de corriente utilizada para la medición y la dirección de movimiento de los vórtices.

En la próxima sección se discutirán varias posibilidades que pueden explicar el origen del efecto observado en las mediciones de J_c .

Efecto pico.

Como se vió en la sección 4.1.2 los vórtices están en una estructura de red. De forma similar a las redes cristalinas se puede definir una constante elástica de la red que dependerá de T y de H . La aparición del hombro en la dependencia en campo podría deberse a una relajación de la constante elástica. Este fenómeno se conoce como “efecto pico” [64] [65] [66].

Las fuerzas involucradas en el sistema que nos interesan para poder explicar el efecto pico son la fuerza media de *pinning* por unidad de volumen (\mathbf{f}_p) debida a defectos, impurezas y/o dislocaciones presentes en el material que tiende a anclar los vórtices a la posición donde se encuentran; la fuerza de interacción repulsiva entre vórtices (\mathbf{f}_{int}) que produce la formación de la red; y la fuerza media por unidad de volumen debido a la corriente externa ($\mathbf{f}_{ext} = \eta J_{ext} \times \frac{\phi_0}{c} \hat{\mathbf{z}}$, donde η es la densidad de vórtices por unidad de volumen) que tiende a mover los vórtices en la dirección normal al plano formado por \mathbf{J}_{ext} y la dirección del flujo magnético que pasa a través

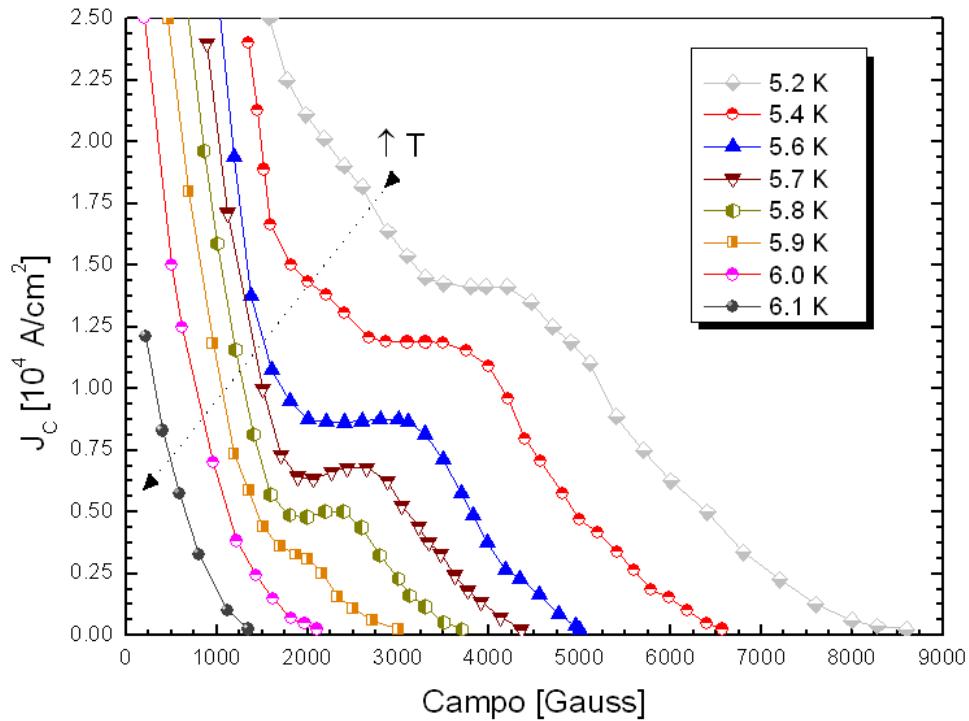


Figura 4.14: Corriente crítica obtenida a través de mediciones de transporte eléctrico a cuatro puntas con campo magnético aplicado en la dirección paralela para diversas temperaturas.

de cada vórtice.

En particular los mecanismos de *pinning* descriptos en el párrafo anterior producen que la red de vórtices no sea una red hexagonal perfecta sino que haya deformaciones. Por último la red de vórtices vista como una red de Bravais se ve afectada por el comportamiento de la fuerza de interacción. Si esta es una interacción de corto alcance pueden formarse *clusters* de vórtices mientras que si es de largo alcance toda la muestra puede estar ordenada en una red. La estructura de la red también depende de T a través de $\lambda(T)$, $\xi(T)$ y de H a través del parámetro de red, $a = 1,075(\phi_0/B)^{1/2}$ para una red hexagonal.

Para tratar de explicar en qué consiste el efecto pico considérese que se aumenta T desde $T \ll T_{CS}$. A esta temperatura los vórtices van a estar en una red donde la interacción entre vórtices hace que sea lo suficientemente rígida como para que toda la red quede anclada al anclar unos pocos vórtices por algunos de los mecanismos de *pinning*. Es decir la fuerza de *pinning* de unos defectos se distribuye sobre todos los vórtices de la red y no sólo los vórtices anclados. O sea que la corriente necesaria para lograr mover a toda la red de vórtices es aquélla que logre mover a los pocos vórtices anclados de sus sitios de *pinning*. Al aumentar T , la red de vórtices disminuye su rigidez y permite deformaciones. Esta pérdida de rigidez de la red, o en términos

elásticos, la disminución de la constante elástica de la red hace que muchos vórtices se ubiquen en centros de *pinning* formándose *clusters* ordenados con un tamaño que disminuye al aumentar T . O sea, ahora f_{ext} tiene que vencer la fuerza proveniente de muchos centros de *pinning* para mover toda la red por lo que a medida que aumenta T los centros de *pinning* son más efectivos y f_p aumenta lo que produce que J_c aumente. Por otra parte e independientemente de f_p se tiene una disminución de J_c a mayor T debido a que la densidad de electrones superconductores disminuye cerca de T_{CS} . La suma de estas dos contribuciones puede producir que a una dada T se observe un hombro en la dependencia de $J_c(T)$, similar al observado en la figura 4.13.

El mismo efecto pico se observa cuando se estudia $J_c(H)$. Si ahora el superconductor está a T fija y se aumenta H , la red de vórtices disminuye su rigidez y permite deformaciones. Es decir, los centros de *pinning* son más efectivos en anclar vórtices por lo que f_p aumenta a un valor de H creciente. Por otra parte, se tiene que intrínsecamente J_c disminuye al aumentar H hasta anularse en H_{c2} . O sea que de forma similar a lo que ocurre al variar T la suma de las dos contribuciones produce que al aumentar H se observe un hombro o pico como el observado en la figura 4.14.

A pesar de dar una explicación satisfactoria de la causa de la aparición de un hombro en la dependencia de J_c con H y T todavía no es seguro que los resultados obtenidos sean debido a este fenómeno ya que todas las mediciones reportadas anteriormente sobre este efecto son para campos cercanos a H_{c2} , y esto no es lo observado en las mediciones realizadas.

Matching

El hombro observado en las dependencias con T y H con el campo aplicado en la dirección paralela a la superficie de la superred podría deberse a que se produce un *matching* entre la red de vórtices y la separación de los planos de *Co*. Es decir, la separación entre vórtices y planos de *Co* coinciden. O sea, el parámetro de la red de vórtices sería $a = nt_{Nb}$, con n un entero. O sea que si la red fuese hexagonal el campo donde se produce el *matching* descripto es $B_m = \phi_0/(1,075 a)^2 \approx 14950 \text{ Gauss}/n^2$. Si $n = 2$ se tiene $B_m \approx 3740 \text{ Gauss}$.

Un ej. donde se observa la independencia de T del *matching* entre el parámetro de la red de vórtices y la periodicidad de los defectos involucrados es al realizar mediciones de transporte eléctrico en un *film* superconductor con *dots* de un material normal. Los *dots* se ponen de forma periódica en el *film* de manera de estudiar la commensuración en diferentes tipos de redes. O sea que en las mediciones realizadas el comportamiento observado en la dirección paralela no se debe solamente a un *matching* entre la red de vórtices y la separación de los planos de *Co* sino que es necesario tener en cuenta otro fenómeno para explicar la dependencia en

temperatura.

Takács [67] ha predicho que una red unidimensional de vórtices se puede presentar en un *film* superconductor mientras que al aplicar valores de H mayores se puede producir una transición a una red con más filas. Guimpel *et al* [68] observaron el fenómeno predicho por Takács en superredes de Nb/Al . Esto prodría explicar la dependencia en temperatura del fenómeno observado. A medida que se van agregando filas en la red compiten dos energías de interacción que serían la causa de la dependencia en T del fenómeno observado. Por un lado se tiene la interacción repulsiva entre los vórtices y por otro se tiene la repulsión debido a las corrientes Meissner en la superficie. Es necesario un estudio más completo del sistema para corroborar si esta explicación se ajusta a lo observado.

Capítulo 5

Conclusiones

Se han estudiado diferentes propiedades en superredes superconductoras-ferromagnéticas Nb - Co . Por un lado se estudió el acople superconductor para diversos t_{Co} por medio de mediciones del campo crítico superior. Además se estudiaron las propiedades de la red de vórtices a través de mediciones de corriente crítica.

Se crecieron superredes del tipo superconductor/ferromagnético con $t_{Nb} = 200\text{\AA}$ ó 400\AA y espesores ferromagnéticos entre 7\AA y 100\AA . Las mismas fueron caracterizadas por medio de la utilización de diversas técnicas experimentales. Para estudiar como era su estructura se utilizó difracción de RX confirmando una alta calidad estructural de las muestras. Para la caracterización magnética de los *films* de Co y la caracterización superconductora de los *films* de Nb se utilizaron mediciones de magnetización en un *SQUID*. Se observó que la T_{CS} de las superredes disminuía a medida que el espesor ferromagnético aumentaba. Las oscilaciones reportadas por Jiang no fueron observadas debido al procedimiento experimental utilizado. Por el lado de la respuesta ferromagnética se observó la superposición lineal de su respuesta lo que puede indicar que los mismos responden independientemente de los otros *films* ferromagnéticos.

A través de la dependencia del campo crítico superior con la temperatura y el ángulo de aplicación de H se estudió el acople entre los *films* superconductores por medio de dos modelos, el de Tinkham para *films* desacoplados y el de Lawrence y Doniach para *films* acoplados. De este estudio se concluye que el límite entre capas desacopladas y acopladas está alrededor de un espesor ferromagnético $\approx 7\text{\AA}$. Este límite de desacople fue estudiado en 3 superredes con diferentes capas externas en las dos superficies de la superred. Se realizaron mediciones con capas externas de Co de 7\AA y 50\AA . En tales mediciones aparecían efectos no deseados debido a la superconductividad de superficie de la superred. Tales efectos indeseados se eliminaron creciendo las superredes con *films* de Cu como capas inicial y final de la superred.

Por medio de mediciones de J_c vs. H y T se observó una dependencia no monótona con respecto a estas dos variables cuando el campo era aplicado en la dirección paralela a la superficie de la superred. La diferencia con respecto a la dirección del campo aplicado en las mediciones de corriente crítica por transporte eléctrico se atribuyeron a la estructura de capas con las que fueron crecidas las muestras. Se discutieron varias hipótesis por las cuales podría deberse este efecto. En primer lugar podría deberse a un ablandamiento de la red de vórtices a medida que se aumenta H y T . También hay que tener en cuenta que podría haber un *matching* entre la red de vórtices y la separación de los planos de Co .

Agradecimientos

Creo que estas son las palabras más difíciles de escribir de cualquier texto, aunque también las más gratificantes. Es una satisfacción poder materializar un pequeño reconocimiento a la gente que contribuyó a mi formación. Jaja, también a aquellos que me ayudaron a pasar los días un poco más alegre.

Quiero empezar con Julio, mi director en este trabajo, gracias por la paciencia y la compresión conmigo. Al abordar los problemas que se presentaron me dejó buscarles una solución con total libertad. Al final cuando veía que no iba a ningún lado estaba ahí aportando los consejos justos.

A todo BT por intentar enseñarme lo que es hacer física y hacer del grupo un lugar agradable. Gracias a Mariano, Enrique, Néstor, Gladys, Javier, Hernán, Paco, Darío, Moira, Martín, Víctor, Julián y Eduardo por siempre estar dispuestos a responder mis preguntas y haberme despejado todas las dudas que me iban surgiendo. A los técnicos del laboratorio, sin quienes no podría haber realizado este trabajo, Pablo, Gerardo, Nacho, Sergio, Eduardo y Rodolfo.

A Carlos que compartí los primeros pasos en esto de hacer Bajas Temperaturas. A Juan “el cordobés”, quién además de ser un gran compañero de oficina, compartimos salidas, fulbitos y asados.

A todo IB 05, en especial a Emi, Nacho y el Eze que aguantaron mis locuras durantes estos 3 años y medios. También a Sebas, Danilo, Román, Diego, Julito, Freddy, José, Robert, Chewy – > y todos los pibes del IB.

A toda la gente del Instituto, profesores, personal de biblioteca, de limpieza y administrativos. Porque además de encargarse de mi formación, le daban calidez humana al Instituto.

A mi vieja, mi hermano y mis abuelos porque desde lejos siempre me apoyaron en esta aventura en Bariloche. Además de haberme dado un ejemplo siendo ellos mismos. También a Luis, Santi y Renzo.

A Tato, Víctor, Dimas, Juanma, Ricardo, Lily, Samy, Et, Maru, Juampi, Lau, Gastón, Willy, Beto, Elba, Juan Carlos, Silvana y Luis por estar siempre a pesar de la distancia.

Bibliografía

- [1] T. Shinjo y T. Takada, “Metallic superlattices”. Elsevier, New York (1987).
- [2] A. I. Buzdin y M. Y. Kupriyanov, JETP Lett. **52**, 487 (1990).
- [3] Z. Radovic, M. Ledvij y L. Dobrosavljevic-Grujic, Phys. Rev. B **44**, 759 (1991).
- [4] J. S. Jiang *et al*, Phys. Rev. Lett. **74**, 314 (1995).
- [5] T. Kontos *et al*, Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
- [6] A. I. Buzdin, A. V. Vedyayev y N. V. Ryzhanova, Europhys. Lett. **48**, 686 (1999).
- [7] J. Y. Gu *et al*, Phys. Rev. Lett. **89**, 267001 (2002).
- [8] C. Montón, F. de la Cruz and J. Guimpel, Phys. Rev. B **75**, 64508 (2007).
- [9] V. L. Ginzburg, Physics-Uspekhi **43** (6) 573-583 (2000).
- [10] H. Kamerlingh Onnes, Communication from the Physical Laboratory of the University of Leiden **119B** (1911).
- [11] E. A. Lynton, “Superconductivity”. Methuen and Co LTD, London (1962).
- [12] F. y H. London, Proc. Roy. Soc. (London), A 149:71 (1935).
- [13] M. Tinkham, “Introduction to Superconductivity”, Mc Graw - Hill, New York. 2nd Ed. p. 20 (1996).
- [14] F. London, “Superfluids” vol. I, Wiley, 1950.
- [15] J. Bardeen, L. N. Cooper y J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **106**, 162 (1957).
- [16] C. J. Gorter and H. B. G. Casimir, Physik. Z. **35**, 963 (1934).
- [17] A. B. Pippard, Proc. Roy. Soc. (London) **A216**, 547 (1953).
- [18] J. M. Ziman, “Principles of the Theory of Solids”. Cambridge University Press, New York. p. 242 (1964).

- [19] M. Tinkham, “Introduction to Superconductivity”, Mc Graw - Hill, New York.
2nd Ed. p. 117 (1996).
- [20] M. Tinkham, “Introduction to Superconductivity”, Mc Graw - Hill, New York.
2nd Ed. p. 133 (1996).
- [21] D. Saint-James y P. G. De Gennes, Phys. Letters **7**, 306 (1963).
- [22] P. G. De Gennes, “Superconductivity of Metals and Alloys”. W. A. Benjamin, New York. p. 227 (1966)
- [23] W. A. Little y R. D. Parks, Phys. Rev. **133**, A97 (1964).
- [24] A. A. Abrikosov, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **32**, 1442 (1957).
- [25] C. Kittel, “Introduction To Solid State Physics”, John Wiley and Sons, Usa.
7th Ed. p. 446 (1996).
- [26] B. D. Cullity, “Introduction to magnetics materials ”. Addison-Wesley, London (1972).
- [27] P. Weiss, J. de Physique **6**, 661 (1907).
- [28] E. C. Stoner, Proc. Roy. Soc. (London) **165**, 372 (1938).
- [29] T. Moriya, “Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism”. Springer, Berlín (1985).
- [30] C. Kittel, J. K. Galt y W. E. Campbell, Phys. Rev. **77**, 725 (1950).
- [31] J. B. Goodenough y D. O. Smith, “Magnetic properties of metals and alloys”. American society for metals, Cleveland. p. 112 (1959).
- [32] V.L. Ginzburg. Journ. Exper. Theor. Phys. **4**, p.153 (1956).
- [33] B.T. Matthias, H. Suhl, and E. Corenzwit, Phys. Rev. Lett. **1**, p. 92 (1958).
- [34] D. Saint James, D. Sarma y E. J. Thomas, “Type II Superconductivity”. Pergamon, New York (1969).
- [35] A. I. Buzdin, Rev. Modern Physics **77**, p. 935 (2005).
- [36] I. K. Schuller and C. M. Falco, “Thin Solid Films” **90**, p. 221 (1982).
- [37] L. L. Chang, “Synthetic Modulated Structures”. Academic Press, New York (1985).
- [38] K. L. Chopra, “Thin Film Phenomena”, Mc Graw Hill, New York (1969).

- [39] N. W. Ashcroft, "Solid State Physics", Harcourt, Orlando (1976).
- [40] I. Schuller *et al*, Phys. Rev. B **29**, 4915 (1984).
- [41] P. F. Miceli, D. A. Neumann y H. Zabel, Appl. Phys. Lett. **48**, 24 (1986).
- [42] Fedor Gömöry, Supercond. Sci. Technol. **10**, p.523 (1997).
- [43] W. E. Lawrence y S. Doniach, Proc. of the 12th Int. Conf. On Low Temp. Physics, Academic Press, Kyoto. p. 361 (1970).
- [44] E. I. Kats, Sov. Phys. JETP **29**, 897 (1969).
- [45] G. H. Yang, Phys. B **337**, 275 (2003).
- [46] M. Jamet *et al*, Phys. Rev. B **62**, 493 - 499 (2000).
- [47] W. H. Meiklejohn y C. P. Bean, Phys. Rev. **105**, 904 - 913 (1957).
- [48] I. Schuller *et al*, Phys. Rev. B **29**, 4915 (1984).
- [49] E.E. Fullerton *et al*, Phys. Rev. B **45**, 9292 (1992).
- [50] C. Kittel, "Introduction To Solid State Physics", John Wiley and Sons, Usa. 7th Ed. p. 29 (1996).
- [51] International Centre for Difraction Data, v. 1.30, 1997, *JCPD*.
- [52] C. P. Bean, Rev. Mod. Phys. **36**, 31 (1964).
- [53] M. Tinkham, "Introduction to Superconductivity", Mc Graw - Hill, New York. 2nd Ed. p. 151 (1996).
- [54] M. Tinkham, "Introduction to Superconductivity", Mc Graw - Hill, New York. 2nd Ed. p. 153 (1996).
- [55] J. R. Clem, A. Sanchez, Phys. Rev. B **50**, 9355 (1994).
- [56] E. H. Brandt, Phys. Rev. B **50**, 4034 (1994).
- [57] L. N. Bulaevskii, E. M. Chudnosky y M. P. Maley, Appl. Phys. Letters, **76**, 2594 (2000).
- [58] O. Daldini *et al*, Phys. Rev. Lett. **32**, 218 (1974).
- [59] Y. Otani *et al*, J. Magn. Magn. Mater. **126**, 622 (1993).
- [60] I. K. Schuller *et al*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1929 (1997).

- [61] C. E. Chialvo *et al*, Physica C **422**, 112 (2005).
- [62] J. J. Zárate. *Ratchet de Vórtices: experimentos en redes de Junturas Josephson.* Tesis de Maestría del Instituto Balseiro (2007). No publicada.
- [63] John L. Vossen, “Thin Films Process”, Academic Press, New York (1978).
- [64] I. K. Dimitrov *et al*, Phys. Rev. Lett. **99**, 47001 (2007).
- [65] Y. Fasano *et al*, Phys. Rev. B **66**, 20512 (2002).
- [66] K. Ghosh *et al*, Phys. Rev. Lett. **76**, 4600 (1996).
- [67] S. Takács, Czech. J. Phys. B **33**, 1248 (1983).
- [68] J. Guimpel *et al*, Phys. Rev. B **38**, 2342 (1988).