

TESIS
CARRERA DEL DOCTORADO EN FÍSICA

**Efecto Nernst en superconductores
de alta temperatura crítica**

Germán Bridoux

Dra. Gladys Nieva
Directora

Lic. Germán Bridoux
Doctorando

Instituto Balseiro
Comisión Nacional de Energía Atómica
Universidad Nacional de Cuyo
Abril de 2008

Resumen

El descubrimiento de los superconductores de alta temperatura crítica (SAT) en 1986 supuso una revolución en el campo de la materia condensada. Desde el punto de vista microscópico, despertó nuevas alternativas a la exitosa teoría BCS desarrollada a finales de 1950. Fenomenológicamente, cuestionó la validéz de los trabajos realizados en el sistema de vórtices dentro del marco de la teoría G-L propuesta en 1950. La alta anisotropía y la baja longitud de coherencia de los SAT, junto a la presencia de fuertes fluctuaciones térmicas compitiendo con las energías de interacción vórtice-vórtice y vórtice-defecto, permitió un cambio de concepción de la materia de vórtices respecto a los superconductores tipo II de baja temperatura crítica.

El efecto Nernst es un coeficiente de transporte termomagnético al cual contribuyen apreciablemente los vórtices en movimiento. Puesto que la contribución electrónica a este coeficiente en el estado normal metálico es prácticamente nula, el efecto Nernst abre una amplia ventana de exploración de los vórtices y las fluctuaciones superconductoras en el diagrama campo magnético-temperatura, $H - T$.

A lo largo de la presente década, mediciones de efecto Nernst a altos campos magnéticos en los SAT detectaron la presencia de una señal anómala que se extendía por arriba de la temperatura crítica superconductoras, T_c . Esta señal fue ascripta a excitaciones tipo vórtice por arriba de T_c . Sin embargo, un estudio en profundidad del líquido de vórtices y de sus cercanías a la transición al sólido no ha sido realizado hasta la fecha.

En esta tesis se presenta un estudio a través de mediciones de efecto Nernst en los dos compuestos de mayor relevancia en los SAT, el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) y el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO). Estos experimentos han sido complementados con mediciones de transporte eléctrico utilizando corriente eléctrica inhomogénea, las cuales han demostrado ser una herramienta eficiente para obtener información física acerca de la materia de vórtices en los SAT. La combinación de estas dos técnicas experimentales ha permitido extraer cantidades físicas como la entropía transportada por los vórtices.

La introducción de defectos correlacionados en estos compuestos (los cuales juegan un papel crucial en el sistema de vórtices) nos ha permitido determinar la región del diagrama $H - T$ en la cual estos defectos son ineficientes para el anclaje de vórtices. Un cambio en la dimensionalidad del líquido de vórtices en BSCCO y el *onset* de fluctuaciones térmicas en YBCO, son los responsables de esta pérdida de efectividad de los defectos correlacionados.

Efectos de tamaño finito en la vecindad de la transición al sólido de vórtices en YBCO y el estudio de las fluctuaciones térmicas en las vecindades de T_c son algunos de los nuevos resultados que aporta la presente tesis.

Abstract

The discovery of the high critical temperature superconductors (high- T_c 's) in 1986, produced a revolution in the condensed matter field. From the microscopic point of view, it generated new alternatives to the successful BCS theory developed at the end of 1950. Phenomenologically, its discovery placed in doubt the work made in the vortices field in the context of the G-L theory proposed in 1950. The high anisotropy and the low coherence length of the high- T_c 's, together with their strong thermal fluctuations, competing with the vortex-vortex and the vortex-defect interaction energies forced a conceptual change in the vortex matter field respect to the type II superconductors in low T_c materials.

The Nernst effect is a thermomagnetic transport coefficient to which the moving vortices contribute appreciably. Since the electronic contribution in the normal metallic state to this coefficient is practically zero, the Nernst effect opens a huge region of exploration of vortices and superconducting fluctuations in the magnetic field-temperature diagram, $H - T$.

Along the present decade, Nernst effect measurements at high magnetic fields in high- T_c 's detected an anomalous signal above T_c which has been interpreted as a fingerprint of vortex-like excitations. However, a deeper study of the vortex liquid phase and its neighborhood to the solid phase transition has not been done until the present thesis.

A Nernst effect experimental study in the two paramount high T_c 's, $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) and $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (BSCCO) is presented in this thesis. The Nernst effect experiments have been complemented with electrical transport measurements injecting a non homogeneous current, which is an efficient tool to obtain physical information about the vortex matter in high- T_c 's. The combination of these two experimental techniques has allowed to obtain some physical quantities such as the the entropy transported by the vortices.

The introduction of correlated defects in these compounds (which play a key role in the vortex system) have allowed to us to determine the region in the $H - T$ diagram in which these defects are inefficient for the pinning of vortices. A dimensional crossover within the liquid vortex phase in BSCCO and the onset of thermal fluctuations in YBCO, are the responsible of this correlated disorder's loss of efficiency. Finite size effects in the neighborhood of the solid phase transition in YBCO and the study of thermal fluctuations close to T_c are some of the new contributions of the present thesis.

Índice general

1. Superconductores de alta temperatura crítica	1
1.1. Superconductores de baja temperatura crítica	1
1.2. Superconductores de alta temperatura crítica (SAT)	4
2. El efecto Nernst	23
2.1. Efecto Nernst en un metal normal	23
2.2. Efecto Nernst en superconductores tipo II de baja temperatura crítica	25
2.3. Efecto Nernst en los SAT	27
3. Detalles experimentales	33
3.1. Dispositivo experimental	33
3.2. Fabricación y caracterización de termómetros	36
3.3. Facilidad de altos campos magnéticos	38
3.4. Equipo de medición en vacío	40
3.5. Medición del efecto Nernst	41
3.6. Mediciones de transporte eléctrico	42
Apéndice. Medición del poder termoeléctrico en BSCCO	47
4. Efecto Nernst en BSCCO con y sin defectos columnares	55
4.1. Mediciones de efecto Nernst	55
4.2. Mediciones de transporte eléctrico	60
4.3. Contribuciones al exceso de entropía, S_ϕ	64
4.4. Conclusiones	67
Apéndice. Diferencia de entropía entre BSCCO irradiado y no irradiado	68
5. Efecto Nernst en YBCO con maclas y defectos columnares	73
5.1. Mediciones de efecto Nernst	73
5.2. Mediciones de transporte eléctrico	74
5.3. Extracción de S_ϕ y U_ϕ	76
5.4. Obtención de H_{c2} a partir de U_ϕ	85
5.5. Conclusiones	87
6. Topología de la señal Nernst en el diagrama $H - T$ de YBCO y BSCCO	93
6.1. Diagrama de fases $H - T$ en BSCCO	93
6.2. Diagrama de fases $H - T$ en YBCO	96
6.3. Conclusiones	99
7. Conclusiones	105
Agradecimientos	107
Trabajos Publicados	109

Capítulo 1

Superconductores de alta temperatura crítica

1.1. Superconductores de baja temperatura crítica

Superconductores tipo I

Hay dos experimentos cruciales que marcan el origen de la superconductividad. El primero es la medición de resistencia eléctrica nula en el mercurio por debajo de 4.2 K realizada por Kamerlingh Onnes en 1911, (hombre también pionero en la técnica de licuefacción del ^4He) [1].

El segundo, efectuado por Meissner en 1934, muestra que estos materiales además de resistencia eléctrica nula exhiben diamagnetismo perfecto, es decir, expelen el campo magnético de su interior. El hecho de que el efecto Meissner sea reversible, implica que este estado de inducción magnética y resistencia eléctrica nula es una fase termodinámicamente estable por debajo de un campo crítico H_c . La temperatura crítica, T_c , es la temperatura de transición superconductor a campo nulo. En la Figura 1.1 se muestra el diagrama de fases $H - T$ de lo que se ha dado en llamar superconductores tipo I.

En 1950, Ginzburg y Landau [2] formulan una teoría fenomenológica de la superconductividad válida en las cercanías de T_c . Esta propone un desarrollo en serie de la energía libre en potencias de un parámetro de orden complejo ψ , de módulo $|\psi|$ y fase φ . Esta teoría fenomenológica de campo medio, encontró su justificación microscópica en 1957 cuando Bardeen, Cooper y Schrieffer desarrollaron la teoría BCS [3], basada en la formación de pares de electrones mediada por fonones. Ambas teorías implican que la superconductividad es un estado con correlación de largo alcance del parámetro de orden. En la teoría de Ginzburg y Landau (G-L) aparecen dos longitudes características. Una de ellas es la longitud de coherencia, ξ , que es la distancia típica en la que se recupera el módulo del parámetro de orden si se destruye la superconductividad en un punto. La otra es λ , que es la distancia típica en la cual decaen las corrientes superconductoras. Ambas longitudes divergen en T_c de la forma $(\lambda, \xi) \sim 1/(T - T_c)^{1/2}$

Vórtices y Superconductores tipo II

En 1957 Abrikosov [4] encuentra una solución a las ecuaciones de G-L para $\lambda/\xi > 1/\sqrt{2}$. A los superconductores con estas características (denominados tipo II) les es favorable energéticamente dejar penetrar el campo magnético localmente en la forma de tubos de flujo magnético denominados vórtices.

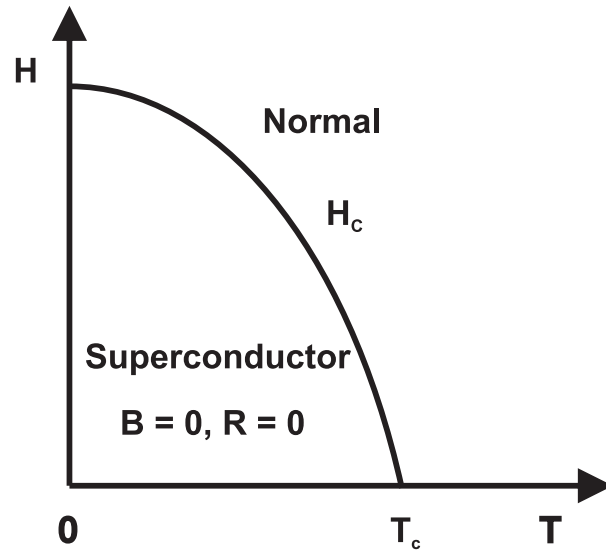


Figura 1.1: Diagrama de fases campo magnético-temperatura en superconductores tipo I. A campo nulo la transición es de primer orden y, a campo finito, de segundo orden.

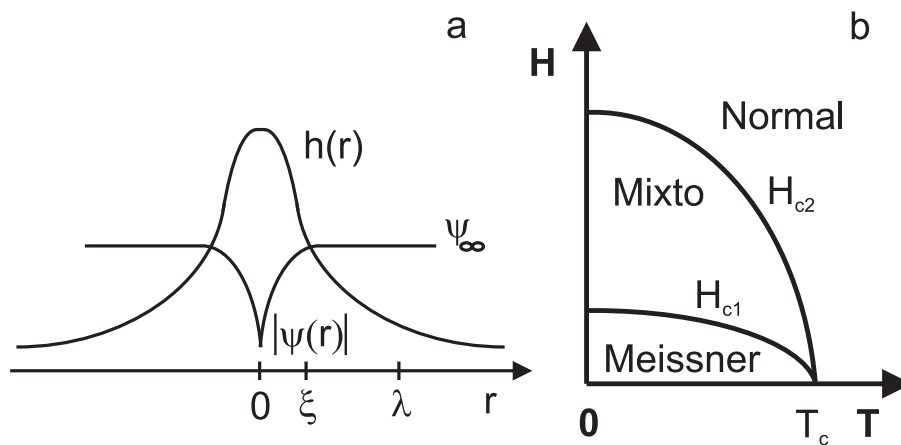


Figura 1.2: a Esquema de la estructura de un vórtice b Diagrama de fases campo magnético-temperatura en superconductores tipo II.

Un vórtice está constituido por corrientes superconductoras que circulan alrededor de un *core* o carozo en el cual la superconductividad está debilitada. Cada vórtice lleva consigo un cuanto de flujo magnético ($\Phi_0 = \frac{hc}{2e} \cong 2.07 \cdot 10^{-7} \text{ G cm}^2$). Su estructura se esquematiza en la Figura 1.2. La aparición de vórtices (cuya densidad n se controla a través de la inducción magnética $B : B = n\Phi_0$) rompe el estado Meissner de $B = 0$ en estos superconductores, dando lugar a un nuevo estado, el estado mixto. En la Figura 1.2 se muestra el diagrama de fases para los superconductores tipo II. El campo crítico H_{c2} es una línea de transición de segundo orden en la cual los carozos “normales” de los vórtices se tocan, el campo magnético penetra en toda la muestra y se recupera el estado normal metálico.

Los vórtices interaccionan repulsivamente (con una fuerza proporcional a $\log(r/\lambda)/\lambda^2$ para $r < \lambda$ y como $e^{-r/\lambda}/r^{1/2}$ para r grandes) formando una red hexagonal con orden posicional de largo alcance.

Si se aplica una corriente eléctrica \vec{J} sobre un vórtice se produce una fuerza “tipo Lorentz” sobre el mismo $F_L = \vec{J} \times \vec{\phi}_0$, donde $\vec{\phi}_0$ es el vector en la dirección del flujo magnético. Si los vórtices se mueven con una velocidad \vec{v} , generan un voltaje o campo eléctrico perpendicular a la dirección de su movimiento (de acuerdo a la relación de Josephson, $\vec{E} = \vec{v} \times \vec{\phi}_0$ [5]). Por tanto, al moverse, disipan energía. En este sentido, al igual que el estado normal, el estado mixto es de resistencia no nula. De hecho [5], la resistividad debida a vórtices ρ_v , esta vinculada con la resistividad del estado normal ρ_n a través de la relación empírica $\rho_v/\rho_n \sim H/H_{c2}$.

Fenomenológicamente, se puede pensar que el movimiento de los vórtices en un medio viscoso es la causa de la disipación. En estado estacionario, es de esperar que la fuerza viscosa $F_v = -\eta\vec{v}$ se iguale a la fuerza de Lorentz, F_L . Trabajando con esta igualdad y la relación de Josephson, se obtiene que $\eta = \phi_0^2/\rho_v$.

El origen microscópico de este coeficiente de roce viscoso, η , reside en los procesos disipativos que tienen lugar en el interior del *core* del vórtice.

Defectos estructurales

Como es sabido, la red cristalina de un material no es perfecta. Existen defectos estructurales de diferente tipo. Defectos puntuales como intersticiales y vacancias o defectos extendidos como es el caso de dislocaciones o maclas. En la región en la cual el defecto se encuentra, la superconductividad está deprimida. Puesto que el carozo de un vórtice destruye la superconductividad en algún punto del material, es más favorable energéticamente que el vórtice se sitúe en un lugar donde ésta ya está destruida, como es el caso de los defectos. En algunos defectos, como es el caso de las dislocaciones, el campo de tensiones elásticas que estas generan, favorece que el vórtice se sitúe allí.

De manera que los defectos pueden ser útiles como potencial de anclaje o *pinning* para los vórtices. Es decir, los defectos pueden permitir que los vórtices no se muevan y por tanto no disipen.

Esto es de gran interés tecnológico, ya que abre una región del estado mixto en la cual no hay disipación. También es cierto que, estadísticamente, siempre hay algunos pocos vórtices que se desanclan de los defectos por activación térmica, incluso a temperaturas muy bajas [1]. Existe una corriente crítica J_c , por encima de la cual los centros de anclaje ya no son más efectivos y la mayoría vórtices se mueven y disipan energía.

1.2. Superconductores de alta temperatura crítica (SAT)

En 1986, Bednorz y Müller descubrieron superconductividad en el sistema La-Ba-Cu-O [6] con una temperatura crítica de 35 K, algo por entonces nunca observado en otro compuesto. Muy poco tiempo después se fabricaron cerámicos como el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ (YBCO) y el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ (Bi-2212 o BSCCO) con temperaturas críticas cercanas a los 90 K [1]. El descubrimiento de estos superconductores de alta temperatura crítica (SAT), supuso una revolución debido no solo a su potencial aplicación tecnológica (es notable señalar que basta enfriar con N_2 líquido a estos cupratos para alcanzar el estado superconductor), sino también a su interés como objeto de estudio de la ciencia básica. En estos sistemas, su fuerte anisotropía y baja longitud de coherencia ($\xi(T=0) \sim 20 \text{ \AA}$) así como las altas fluctuaciones térmicas van a dar lugar, como veremos a lo largo de este capítulo, a una nueva física en el sistema de vórtices. Desde el punto de vista microscópico, la aparición de estos cerámicos cuestionó el mecanismo que origina la superconductividad en los mismos, como describiremos muy brevemente en una de las subsecciones finales de este capítulo.

Estructura cristalina y anisotropía

La estructura cristalina de estos compuestos se esquematiza en la Figura 1.3 para el caso del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ y el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$, que son los dos sistemas que estudiaremos a lo largo de esta tesis.

Ambos compuestos contienen planos de CuO_2 (planos ab) débilmente acoplados entre sí. En el estado normal, los planos ab poseen un comportamiento metálico y la dirección perpendicular a los mismos (el eje c) presenta características semimetálicas en el caso del $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y tipo aisladoras en el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ [7, 8]. En el estado superconductor, a causa de la anisotropía, es necesario definir una longitud de coherencia y de penetración tanto en la dirección de los planos ab así como en la dirección perpendicular a los mismos (dirección del eje c). El cociente $\gamma = \lambda_c/\lambda_{ab} = \xi_{ab}/\xi_c$ se denomina parámetro de anisotropía y es del orden de 7 para $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y 150 para $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$. En particular, los SAT poseen una longitud de coherencia que es del orden o menor que la distancia entre planos de CuO_2 consecutivos, s , de manera que el parámetro de orden se deprime en forma discontinua en la dirección del eje c . Por lo tanto, una buena imagen física de estos cerámicos [9] es pensar que cada plano de CuO_2 es una lámina superconductora, n , con una fase φ_n , y que dos láminas consecutivas interactúan vía acoplamiento Josephson en forma proporcional a $1 - \cos(\varphi_{n+1} - \varphi_n)$. Teniendo en cuenta esta imagen laminar, pensemos ahora cómo sería la estructura de un vórtice en ese caso. Un esquema de dicha estructura se esboza en la Figura 1.4.

En este caso (y como va a ser a lo largo de gran parte de esta tesis, a menos que se indique lo contrario), el campo magnético externo H , se aplica en la dirección paralela al eje c . Cada vórtice tridimensional o tubo de flujo estaría constituido por un apilamiento de vórtices bidimensionales o *panqueques*, que interactuarían por medio del acople Josephson.

Si se realizara un pequeño desplazamiento lateral de uno de los panqueques de la pila, aparecería una fuerza restitutiva debida a los panqueques vecinos (manifestada en la forma de corrientes Josephson, tal como se muestra en la Figura 1.5) que trataría de alinearlos a la pila nuevamente, de manera tal que la fase de los panqueques sea la misma. Este mecanismo ayuda a mantener la coherencia de fase a lo largo del eje c .

Por supuesto, para que el flujo magnético atravesara la muestra, es siempre necesario la presencia de un acople magnético (también atractivo) entre panqueques vecinos, pero en la mayoría de las situaciones, es el acoplamiento Josephson el que domina [10].

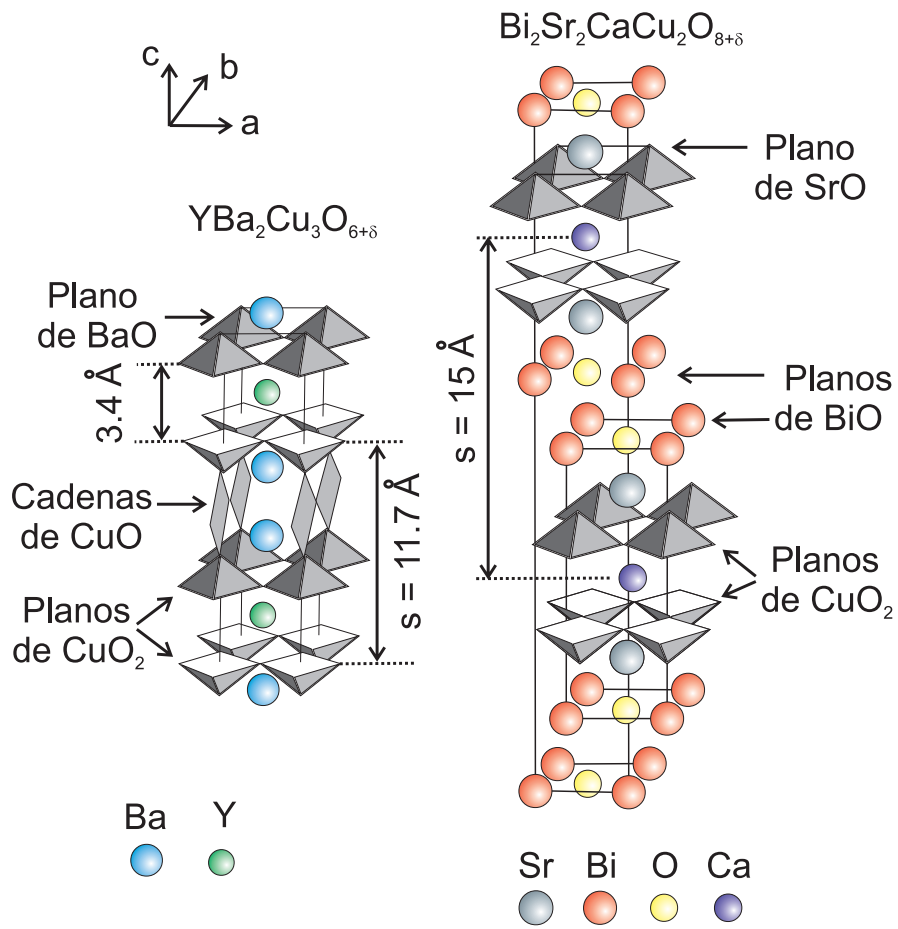


Figura 1.3: Estructura cristalina de $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ y $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$.

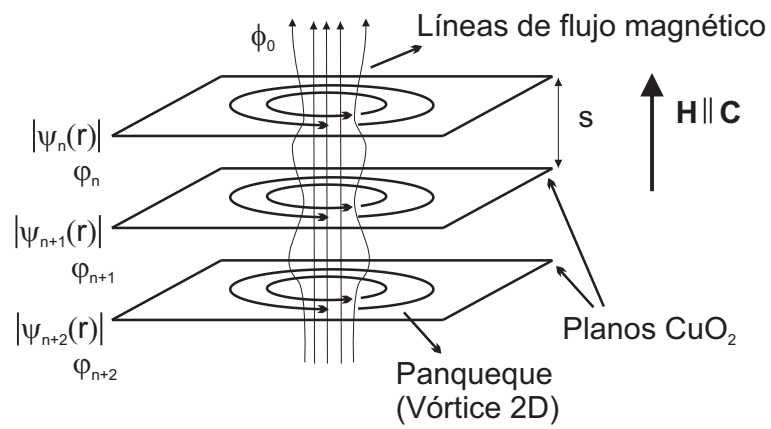


Figura 1.4: Típica estructura de un vórtice en los SAT.

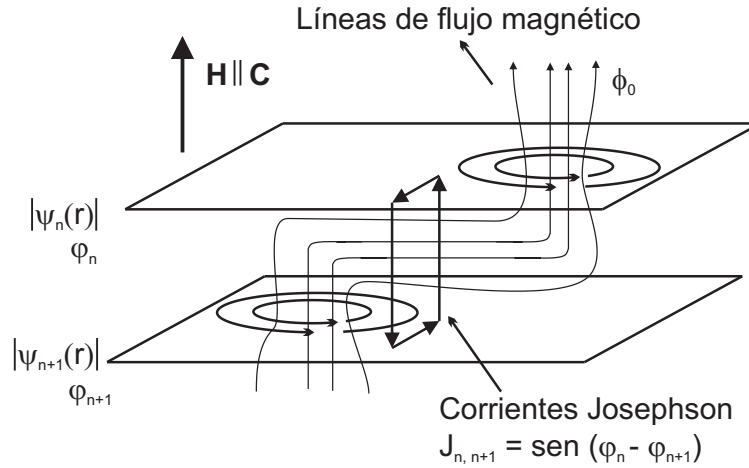


Figura 1.5: Desplazamiento lateral de un vórtice panqueque y aparición de corrientes Josephson.

Fluctuaciones térmicas

En 1960, Ginzburg [11] creó un criterio para medir la importancia de las fluctuaciones del parámetro de orden superconductor debido a la temperatura. Este criterio también impone un límite de validez a la teoría de campo medio de G-L. El número de Ginzburg, G_i , se define en términos de parámetros superconductores como:

$$G_i = \left(\frac{\gamma k_B T_c}{\sqrt{2} \xi^3(0) H_c^2(0)} \right)^2 \quad (1.1)$$

donde $H_c(0)$ es el campo crítico. Cuanto mayor es G_i , mayor es la importancia de las fluctuaciones térmicas. La alta anisotropía de los SAT ($\gamma \gg 1$), su baja longitud de coherencia, $\xi(0)$, y sus altos valores de T_c hacen que G_i sea del orden de 10^{-2} en YBCO e incluso más grande en Bi-2212, mientras que en los superconductores de baja temperatura crítica G_i es del orden de 10^{-7} .

La imagen de un vórtice 3D como un apilamiento de panqueques alineados en la dirección del eje c , es por tanto, válida solamente a temperatura nula. A temperatura finita, siempre hay fluctuaciones térmicas que provocan distorsiones de la línea y en consecuencia, la posible pérdida de coherencia de fase a lo largo del eje c . Si esto último ocurriese, todavía sería posible definir una longitud de correlación o longitud efectiva del vórtice, l_c , en la cual el mismo conserva la coherencia de fase en la dirección del eje c y responde como una sola entidad a fuerzas externas, como por ejemplo, una corriente eléctrica aplicada en forma inhomogénea.

Podría también ocurrir que al aumentar la energía térmica (aumentando la temperatura), las fluctuaciones térmicas sean lo suficientemente grandes como para provocar una pérdida de coherencia de fase incluso entre panqueques adyacentes ($l_c < s$). Es decir, el vórtice “cilíndrico” cuasi-tridimensional con una longitud de correlación efectiva l_c , pasaría a comportarse por encima de cierta temperatura como un conjunto de vórtices “panqueques” bidimensionales independientes entre sí. Este cambio de comportamiento o *crossover*, se denomina desacople o *decoupling*.

Defectos estructurales

Como ya vimos, los defectos en la estructura cristalina pueden ser útiles para el anclaje o *pinning* de los vórtices. En el caso de los SAT, los defectos puntuales más comunes son

vacancias de oxígeno distribuidas al azar en el cristal. De hecho, estos defectos intrínsecos serán los únicos defectos puntuales que se estudiarán en esta tesis. Puesto que en los SAT el carozo o *core* del vórtice es del orden de las distancias interatómicas, la energía de anclaje o *pinning* puede hacerse comparable a las otras energías en juego del sistema. A esto se suma el hecho de que en los SAT, λ es relativamente grande (del orden de 1000 a 2000 Å, siendo $\lambda/\xi \gg 1$) y en consecuencia la energía de interacción entre vórtices puede ser más débil que en los superconductores de baja temperatura crítica.

Si el vórtice fuese una línea rígida, a éste sólo le convendría anclarse en un único defecto puntual, o en varios defectos puntuales que estén en la misma dirección que la del vórtice. A este vórtice rígido no le sería favorable energéticamente “doblar” tratando de buscar los defectos puntuales más cercanos para anclarse. Por tanto, en este caso, (y dependiendo de la densidad de defectos puntuales y de vórtices, entre otros factores) la energía de anclaje debida a los defectos puntuales promedia a cero.

Como se señaló más arriba, el vórtice en los SAT puede describirse como una entidad con cierta elasticidad. Esto hace posible que, a diferencia de un vórtice rígido, un vórtice en los SAT pueda llegar a “doblar” y hacer que el *pinning* puntual no promedie a cero.

De esta discusión, queda claro que el *pinning* más eficiente para un vórtice sería el de un cilindro cuyo radio sea del orden de ξ y su largo el del espesor de la muestra. Estos defectos columnares pueden crearse artificialmente irradiando a la muestra con iones pesados de algún elemento. Por ejemplo, los monocristales de BSCCO utilizados en esta tesis fueron irradiados con iones de Sb^{+24} acelerados con una energía de 278 Mev mientras que para los cristales de YBCO se utilizaron iones de Au^{+26} de 309 Mev en la facilidad del TANDAR (Argentina) [12]. Cada ión produce un defecto columnar (en nuestro caso, en la dirección del eje c) de lado a lado de la muestra dañando al material en un área del orden de $\pi\xi^2$. La densidad superficial de iones, n_i , puede escribirse (en analogía con la densidad de vórtices) en términos de una inducción magnética, $B_\phi = n_i\phi_0$, la cual se denomina campo de *matching*. En particular, los monocristales con defectos columnares utilizados en esta tesis fueron irradiados con una dosis de $B_\phi = 3$ Tesla [12, 13].

En el caso del YBCO existen defectos intrínsecos denominados maclas o *twinnings*. Puesto que en YBCO las direcciones cristalográficas a y b son muy parecidas, existe una línea en el plano ab a partir de la cual se intercambian las direcciones cristalográficas a y b , tal como se muestra en la Figura 1.6. Esta línea se extiende a lo largo de todo el eje c , formando un plano paralelo al eje c , que es la llamada macla. Estas maclas forman familias de planos paralelos entre sí y separados aleatoriamente. Pueden existir familias de maclas perpendiculares entre sí en un mismo monocristal, tal como se muestra en la Figura 1.6. Si un vórtice en movimiento es anclado por una macla, este podría seguir moviéndose, pero solamente lo haría a lo largo del plano que forma la macla.

Tanto los defectos columnares así como las maclas, se denominan defectos correlacionados. En estos defectos tridimensionales, por lo menos una dimensión espacial es del orden del largo del vórtice, y al menos una es del orden de ξ . Los defectos correlacionados, a diferencia de los puntuales, pueden llegar a aumentar la correlación a lo largo del eje c de un vórtice, incrementando l_c y la coherencia de fase en esa dirección. En esta tesis se estudiará la influencia tanto de las maclas como de los columnares en las propiedades de los vórtices.

Como veremos a continuación, el desorden estructural cumple un rol crucial en la fusión de la red de vórtices y en el diagrama de fases de los SAT.

Fusión de la red de vórtices

Al poco tiempo del descubrimiento de los SAT, se encontró en los mismos [14] una línea en el diagrama de fases campo magnético-temperatura, $H - T$, denominada línea de irreversibilidad. Por debajo de esta línea, el comportamiento de la magnetización

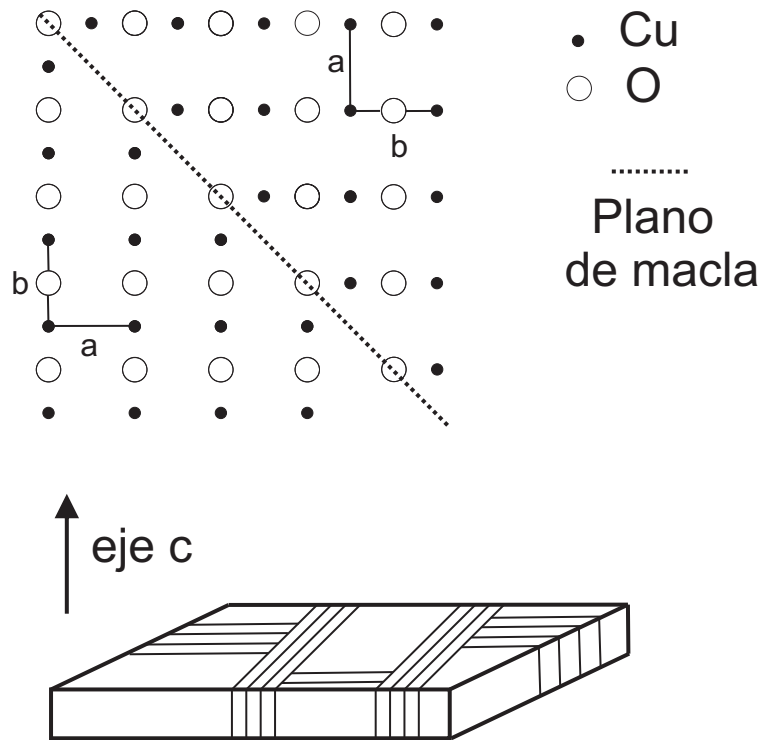


Figura 1.6: En la parte superior se muestra un plano de macla, el cual separa dominios en los cuales las direcciones *a* y *b* están rotadas 90° . En la parte inferior se muestran varias familias de maclas en un monocristal.

es histerética o irreversible en campo y temperatura, y por encima de la misma el comportamiento es reversible. Este hecho experimental marcó una diferencia fundamental respecto de los superconductores tipo II de baja temperatura crítica, en los cuales el comportamiento de la magnetización era irreversible incluso hasta las cercanías de H_{c2} . Otro experimento distintivo que marcó una importante diferencia con respecto a los superconductores tipo II de baja temperatura crítica fue la medición de resistividad eléctrica en función de la temperatura aplicando un campo magnético externo [15]. En el caso de los SAT, la transición resistiva se ensancha al aplicar un campo magnético, y se anula a la misma temperatura en la cual la magnetización presenta un comportamiento irreversible. Por encima de esta temperatura de irreversibilidad, T_{irrev} , el sistema es óhmico y de respuesta lineal. Por el contrario, en el caso de los superconductores de baja temperatura crítica, la transición resistiva es en general abrupta, y es posible extraer de allí el campo crítico H_{c2} .

Aunque al principio se especuló con la posibilidad de que esta línea de irreversibilidad estaba asociada a un fenómeno de desanclaje por activación térmica de vórtices [16, 17], muy pronto diferentes experimentos y predicciones teóricas mostraron que esta línea correspondía a una genuina transición de fase. Es decir, al atravesar esta línea subiendo temperatura o campo magnético, la red hexagonal de vórtices con orden posicional de largo alcance (sólido de vórtices) se funde en un líquido de vórtices. En esta fase líquida, a diferencia de la sólida, los vórtices pueden moverse y disipar. Además, en el líquido de vórtices se pierde la coherencia de fase de largo alcance del parámetro de orden superconductor. Por tanto, la fusión de la red de vórtices es la transición de fase que tiene lugar en el diagrama de fases $H - T$ de los SAT. El campo crítico H_{c2} se hace difícil de determinar experimentalmente, y puede verse como un *crossover* hacia el estado normal. En la Figura 1.7 se esquematiza el diagrama de fases $H - T$ de los SAT.

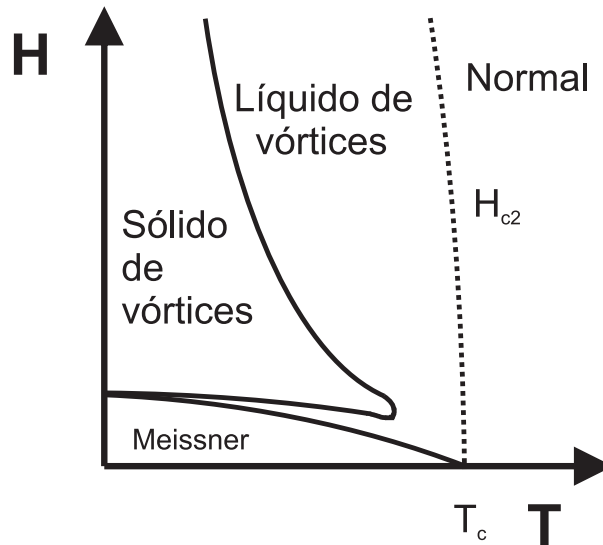


Figura 1.7: Diagrama de fases $H - T$ en los SAT.

En muestras limpias de Bi-2212 e YBCO sin maclas (en las cuales los únicos defectos son una baja densidad de puntuales intrínsecos), se determinó a través de varios experimentos que la transición de fase es de primer orden [18–23], en concordancia con la propuesta teórica de D. Nelson [24, 25]. En el caso de muestras “limpias”, es notable señalar que la línea de irreversibilidad del Bi-2212 se encuentra a temperaturas y campos más bajos que en el caso del YBCO. Esto puede intuirse del hecho de que en Bi-2212 la anisotropía es mayor que la del YBCO y en consecuencia sus vórtices son más “blandos” y susceptibles de fundirse.

Como vimos arriba, la presencia de desorden correlacionado puede hacer que la energía de *pinning* o anclaje se haga comparable a la de interacción vórtice-vórtice. En consecuencia, el desorden correlacionado puede afectar a las propiedades de la transición sólido-líquido. Este hecho fue también notado por D. Nelson en su teoría del vidrio de Bose o *Bose – Glass* [26]. En esta teoría, la transición de primer orden observada en muestras limpias se ve reemplazada por una transición continua o de segundo orden en presencia de desorden correlacionado (siempre que la dirección del campo magnético sea la misma que la de los planos de macla o la de los defectos columnares). El sólido de vórtices, en estas condiciones, presenta características vítreas.

Los experimentos en YBCO con maclas sugieren que la transición es continua o de segundo orden [27–29]. Esto también parece ocurrir en muestras de YBCO y Bi-2212 con defectos columnares introducidos artificialmente [30–32].

También se ha observado que la línea de irreversibilidad se corre a campos y temperaturas más altas al introducir defectos columnares respecto de muestras limpias [31–33], siendo este efecto más pronunciado en el caso del Bi-2212 respecto del YBCO. Por tanto, es también de esperar que en muestras con defectos columnares, la corriente crítica, J_c , se corra a campos y temperaturas más altas. Esto se ha demostrado experimentalmente en ciclos de magnetización vs. H a T fija [31], siendo estos ciclos o *loops* de histéresis de una amplitud ΔM mayor en el caso de monocristales con defectos columnares. Como es sabido, $\Delta M \propto J_c$ [34].

La presente tesis centrará su estudio en las propiedades de transporte eléctrico y térmico de la fase líquida, y en su comportamiento tanto en la vecindad de la transición al sólido así como en las cercanías del estado normal.

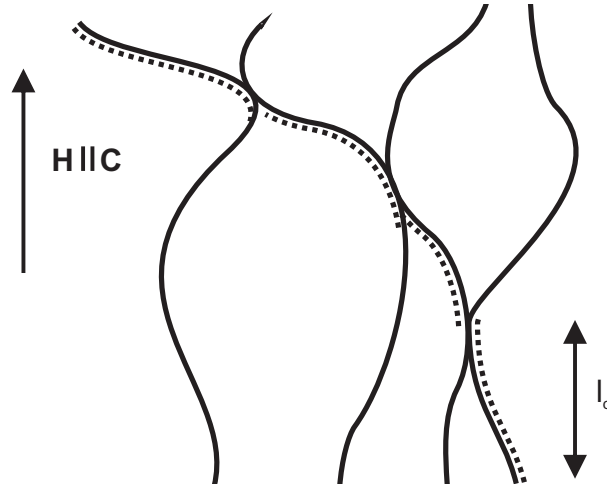


Figura 1.8: Vórtices y eventos de corte y reconexión entre ellos. A partir de estos eventos es posible generar un vórtice transversal al campo magnético, el cual se muestra con líneas punteadas.

El líquido de vórtices

Al fundirse el sólido de vórtices, se obtiene un líquido de líneas débilmente interactuantes y poco localizadas. Cada línea podría describirse como la trayectoria de una partícula que sigue en forma efectiva la dirección de H por medio de una “caminata aleatoria” debido a las fluctuaciones térmicas [35]:

$$\langle |\vec{r}(z) - \vec{r}(0)|^2 \rangle = D|z| \quad (1.2)$$

donde $\vec{r}(z)$ y $\vec{r}(0)$ son la posición inicial y en z de la partícula. La dirección de z es la del campo magnético aplicado, H , que en nuestro caso coincide con la del eje c . El coeficiente de difusión D es proporcional a $k_B T$. Es decir, a medida que más se desplaza la partícula (aumentando z) mayores son los desplazamientos laterales respecto de su posición inicial.

Existe una distancia $z = l_z$ en la cual los desplazamientos laterales de la línea se hacen del orden de la distancia entre vórtices o líneas, a_0 ($a_0 = (\phi_0/B)^{1/2}$). Siguiendo la expresión 1.2, $l_z = a_0^2/D$. Esto puede provocar que dos líneas vecinas se corten y se reconecten (sería el equivalente a una colisión inelástica entre dos partículas). En este evento de corte y reconexión, la línea pierde coherencia de fase en la dirección del eje c . Un esquema de esta situación se ilustra en la Figura 1.8.

De hecho, l_z y la longitud de correlación del vórtice, l_c , definida anteriormente, están vinculadas a través de la siguiente expresión [25, 36]:

$$l_c = l_z e^{(U_c/k_B T)} \quad (1.3)$$

donde U_c es la energía involucrada en el proceso de corte y reconexión.

De esta discusión, queda claro que aumentar temperatura o campo magnético (aumentando así la densidad de vórtices), incrementa los eventos de corte y reconexión entre vórtices y disminuye la longitud de correlación del vórtice, l_c .

Comparando l_c con las otras longitudes características del monocristal, se pueden obtener diferentes regímenes en el líquido de vórtices.

En el caso en que l_c sea mayor que el espesor de la muestra, d , ($l_c > d$), no habrá eventos de corte y reconexión. El líquido de vórtices tiene coherencia de fase en la dirección del eje c

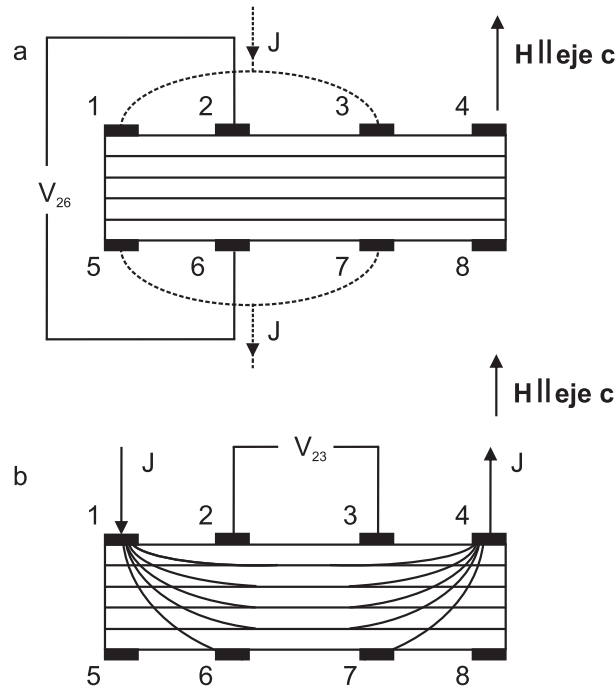


Figura 1.9: Esquema del pseudo-transformador de flujo en los SAT. **a** Medición de voltaje en la dirección del eje c (y de H) inyectando corriente en esa misma dirección. **b** Medición de voltaje en la superficie inferior (V_{67} o V_{bottom}) y superior (V_{23} o V_{top}) al inyectar corriente inhomogénea por la superficie superior del monocristal.

a lo largo de todo el espesor de la muestra, pero no en la dirección de los planos ab . Es decir, si en este líquido desenredado se inyectase una corriente eléctrica en la dirección del eje c (tal como se muestra en la Figura 1.9), no se mediría caída de voltaje en dicha dirección ($V_{26} = 0$, en la Figura 1.9).

Por el contrario, si se aplicara una corriente eléctrica en la dirección de los planos ab (como se muestra en la Figura 1.9), se mediría una caída de voltaje o disipación en esa dirección ($V_{23} \neq 0$, en la Figura 1.9). Es notable señalar que en este régimen, la inyección de esta densidad de corriente, (Figura 1.9), haría que el voltaje medido en la superficie inferior y superior de la muestra sea el mismo (es decir, $V_{top} = V_{bott.}$ o $V_{23} = V_{67}$ en la Figura 1.9) por más que esta corriente fuese inhomogénea. Esto es una consecuencia de que $l_c > d$, o sea los vórtices poseen coherencia de fase en la dirección del eje c a lo largo de todo el espesor de la muestra y la línea responde ante una fuerza como una sola entidad. En este régimen, la resistividad eléctrica posee un carácter fuertemente no-local [37, 38]. Este líquido desenredado tendría lugar en una ventana de temperaturas que va de la línea de irreversibilidad hasta cierta temperatura $T_{thermal}$: $T_{irrev}(H) < T < T_{thermal}(H)$.

Por encima de $T_{thermal}$, l_c se hace menor o igual que d , es decir, comienzan a aparecer los primeros eventos de corte y reconexión entre vórtices, y por tanto el líquido está enredado. En $T_{thermal}$, gracias a estos eventos de corte y reconexión y teniendo en cuenta una imagen percolativa de las líneas de flujo, aparecería el primer vórtice transversal al campo magnético [39]. Un esquema de esta situación se muestra en la Figura 1.8. En consecuencia, si en este régimen se aplica una corriente eléctrica en la dirección del eje c (ver Figura 1.9) habrá una fuerza de Lorentz sobre este vórtice transversal y se mediría una caída de voltaje en la dirección del eje c (o sea, $V_{26} \neq 0$ en la Figura 1.9). Por tanto, este líquido enredado carece de coherencia de fase de largo alcance en la dirección c . Si en este régimen se realiza

el experimento esquematizado en la Figura 1.9, de la misma manera que en el líquido desenredado, se medirá disipación en la dirección del plano ab . Pero, a diferencia del líquido desenredado, en el líquido enredado $V_{top} \neq V_{bott}$. (o $V_{23} \neq V_{67}$) al aplicar una corriente inhomogénea, tal como se indica en la Figura 1.9. Esto se debe a que cada línea de flujo ya no se comporta como una sola entidad a lo largo de la dirección c del monocristal.

Si todavía se aumenta un poco más la temperatura, se puede llegar a una situación en la cual l_c sea menor o del orden de s , la distancia entre planos de CuO_2 . En este caso, utilizando nuevamente una imagen percolativa, habría vórtices transversales al eje c cuya separación media sería del orden de s . Es decir, cada línea de flujo se desintegraría en vórtices bidimensionales o panqueques individuales, ligados muy débilmente por el acople magnético. Este régimen ya se discutió parcialmente en otra subsección, y se denomina desacople o *decoupling*.

De lo discutido hasta ahora, se puede intuir que esta temperatura $T_{thermal}$ depende del espesor de la muestra, d . Es decir, cuanto mayor sea el espesor de la muestra habrá más eventos de corte y reconexión y $T_{thermal}$ disminuirá. En consecuencia, el líquido desenredado estará confinado en una ventana de temperaturas cada vez menor al aumentar el espesor, ya que además T_{irrev} no depende del espesor de la muestra. En el límite de espesores muy grandes ($d \gg l_c$), $T_{thermal} \rightarrow T_{irrev}$ y desaparece el régimen de líquido desenredado.

La existencia de $T_{thermal}$, su dependencia con el espesor del monocristal y la presencia de un régimen de líneas de flujo desenredadas, ha sido demostrada experimentalmente en muestras de YBCO con maclas [40] utilizando la técnica del pseudo-transformador de flujo, tal como se indica en la Figura 1.9. En muestras limpias de YBCO, sin embargo solo existe un régimen de líneas enredadas [41]. Intuitivamente, en el YBCO con maclas, estos defectos planares mejoran la correlación a lo largo del eje c de las líneas de flujo y por tanto es posible ver un régimen de líneas desenredadas en la fase líquida a diferencia del YBCO sin maclas.

Hemos visto la riqueza de la fase líquida de vórtices y la importancia que la técnica del pseudo-transformador de flujo tiene para obtener valiosa información de la misma. A lo largo de esta tesis se utilizarán algunas de las configuraciones de esta técnica experimental para investigar dicha fase.

Diagrama de fases temperatura vs. dopaje

El $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+\delta}$ (al igual que el $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ o el $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$) es un SAT en el cual la superconductividad aparece al dopar con huecos a los planos de CuO_2 . En particular, si se parte del compuesto $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ (el cual es eléctricamente aislante) y se aumenta el contenido de oxígeno (aumentando δ de 0 hasta 1 inclusive), se dopa a los planos de CuO_2 con huecos y el sistema puede convertirse en superconductor para algún valor de δ .

Para $\delta = 0$, en los planos de CuO_2 , cada ión $\text{Cu } 3d^9$ posee un spin electrónico sin compensar debido a que no se completó la capa $3d$, lo cual genera un momento magnético neto en cada ión. Estos, a través de una interacción de superintercambio, J , forman un estado antiferromagnético, tal como se muestra en la Figura 1.10. Además, la repulsión coulombiana electrón-electrón, U , en cada sitio de Cu es lo suficientemente grande como para evitar el "salto" o *hopping*, t , de electrones entre sitios vecinos. En consecuencia, para $\delta = 0$, el sistema es también un aislante eléctrico.

Al introducir huecos en los planos de CuO_2 aumentando δ , se remueve el electrón sin aparear del $\text{Cu } 3d^9$. Esto puede eventualmente romper el orden antiferromagnético de largo alcance mostrado en la Figura 1.10. La inyección de huecos también permite añadir sitios electrónicos vacantes en las bandas para el posible *hopping* de electrones. Esto haría que el sistema comience a conducir eléctricamente para algún valor de δ . Finalmente, para cierto valor de δ , se obtendría el estado superconductor.

Esta imagen es un buen punto de partida para la formulación de una teoría microscópica

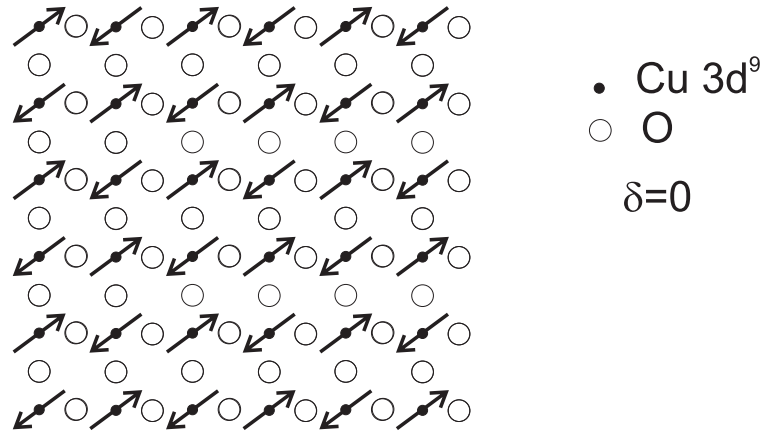


Figura 1.10: Orden antiferromagnético en un plano de CuO_2 de YBCO con $\delta = 0$

de los SAT. Se encuentra basada en la teoría RVB creada por P. W. Anderson poco tiempo después del descubrimiento de los SAT [42].

En la Figura 1.11 se muestra un diagrama de fases genérico temperatura vs. x para los SAT dopados con huecos, siendo x el número de huecos por sitio de Cu.

Se observa que para valores chicos de x , se tiene un aislante de Mott antiferromagnético, tal como describimos arriba. Si seguimos aumentando x hasta $x = 0.05$, aparece el estado superconductor. En este diagrama de fases, la T_c forma una especie de domo, que alcanza un máximo en las cercanías $x = 0.15$. Si se continúa aumentando x , la superconductividad desaparece para $x > 0.25$. Los SAT con dopajes cercanos al de máxima T_c se denominan óptimamente dopados (OPT), mientras que los de dopaje menores y mayores que los de máxima T_c se denominan subdopados (UD) y sobredopados (OVD) respectivamente. En particular, los monocristales utilizados a lo largo de esta tesis ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ y $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$), se encuentran en las vecindades del régimen óptimamente dopado (OPT).

Experimentos de espectroscopía y microscopía han determinado que el gap correspondiente al estado superconductor es real y de *onda-d*, y que su valor crece al subdopar el material [43, 44]. Estas y otras características del gap superconductor indicarían que la interacción de electrones mediada por fonones es insuficiente para explicar el mecanismo microscópico de la superconductividad en los SAT [45, 46].

Por arriba de T_c , experimentos similares a los mencionados y otros [47] han detectado la apertura de otro gap por debajo de una temperatura, T^* . A este gap, de amplitud similar a la del gap superconductor, se le ha denominado pseudogap.

Como se observa en la Figura 1.11, T^* es mayor al subdopar el material, siendo un fuerte tema de discusión el hecho de si T^* cruza o no a T_c en algún punto de la región sobredopada.

También hoy en día es un tema de controversia si el pseudogap es un precursor del estado superconductor [48, 49] o si es un estado que compite con la fase superconductor [50].

En 1995, Emery y Kivelson dieron una elegante explicación fenomenológica al domo que forma T_c [51]. En cualquier superconductor se puede definir una densidad superfluida, n_s . Esta densidad superfluida da una medida de la rigidez de la fase φ del parámetro de orden superconductor, ya que la energía que cuesta torcer la fase es proporcional a $n_s(\nabla\varphi)^2$. También es posible definir una temperatura T_φ^{max} (la cual es proporcional a n_s) por debajo de la cual se establece coherencia de fase de largo alcance. En los superconductores de baja temperatura crítica, $T_\varphi^{max} \gg T_c$ y por tanto la coherencia de fase de largo alcance se establece en simultáneo con la aparición de una densidad finita de pares de Cooper.

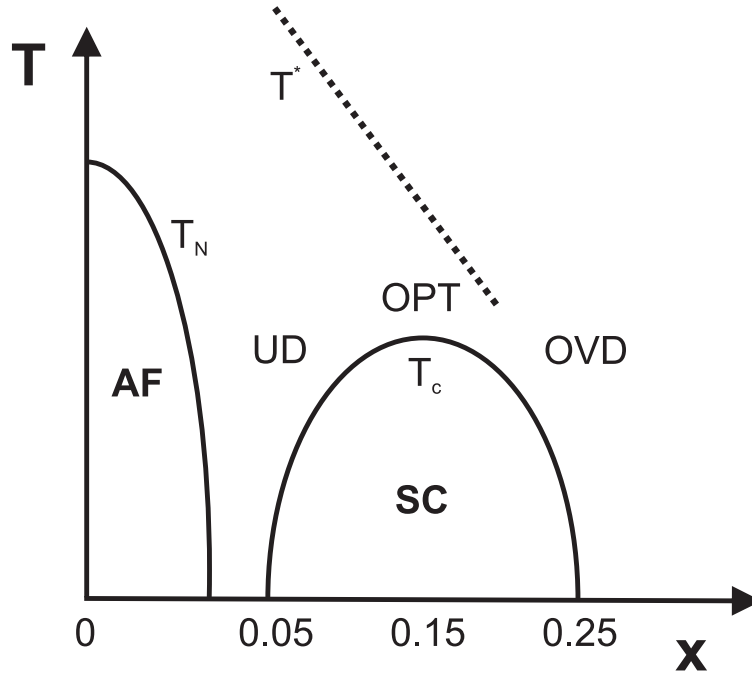


Figura 1.11: Diagrama de fases temperatura vs. dopaje en los SAT.

Puesto que los SAT se forman a partir del dopaje con huecos de un aislante, es posible suponer que n_s es proporcional a x [52], y por tanto T_φ^{max} es proporcional a x , por lo menos a valores no muy grandes de x . Sea T^{MF} la temperatura a la cual aparece una densidad finita de pares de Cooper. Supongamos que, en semejanza a la T^* del pseudogap, esta temperatura T^{MF} aumenta al disminuir x . Las dependencias de T_φ^{max} y T^{MF} con x , se muestran en la Figura 1.12.

Emery y Kivelson [51] propusieron que la dependencia con x de T_c en los SAT surge de la convolución de las dependencias con x de T_φ^{max} y T^{MF} . En el régimen sobredopado, $T_\varphi^{max} \gg T^{MF}$, es decir, al igual que en los superconductores de baja temperatura crítica, la aparición de una densidad finita de pares y el establecimiento de coherencia de fase de largo alcance ocurren simultáneamente. Por tanto, $T_c = T^{MF}$. En el régimen subdopado, $T_\varphi^{max} \ll T^{MF}$, es decir, $T_c = T_\varphi^{max}$. O sea, T_c es la temperatura por debajo de la cual se establece coherencia de fase de largo alcance. En este régimen, por encima de T_c , existe una densidad finita de pares pero sin coherencia de fase de largo alcance. Si se sigue aumentando temperatura, en T^{MF} , la densidad de pares de Cooper se anula. En el régimen óptimamente dopado, T_c será un compromiso de las dos temperaturas T_φ^{max} y T^{MF} .

En cualquier caso, la T_c en los SAT es la temperatura por debajo de la cual se establece coherencia de fase de largo alcance. Esta imagen tiene profundas consecuencias para el líquido de vórtices, como veremos en la siguiente subsección.

Fluctuaciones térmicas en la forma de vórtices

Hasta ahora hemos visto que las excitaciones térmicas son responsables de distorsionar las líneas de flujo magnético, favoreciendo así la aparición de eventos de corte y reconexión entre vórtices.

Existe una manera equivalente de describir las fluctuaciones térmicas. Analizaremos en primer lugar el caso bidimensional y finalmente el caso tridimensional.

Pensemos en el *decoupling* entre planos de CuO_2 mencionado antes. Cada plano de CuO_2

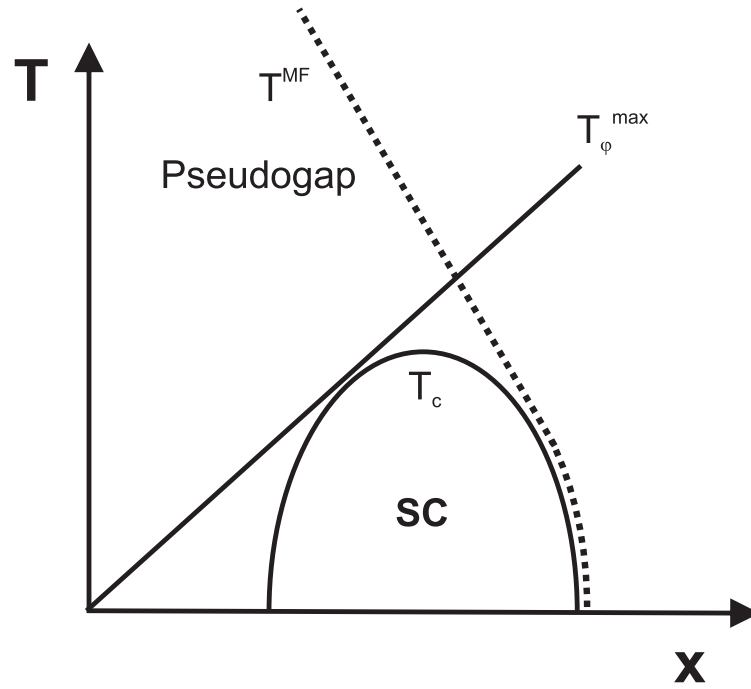


Figura 1.12: T_φ^{\max} y T^{MF} en función del dopaje en los SAT, según Emery y Kivelson [51]

podría describirse como una lámina superconductora de pequeño espesor t . En ella habría vórtices bidimensionales o *panqueques* creados por el campo magnético que interactuarían débilmente con una fuerza proporcional a $\log(r)/\lambda_\perp^2$, donde $\lambda_\perp = \lambda^2/t$ [53, 54]. A cualquier temperatura finita $T < T_{KT}$, es favorable energéticamente generar pares ligados de vórtice-antivórtice. Estos pares de panqueque-antipanqueque, a diferencia de los panqueques generados por el campo magnético, están creados térmicamente [54]. Cada par, al estar ligado, no disipa energía al moverse. Por encima de alguna temperatura T_{KT} , estos pares de vórtice-antivórtice se desligan, contribuyendo a la resistencia eléctrica si se aplicase una corriente eléctrica. Un esquema de este par se muestra en la Figura 1.13. Si no hubiera campo magnético aplicado, T_{KT} sería la temperatura por encima de la cual se pierde la coherencia de fase de largo alcance, en sintonía con la T_c propuesta por Emery y Kivelson [51]. Esta temperatura T_{KT} por debajo de la cual aparece un orden topológico de largo alcance debe su nombre a sus creadores D. J. Thouless y J. M. Kosterlitz [55].

En el caso tridimensional en que existe acople entre los planos de CuO_2 , la imagen de un par panqueque-antipanqueque se ve reemplazada por la de un toro o *loop* de flujo magnético de algún radio R [56, 57]. A cierta temperatura, habrá un determinado número y distribución de tamaños de *loops*. Un *loop* puede disociarse en un vórtice y antivórtice desligados si, por ejemplo, su radio excede al espesor d de la muestra. Esto puede hacerse aplicando una corriente eléctrica al *loop* que lo haga crecer hasta disociarlo. Una vez disociado, el vórtice y el antivórtice contribuyen separadamente a la resistencia eléctrica. Un esquema del *loop* y su disociación se muestra en la Figura 1.13.

Estos *loops* de flujo magnético, al entrar en contacto con los vórtices creados por el campo magnético (que podrían pensarse como líneas perfectamente alineadas a este campo) son los responsables de que la línea de flujo se “doble” o distorsione con temperatura [39], tal como se mostró en la ecuación 1.2. Un esquema de esta situación se muestra en la Figura 1.14. En este contexto, P. W. Anderson ha señalado recientemente [58], que el líquido de vórtices es una fase termodinámica que se extiende a temperaturas mucho mayores que T_c , desapareciendo

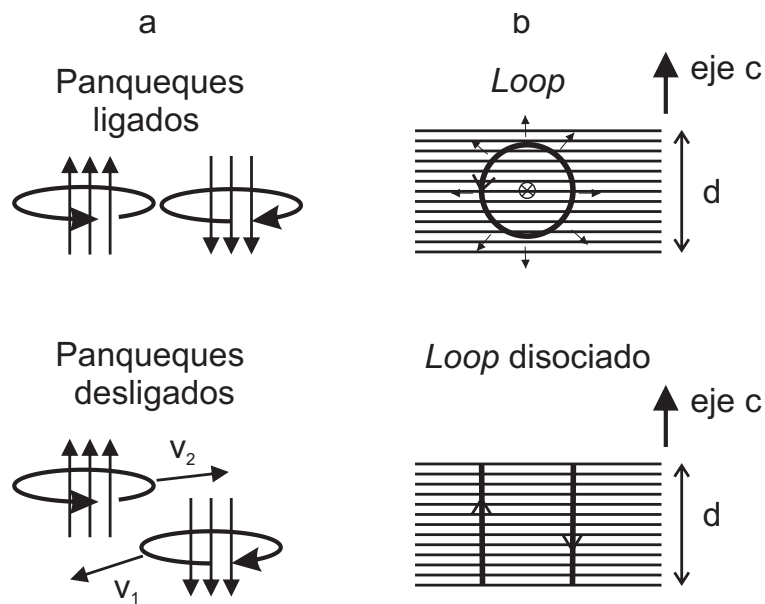


Figura 1.13: a Par vórtice-antivórtice 2D por debajo y por encima de T_{KT} , b Crecimiento de un *loop* de flujo magnético aplicando una corriente eléctrica y su eventual disociación en un vórtice y un antivórtice desligados.

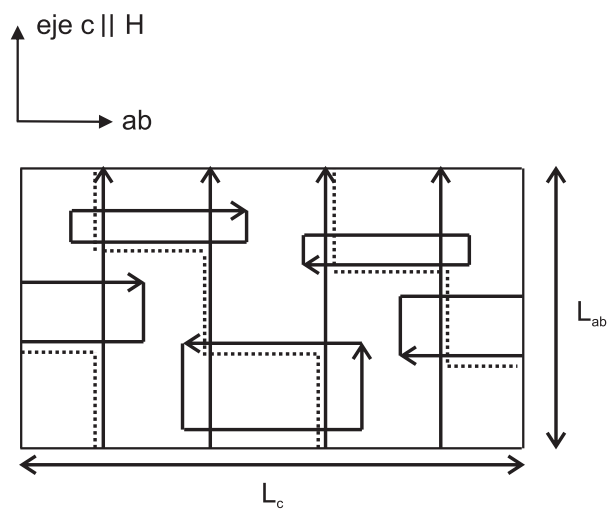


Figura 1.14: Vórtices creados por el campo magnético (líneas rectas) y creados térmicamente (*loops*). Utilizando una imagen percolativa de las líneas de flujo, los eventos de corte y reconexión entre los distintos vórtices pueden dar lugar a una línea de flujo transversal al campo magnético (marcada con líneas punteadas) a lo largo de L_{ab} [39].

recién en las cercanías de T^* . En el siguiente capítulo, veremos como el efecto Nernst es una técnica eficiente para la detección del movimiento de vórtices a temperaturas incluso mayores que T_c .

Bibliografía

- [1] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2 ed. (McGraw-Hill, New York, 1996).
- [2] V. L. Ginzburg y L. D. Landau, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).
- [3] J. Bardeen, L. Cooper, y J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
- [4] A. A. Abrikosov, Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. **32**, 1442 (1957).
- [5] R. D. Parks, *Superconductivity* (Marcel Dekker, New York, 1969).
- [6] J. G. Bednorz y K. A. Müller, Z. Phys. B **64**, 189 (1986).
- [7] G. Briceño, M. F. Crommie, y A. Zettl, Phys. Rev. Lett. **66**, 2164 (1991).
- [8] M. S. Corvalán, Tesina de Licenciatura, Universidad Nacional de Tucumán, 1996.
- [9] W. E. Lawrence y S. Doniach, en *International Conference on Low Temperatures Physics LT12* (E. Kanda, ed., Academic press of Japan, Kyoto, 1971), Vol. 361-362.
- [10] V. F. Correa, E. E. Kaul, y G. Nieva, Phys. Rev. B **63**, 172505 (2001).
- [11] V. L. Ginzburg, Sov. Phys., Solid State **2**, 1824 (1960).
- [12] G. Pasquini, Tesis Doctoral, Universidad de Buenos Aires, 1998.
- [13] A. V. Silhanek, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 2001.
- [14] K. A. Müller, M. Takashige, y J. G. Bednorz, Phys. Rev. Lett. **58**, 1143 (1987).
- [15] D. A. Huse, M. P. A. Fisher, y D. S. Fisher, Nature **358**, 553 (1992).
- [16] Y. Yeshurun y A. P. Malozemoff, Phys. Rev. Lett. **60**, 2202 (1988).
- [17] M. Tinkham, Phys. Rev. Lett. **61**, 1658 (1988).
- [18] H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, D. J. Bishop, J. P. Rice, y D. M. Ginsberg, Phys. Rev. Lett. **69**, 824 (1992).
- [19] W. K. Kwok, S. Fleshner, U. Welp, V. M. Vinokur, J. Downey, G. W. Crabtree, y M. M. Miller, Phys. Rev. Lett. **69**, 3370 (1992).
- [20] H. Pastoriza, M. F. Goffman, A. Arribére, y F. de la Cruz, Phys. Rev. Lett. **72**, 2951 (1994).
- [21] E. Zeldov, D. Mayer, M. Konczykowski, V. B. Geshkenbein, V. M. Vinokur, y H. Shtrikman, Nature **375**, 373 (1995).
- [22] U. Welp, J. A. Fendrich, W. K. Kwok, G. W. Crabtree, y B. W. Veal, Phys. Rev. Lett. **76**, 4809 (1996).

- [23] A. Schilling, R. A. Fisher, N. E. Phillips, U. Welp, D. Dasgupta, W. K. Kwok, y G. W. Crabtree, *Nature* **382**, 791 (1996).
- [24] E. Brézín, D. R. Nelson, y A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **31**, 7124 (1985).
- [25] D. R. Nelson y H. S. Seung, *Phys. Rev. B* **39**, 9153 (1989).
- [26] D. R. Nelson y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2398 (1992).
- [27] W. K. Kwok, U. Welp, G. W. Crabtree, K. G. Vandervoort, R. Hulsher, y J. Liu, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 966 (1990).
- [28] W. K. Kwok, U. Welp, V. M. Vinokur, S. Flesher, J. Downey, y G. W. Crabtree, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 390 (1991).
- [29] S. A. Grigera, E. Morré, E. Osquiguil, C. Balseiro, G. Nieva, y F. de la Cruz, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2348 (1998).
- [30] F. Righi, S. A. Grigera, D. López, G. Nieva, F. de la Cruz, L. Civale, G. Pasquini, y P. Levy, *Phys. Rev. B* **55**, 5663 (1997).
- [31] L. Civale, A. D. Marwick, T. K. Worthington, M. A. Kirk, J. R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J. R. Clem, y F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
- [32] J. R. Thompson, Y. R. Sun, H. R. Kerchner, D. K. Christen, B. C. Sales, B. C. Chakoumakos, A. D. Marwick, L. Civale, y J. O. Thomson, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2306 (1992).
- [33] L. Krusin-Elbaum, J. R. Thompson, R. Wheeler, A. D. Marwick, C. Li, S. Patel, D. T. Shaw, P. Lisowski, y J. Ullmann, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3331 (1994).
- [34] C. P. Bean, *Phys. Rev. Lett.* **8**, 250 (1962).
- [35] D. R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1973 (1988).
- [36] E. H. Brandt, J. R. Clem, y D. G. Walmsley, *J. Low Temp. Phys.* **37**, 43 (1985).
- [37] D. A. Huse y S. Majumdar, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2473 (1993).
- [38] H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, S. Majumdar, L. F. Schneemeyer, D. J. Bishop, D. López, G. Nieva, y F. de la Cruz, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1272 (1994).
- [39] E. A. Jagla y C. A. Balseiro, *Phys. Rev. B* **53**, 538 (1996).
- [40] F. de la Cruz, D. López, y G. Nieva, *Philos. Mag. B* **70**, 773 (1994).
- [41] D. López, E. F. Righi, G. Nieva, y F. de la Cruz, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4034 (1996).
- [42] P. W. Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
- [43] C. C. Tsuei y J. R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969 (2000).
- [44] P. W. Anderson, *Physica C* **460-462**, 3 (2007).
- [45] P. W. Anderson, P. A. Lee, M. Randeria, T. M. Rice, N. Trivedi, y F. C. Zhang, *J. Phys.-Condens. Matter* **16**, R755 (2004).
- [46] P. W. Anderson, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 017001 (2006).
- [47] T. Tismuk y B. Sttatt, *Reports on Progress in Physics* **62**, 61 (1999).

-
- [48] P. A. Lee, *Physica C* **388**, 7 (2003).
- [49] L. Benfatto, S. Caprara, C. Castellani, A. Paramekanti, y M. Randeria, *Phys. Rev. B* **63**, 174513 (2001).
- [50] S. A. Kivelson, I. P. Bindloss, E. Fradkin, V. Oganesyan, J. M. Tranquada, A. Kapiltunik, y C. Howald, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 1201 (2003).
- [51] V. J. Emery y S. A. Kivelson, *Nature* **374**, 434 (1995).
- [52] B. Batlogg, en *High Temperature Superconductivity*, editado por K. S. Bedell, D. Coffey, D. E. Meltzer, D. Pines, y J. R. Schrieffer (Addison-Wesley, Redwood City, 1990), Cap. 37-82.
- [53] M. R. Beasley, J. E. Mooij, y T. P. Orlando, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1165 (1979).
- [54] S. Doniach y B. A. Huberman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1196 (1979).
- [55] J. Kosterlitz y D. Thouless, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **6**, 1181 (1973).
- [56] D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, y D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **43**, 130 (1991).
- [57] G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, y V. M. Vinokur, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1125 (1994).
- [58] P. W. Anderson, *Nature Physics* **3**, 160 (2007).

Capítulo 2

El efecto Nernst

Un gradiente de temperaturas aplicado a un metal puede generar un voltaje o campo eléctrico en la misma dirección del gradiente. Este efecto se conoce con el nombre de Seebeck o poder termoelectrico y es el mecanismo básico de funcionamiento de una termocupla. También es sabido que una corriente eléctrica aplicada a un metal produce un voltaje en la misma dirección de la corriente. Es debido a la resistencia eléctrica. Si en este último experimento aplicamos un campo magnético perpendicular a la corriente, uno puede medir en el metal un voltaje transversal a la dirección de la corriente y el campo. Es el conocido efecto Hall, de gran uso en sensores de campo magnético. Todos estos coeficientes han ayudado a comprender los mecanismos de transporte en la materia condensada. Y por supuesto, no son los únicos efectos termomagnéticos que existen. Imagínense todas las combinaciones posibles de flujos y fuerzas mientras la física lo permita. En el libro ya clásico de transporte en sólidos de Ziman [1] se adjunta una tabla con una gran fauna de coeficientes de transporte. Sería interesante realizar alguno de estos experimentos en algún material siempre y cuando la información física que se extraiga del mismo sea lo mas rica y directa posible. Este capítulo intenta mostrarles la utilidad de unos de estos coeficientes de transporte, el efecto Nernst. Básicamente, si aplican un gradiente de temperaturas en un material (digamos, en la dirección x) y un campo magnético (por ejemplo en la z) es posible, dependiendo del material, medir un voltaje o campo eléctrico transversal al gradiente de temperaturas y al campo magnético aplicado (es decir un voltaje en la dirección y). Este coeficiente lleva su nombre en honor a su descubridor, Walther Nernst. Al principio de este capítulo veremos cual es la magnitud de este efecto en un metal normal. Posteriormente, estudiaremos su magnitud en el estado mixto de superconductores tipo II. Por último, discutiremos la riqueza que puede brindarnos este efecto para el estudio de los vórtices y las fluctuaciones en los superconductores de alta temperatura crítica.

2.1. Efecto Nernst en un metal normal

Para obtener la contribución de los portadores de carga al efecto Nernst, nuestro punto de partida será la ecuación de flujos y fuerzas en respuesta lineal:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} + \alpha \cdot (-\vec{\nabla}T) \quad (2.1)$$

donde \vec{J} es la densidad de corriente eléctrica y las fuerzas que hemos aplicado corresponden a un gradiente de temperaturas, $\vec{\nabla}T$, y un campo eléctrico externo, \vec{E} . En este último, está contenido en forma implícita un gradiente de potencial químico, $\vec{\nabla}\mu$ [1]. σ y α son el tensor de conductividad eléctrica y el tensor de conductividad Peltier, respectivamente.

En la Figura 2.1 se muestra un esquema del experimento Nernst.

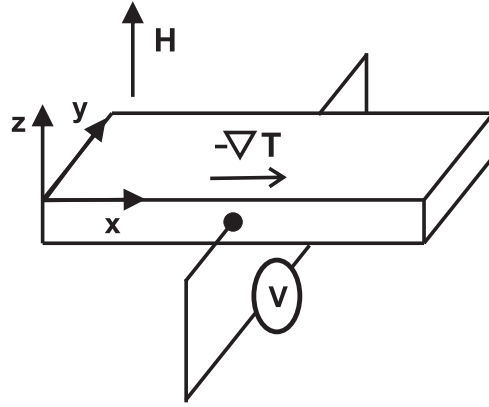


Figura 2.1: Esquema del experimento Nernst.

En esta configuración, los flujos y fuerzas están contenidos en el plano xy . Suponemos que el gradiente de temperaturas está aplicado en la dirección x , y que como respuesta, no aparece ningún gradiente térmico en la dirección y (lo cual es una buena aproximación en los SAT, ya que los fonones “cortocircuitan” este posible gradiente transversal e imponen condiciones isotérmicas en la dirección y [2]).

Teniendo todo esto en cuenta, la ecuación 2.1 puede escribirse en términos de sus componentes en las direcciones x e y de la siguiente manera:

$$j_x = \sigma E_x + \sigma_{xy} E_y + \alpha(-\nabla_x T) \quad (2.2)$$

$$j_y = \sigma_{yx} E_x + \sigma E_y + \alpha_{yx}(-\nabla_x T) \quad (2.3)$$

En ambas ecuaciones se ha supuesto que $\sigma_{ii} = \sigma$ (siendo σ la conductividad eléctrica) y que $\alpha_{ii} = \alpha$, con $i = x$ o y . Teniendo en cuenta las propiedades de simetría del problema y el hecho de que en este experimento no hay densidad de corriente eléctrica neta ($j_x = j_y = 0$), de 2.2 y 2.3 se obtiene el coeficiente Nernst, ν :

$$\nu = \frac{e_N}{B} = \frac{E_y}{B(-\nabla_x T)} = \frac{\alpha_{xy}\sigma - \alpha\sigma_{xy}}{B(\sigma^2 + \sigma_{xy}^2)} \quad (2.4)$$

donde e_N es la señal Nernst. En los SAT, la aproximación de bajo ángulo Hall es buena (es decir, $\tan \theta = \sigma_{xy}/\sigma \ll 1$), [3], y por tanto $1/(\sigma^2 + \sigma_{xy}^2) \sim 1/\sigma^2$. En consecuencia, 2.4 puede escribirse como:

$$\nu = \frac{e_N}{B} = \frac{E_y}{B(-\nabla_x T)} = \frac{1}{B} \left(\frac{\alpha_{xy}}{\sigma} - S \tan \theta \right) \quad (2.5)$$

donde $S = E_x/\nabla_x T = \alpha/\sigma$ es el coeficiente Seebeck o poder termoeléctrico.

Para tratar de dar un significado microscópico a la ecuación 2.5 es necesario resolver la ecuación de Boltzmann para un gas de Fermi en la aproximación de tiempo de relajación. Esta tarea fue realizada por Sondheimer en 1948, [4], obteniendo que para una sola banda de conducción:

$$\alpha_{xy} = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \left(\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial \varepsilon} \right)_\mu \quad (2.6)$$

$$\alpha = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \varepsilon} \right)_\mu \quad (2.7)$$

Por tanto 2.5 queda de la siguiente manera:

$$\nu = \frac{e_N}{B} = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3Be} \left(\frac{\partial \tan \theta}{\partial \varepsilon} \right)_\mu \quad (2.8)$$

Si en 2.8 se utiliza la aproximación de bajo ángulo Hall, $\tan \theta \sim \theta$.

En los metales convencionales, θ depende muy débilmente de la energía en las cercanías del nivel de Fermi, ε_F . Por lo tanto, en metales, ν es por lo general despreciable y los dos términos de la ecuación 2.5 se cancelan casi exactamente.

En el estado normal de los SAT, a $T \gg T_c$, $\nu \leq 10$ nVolt/K Tesla, muy cerca de nuestra resolución experimental [3].

Por otra parte, usando la definición del coeficiente Seebeck, S , y la ecuación 2.7, se obtiene:

$$S = \frac{\pi^2 k_B^2 T}{3e} \left(\frac{\partial \log \sigma}{\partial \varepsilon} \right)_\mu \quad (2.9)$$

En los metales convencionales cerca del nivel de Fermi, $\mu = \varepsilon_F$, es una buena aproximación suponer que σ aumenta con la energía en la forma ($\sigma = Ae^p$) y en consecuencia:

$$S = \frac{\pi^2 k_B^2 p T}{3e\varepsilon_F} \quad (2.10)$$

En metales convencionales, S se anula linealmente con T. Sin embargo, desviaciones de este comportamiento lineal han sido observados en Au, Cu y Ag a bajas temperaturas, ascribiéndose a mecanismos de colisión electrón-fonón y fonón-fonón [5, 6].

En el capítulo siguiente, mostraremos que la dependencia en temperatura de S en el estado normal de los SAT es muy diferente respecto a los metales convencionales.

2.2. Efecto Nernst en superconductores tipo II de baja temperatura crítica

A diferencia de un metal normal, en el estado mixto de los superconductores tipo II la señal Nernst puede ser apreciable debido a la contribución de vórtices en movimiento. Como se señaló en el capítulo 1, una corriente eléctrica produce una fuerza de Lorentz sobre un vórtice que permite que este se mueva y disipe. En 1966, Stephen [7] propuso que los vórtices también pueden moverse en la misma dirección de un gradiente de temperaturas. Para ello supuso que sobre cada vórtice actúa una fuerza efectiva por unidad de longitud de la forma:

$$F_t = S_\phi (-\vec{\nabla} T) \quad (2.11)$$

donde S_ϕ es el “exceso” de entropía de un vórtice por unidad de longitud, expresado en *Joule/mK* en el sistema *mks*. La fuerza térmica F_t se expresa en *Joule/m²* en el *mks*. Intuitivamente, el carozo o *core* de los vórtices posee un “exceso” de entropía respecto de sus alrededores y al aplicar un gradiente de temperaturas estos se mueven del lado más caliente hacia el más frío, generando un voltaje Josephson transversal al gradiente de temperaturas, tal como se esquematiza en la Figura 2.2.

Es decir, un gradiente de temperaturas puede generar el movimiento de tubos de flujo magnético.

En estado estacionario, es de esperar que $F_t = S_\phi (-\nabla_x T)$ se iguale a la fuerza viscosa $F_v = -\eta v_x$. Trabajando con esta igualdad y la relación de Josephson, $E_y = v_x \phi_0$ se obtiene:

$$e_N = \frac{E_y}{-\nabla_x T} = \frac{S_\phi \phi_0}{\eta} \quad (2.12)$$

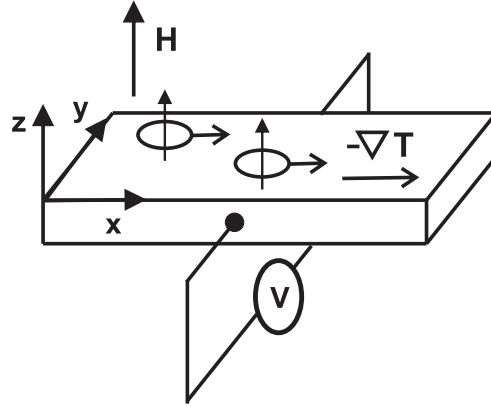


Figura 2.2: Esquema del experimento Nernst y contribución de los vórtices a dicha señal.

En el capítulo 1 vimos que $\eta = \phi_0^2/\rho_v$, por tanto 2.12 puede escribirse de la forma:

$$e_N = \frac{E_y}{-\nabla_x T} = \frac{S_\phi \rho_v}{\phi_0} \quad (2.13)$$

Es decir, midiendo la señal Nernst, e_N , y la resistividad, ρ_v , se puede obtener el “exceso” de entropía que lleva cada vórtice. La propuesta de Stephen, como el mismo indica [7], es esperable que sea válida a campos bajos cercanos al H_{c1} , donde la densidad de vórtices es relativamente baja.

El estudio del efecto Nernst y de S_ϕ a campos altos cercanos al H_{c2} fue realizado por K. Maki¹ en una serie de trabajos a finales de los 60’ [8–11]. Para ello, utilizó la ecuación de G-L dependiente del tiempo y consideró fluctuaciones del módulo del parámetro de orden superconductor. De esta manera, obtuvo una relación entre la energía de un vórtice por unidad de longitud, U_ϕ , y la magnetización M:

$$U_\phi = TS_\phi = -\phi_0 M(T) L_D(T) \quad (2.14)$$

L_D es una función numérica que depende muy levemente de T cerca de T_c , en donde es del orden de 1. A temperaturas bajas, L_D se anula como T^2 , haciendo que S_ϕ se anule linealmente con T, en concordancia con el tercer principio de la termodinámica.

A $T \lesssim T_{c2}$ (o $H \lesssim H_{c2}$), $M \propto T - T_{c2}$ a H fijo (o a $H - H_{c2}$ a T fija) [12], y 2.14 puede escribirse de la forma:

$$U_\phi = TS_\phi \propto \frac{T_{c2} - T}{\beta_A(2\kappa_2^2 - 1) + 1} \quad (2.15)$$

donde $\beta_A = 1.16$ para una red hexagonal de vórtices y el parámetro de Ginzburg, κ_2 , depende muy débilmente con temperatura en las cercanías de T_c [13]. Es decir, en las cercanías de T_c , dU_ϕ/dT a H fijo es constante.

Por tanto U_ϕ o S_ϕ (y por ende e_N) se anulan en T_{c2} (o H_{c2}) al igual que M, en consistencia con una transición de fase de segundo orden. En consecuencia, el efecto Nernst puede ser un buen “detector” de H_{c2} en los superconductores tipo II de baja temperatura crítica. Es interesante comparar este comportamiento en las cercanías de H_{c2} (o T_{c2}) con el que tiene la resistividad, ρ_v , la cual (como vimos en el capítulo 1) en vez de anularse en H_{c2} , alcanza gradualmente el valor finito (que no necesariamente satura con campo o temperatura) del estado normal, ρ_n .

¹Por esta y otras contribuciones K. Maki recibió el Premio John Bardeen 2006.

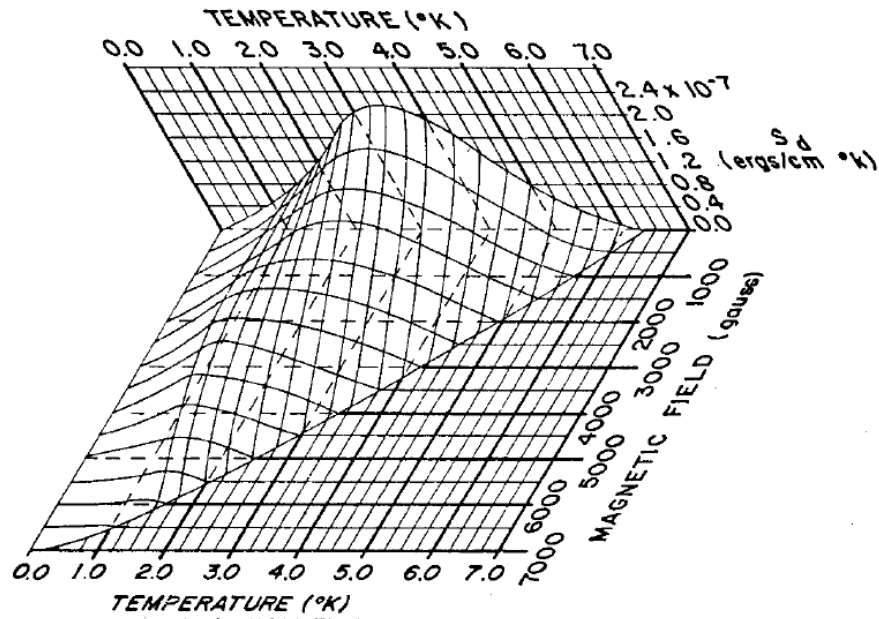


Figura 2.3: Entropía por unidad de línea y por unidad de vórtice, S_ϕ , en una aleación de In-40% Pb en función de la temperatura y el campo magnético [15].

Las primeras mediciones de efecto Nernst en superconductores tipo II fueron realizadas por Otter y Solomon en 1966 [14, 15] en aleaciones de In-40% Pb. En la Figura 2.3 se muestra la dependencia con campo y temperatura que dichos autores obtuvieron para S_ϕ .

Es necesario indicar que si bien $S_\phi \rightarrow 0$ cuando $T \rightarrow 0$, e_N puede anularse a alguna temperatura (o campo) mayor debido a que los vórtices se anclan en los defectos y dejan de moverse (o sea $\rho_v = 0$ en 2.13 y por ende $e_N = 0$). En consecuencia, si se aumenta T a H fijo (o H a T fija), e_N empieza a aumentar desde cero, alcanza un máximo y decrece hasta anularse en T_{c2} (o H_{c2}). Algo similar ocurre con S_ϕ , tal como se muestra en la Figura 2.3.

Puesto que en los SAT la ventana de campo magnético y temperatura en la cual los vórtices son susceptibles de moverse es mucho mas amplia que en los superconductores tipo II de baja temperatura crítica, es de gran interés determinar cual es el comportamiento de e_N y S_ϕ en estos cerámicos.

2.3. Efecto Nernst en los SAT

A principios de esta década, el grupo liderado por N. P. Ong² realizó mediciones de efecto Nernst en los SAT dopados con huecos que tuvieron un gran impacto en el campo de la superconductividad [16].

N. P. Ong descubrió que la señal Nernst del líquido de vórtices se extendía en forma continua a temperaturas mayores que la temperatura crítica de bulbo T_c , anulándose (dentro de la sensibilidad experimental) a alguna temperatura $T_{onset}(H)$, siendo $T_{onset}(H) > T_c$. La Figura 2.4 muestra la dependencia en temperatura del coeficiente Nernst en el compuesto $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ con $x = 0.12$.

Como vimos en este capítulo 1, el efecto Nernst es un buen detector de T_{c2} en los superconductores tipo II de baja temperatura crítica. Puesto que en el estado normal la señal Nernst es despreciable, es plausible adscribir estas largas colas del Nernst por arriba

²Por esta y otras contribuciones N. P. Ong recibió el Premio Kammerlingh Onnes 2006.

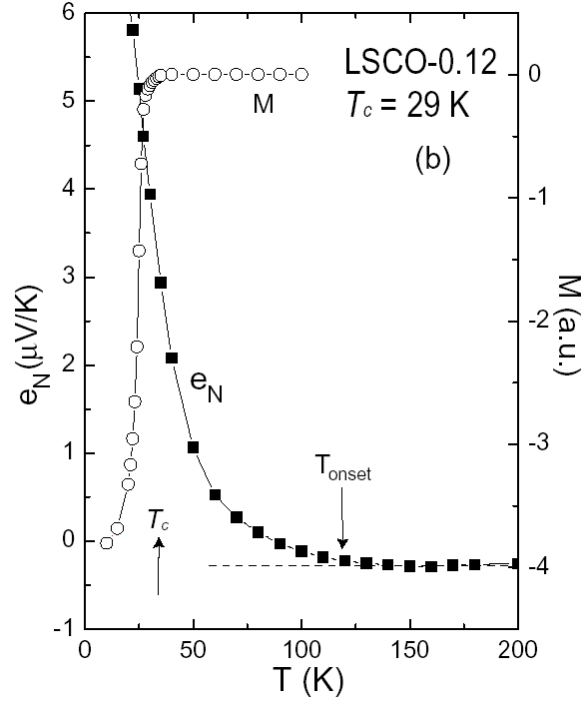


Figura 2.4: Señal Nernst, e_N , en función de la temperatura a $H = 14$ Tesla en $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ con $x = 0.12$ ($T_c = 29$ K) [16].

de T_c a fluctuaciones superconductoras; más aún teniendo en cuenta la discusión del capítulo 1 y el rol crucial que juegan las fluctuaciones térmicas en los SAT.

Estas colas del efecto Nernst, son en general mayores al disminuir el dopaje del cerámico; es decir, la diferencia $T_{\text{onset}}(H) - T_c$ es mayor en las muestras subdopadas que en las de dopaje óptimo. En la Figura 2.5 se presenta un diagrama temperatura vs. dopaje en el compuesto $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Junto al domo que forma T_c , también se muestra la dependencia con el dopaje de T_{onset} . Es también llamativo el hecho de que T_{onset} está próxima en este diagrama $T - x$ a la temperatura T^* a la cual se abre el pseudogap.

N. P. Ong, seguramente influenciado por el trabajo de Emery y Kivelson y por la transición de Kosterlitz-Thouless descritos en el capítulo 1, interpretó que esta señal Nernst por arriba de T_c era generada por excitaciones tipo vórtice. Es decir, una región con fuertes fluctuaciones de la fase del parámetro de orden superconductor (coherencia de fase local) y una densidad finita de pares (es decir módulo del parámetro de orden finito) que se anula recién al alcanzar T_{onset} .

Estos trabajos motivaron la aparición de varios modelos teóricos destinados a explicar esta anómala señal Nernst por arriba de T_c . En general, estos modelos se dividen en dos clases: Los que, siguiendo la interpretación de Ong, describen este efecto en términos de fuertes fluctuaciones de la fase del parámetro de orden [17, 18] y por otra parte, los que utilizando fluctuaciones del módulo del parámetro de orden (como se mostró en la sección 2.2) y un término de ruido blanco, obtienen un acuerdo relativamente bueno con las mediciones de Nernst por encima de T_c [19, 20].

La mayoría de los estudios experimentales y teóricos del efecto Nernst en los SAT, se han centrado pues, en la región cercana a $T_{\text{onset}}(H)$ por encima de T_c . Una comprensión más profunda sobre el origen de esta señal en los SAT, requiere el estudio de todo el diagrama de fases $H - T$. En el capítulo anterior mostramos brevemente la complejidad y belleza del diagrama de fases de los SAT. Su alta anisotropía, su baja longitud de coherencia y la alta

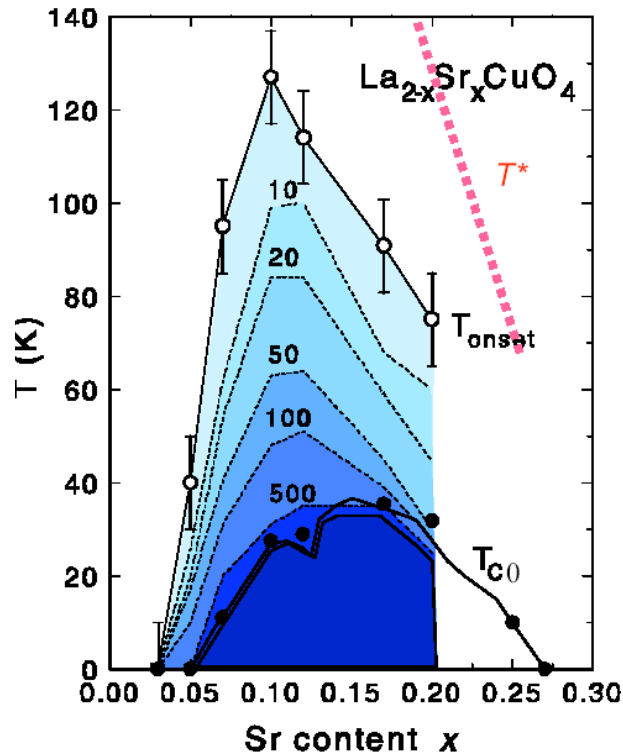


Figura 2.5: Diagrama de fases Temperatura vs. dopaje, x , en $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$. Cada curva numerada corresponde al valor que toma la señal Nernst (en nV/KT) en este diagrama [16].

energía térmica compitiendo con las de interacción vórtice-vórtice y vórtice-defecto son un “caldo de cultivo” para la fusión del sólido de vórtices en un líquido cuyas propiedades aún hoy no están del todo resueltas [21–25].

El propósito de esta tesis es el estudio a través de mediciones de efecto Nernst de una ventana más amplia del diagrama $H - T$ que involucre no sólo a las fluctuaciones, sino también al líquido de vórtices y su transición al sólido.

La riqueza y complejidad del diagrama de fases de los SAT nos hace preguntar que nueva información física nos brindarán los vórtices a través del efecto Nernst. También es necesario saber si los trabajos realizados sobre el efecto Nernst en superconductores tipo II de baja temperatura crítica (presentados en la sección 2.2) siguen teniendo validez en los SAT. Por ejemplo, en el capítulo 1 vimos que una vez desligados, tanto el vórtice como el antivórtice contribuyen a la resistividad, junto a los vórtices creados con el campo magnético. Si la fuerza que genera el movimiento de vórtices en el experimento Nernst es 2.11, el vórtice y el antivórtice se moverían en la misma dirección y sentido sin producir en promedio una señal neta, estando ligados o no. Solo contribuirían los vórtices extras generados con el campo magnético. Es decir, el efecto Nernst actuaría como un filtro que mediría el desbalance de población de vórtices respecto a antivórtices (o a la inversa). En ese contexto, es importante preguntarse cuáles son las verdaderas contribuciones a S_ϕ en 2.13 en el caso de los SAT.

Con este fin, no sólo se han estudiado SAT con diferente grado de anisotropía (YBCO-OPT y BSCCO-OPT) sino que también se ha estudiado la respuesta de la señal Nernst al cambiar la naturaleza de los defectos estructurales, los cuales, como vimos, desempeñan un rol crucial en el diagrama de fases de los SAT. Las mediciones de efecto Nernst han sido complementadas con mediciones de transporte eléctrico utilizando la técnica del pseudo-transformador de flujo, convirtiéndose así en una herramienta aún más poderosa para extraer

información física del líquido de vórtices en los SAT.

Bibliografía

- [1] J. M. Ziman, *Electrons and phonons: The Theory of Transport Phenomena in Solids* (Oxford University Press, Amen House, London E.C.4, 1960).
- [2] Y. Zhang, N. P. Ong, Z. A. Xu, K. Krishana, R. Gagnon, y L. Taillefer, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2219 (2000).
- [3] Y. Wang, Z. A. Xu, T. Kakeshita, S. Uchida, S. Ono, Y. Ando, y N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **64**, 224519 (2001).
- [4] E. H. Sondheimer, *Proc. R. Soc. London, Ser. A* **193**, 484 (1948).
- [5] E. H. Sondheimer, *Canad. J. Phys.* **34**, 1246 (1956).
- [6] D. K. C. MacDonald y W. B. Pearson, *Proc. Phys. Soc. London* **78**, 306 (1961).
- [7] M. J. Stephen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 801 (1966).
- [8] C. Caroli y K. Maki, *Phys. Rev.* **164**, 591 (1967).
- [9] K. Maki, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1755 (1968).
- [10] K. Maki, *J. Low Temp. Phys.* **1**, 45 (1969).
- [11] A. Houghton y K. Maki, *Phys. Rev. B* **3**, 1625 (1971).
- [12] A. M. Campbell y J. E. Evetts, *Advances in Physics* **50**, 1249 (2001).
- [13] G. Eilenberger, *Phys. Rev.* **153**, 584 (1967).
- [14] F. A. Otter y P. R. Solomon, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 681 (1966).
- [15] P. R. Solomon y F. A. Otter, *Phys. Rev.* **164**, 608 (1967).
- [16] Y. Wang, L. Li, y N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **73**, 024510 (2006).
- [17] P. W. Anderson, *condmat (0603726)*.
- [18] D. Podolski, S. Raghu, y A. Vishwanath, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 117004 (2007).
- [19] I. Ussishkin, S. L. Sondhi, y D. A. Huse, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 287001 (2002).
- [20] I. Ussishkin, *Phys. Rev. B* **68**, 024517 (2003).
- [21] N. Avraham, Y. Y. Goldschmidt, J. T. Liu, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, y T. Tamegai, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 087001 (2007).
- [22] S. S. Banerjee, S. S. Goldberg, A. Soibel, Y. Myasoedov, M. Rappaport, E. Zeldov, F. de la Cruz, C. J. van der Beek, M. Konczykowski, T. Tamegai, y V. M. Vinokur, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 097002 (2004).

- [23] A. K. Nguyen y A. Sudbo, *Phys. Rev. B* **60**, 15307 (1999).
- [24] J. Figueras, T. Puig, X. Obradors, W. K. Kwok, L. Paulius, G. W. Crabtree, y G. Deutsher, *Nature Physics* **2**, 402 (2006).
- [25] L. B. Ioffe y A. J. Millis, *Phys. Rev. B* **66**, 094513 (2002).

Capítulo 3

Detalles experimentales

Una buena parte del trabajo de esta tesis estuvo dedicada al desarrollo y puesta a punto de una técnica experimental no disponible hasta ese momento en el Laboratorio de Bajas Temperaturas de Bariloche: El efecto Nernst en monocristales de tamaños cercanos al milímetro. Con ese objetivo, se utilizaron muchas de las facilidades disponibles en el Laboratorio (Litografía óptica, facilidad de altos campos magnéticos entre otras). Como se señaló en los capítulos anteriores, para complementar las mediciones de efecto Nernst, se realizaron mediciones de transporte eléctrico utilizando algunas de las configuraciones del pseudo-transformador de flujo, en las cuales el Laboratorio posee gran experiencia. Finalmente, se dispuso de monocristales de YBCO y BSCCO de alta calidad fabricados en el laboratorio [1, 2].

3.1. Dispositivo experimental

En la Figura 3.1 se muestra un esquema del dispositivo experimental utilizado.

Básicamente, la idea es aplicar un gradiente de temperaturas a lo largo de un sustrato monocristalino de SrTiO_3 de dimensiones típicas $(5 \times 4 \times 0.5) \text{mm}^3$, el cual es aislante eléctrico. Para generar el gradiente de temperaturas, uno de los extremos del sustrato queda libre y pegado con pintura de plata a un calefactor. El otro extremo se ancla al baño térmico por medio de unas prensas de Cu (ver Figura 3.1). También se pone una cantidad mínima de grasa Apiezon N entre el sustrato y las prensas. Esto mejora la conductancia térmica sustrato-baño térmico y reduce el tiempo de arribo al estado estacionario al aplicar una determinada potencia al calefactor. Este tiempo, τ , es igual a C/G , donde G es la conductancia térmica del dispositivo y C su capacidad calorífica. En este dispositivo experimental, τ está comandado por la alta capacidad calorífica del masivo sustrato de SrTiO_3 y es menor a los 15 seg (a $T \sim 90 \text{K}$). Una técnica ac se hace poco viable en este dispositivo experimental [3, 4], ya que las frecuencias de excitación necesarias son menores a 0.1 Hz, la cual está en el límite de los instrumentos disponibles en el laboratorio.

El calefactor es un *film* o película delgada comercial de RuO_2 (de 220 Ohms de resistencia) depositada sobre un sustrato que es aislante eléctrico. Las corrientes máximas aplicadas a este calefactor con una fuente de corriente Keithley 224 estuvieron entre 11 y 12 mA. En ocasiones se añadieron dos cables extras para medir con el método de cuatro puntas la resistencia del calefactor. De esta manera, se comprobó que la resistencia del *film* de RuO_2 es independiente de temperatura y depende muy levemente de campo magnético [3, 4]. A $H = 16$ Tesla, la magnetoresistencia porcentual, $MR\% = (R(H = 16T) - R(H = 0T))100/R(H = 0T) \sim 1\%$.

Dos termómetros resistivos de Cu depositados sobre el sustrato de SrTiO_3 y fabricados

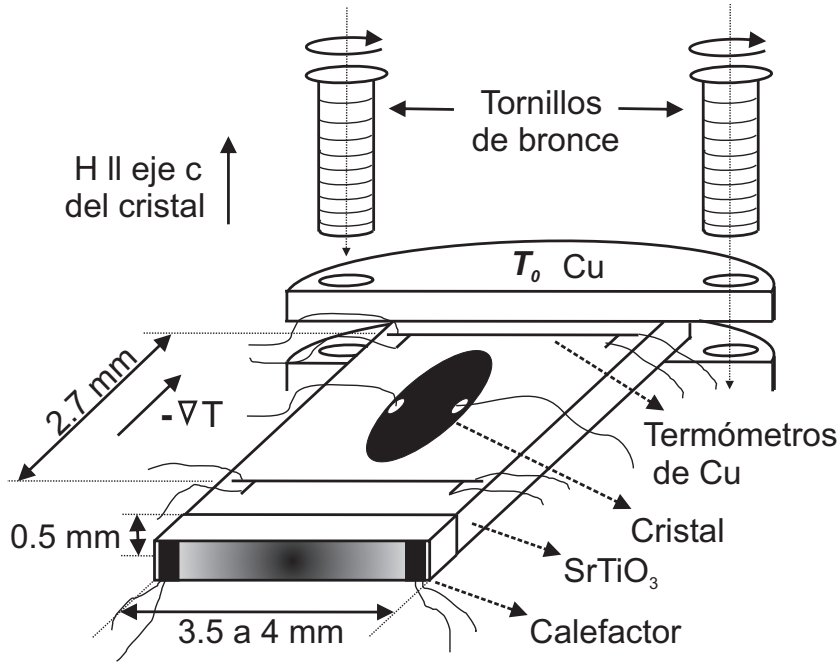


Figura 3.1: Dispositivo experimental para la medición de efecto Nernst.

por litografía óptica se utilizaron para medir el gradiente de temperaturas, tal como se muestra en la Figura 3.1. En algunas mediciones, se utilizaron más de dos termómetros de Cu para chequear la linealidad del gradiente térmico a lo largo del sustrato.

La caracterización del gradiente de temperaturas a lo largo del sustrato de SrTiO₃ en la ventana de temperaturas utilizada en este trabajo se muestra en la Figura 3.2. En este gráfico, la medición del gradiente de temperaturas, $\nabla_x T = (T_2 - T_1)/l$, (siendo l la distancia entre los termómetros de cobre), en función de la temperatura promedio del sustrato, $T_{prom.} = (T_1 + T_2)/2$, se realiza con una corriente de 11 mA. A $T \sim 90$ K, $\nabla_x T \sim 0.6$ a 0.7 K/mm.

Midiendo el gradiente de temperaturas y la potencia aplicada por el calefactor ($P = RI^2$) se puede obtener la conductividad térmica del sustrato, ya que $\kappa = P/eA\nabla T$, donde e es el espesor y A el ancho del sustrato de SrTiO₃. En la Figura 3.3 se muestra la medición de la conductividad térmica del SrTiO₃ en función de la temperatura promedio del sustrato, en concordancia con los valores tabulados. No se observan cambios de κ al cambiar la potencia aplicada, de modo que el gradiente de temperaturas es lineal con P .

La idea es que el pequeño monocristal de YBCO o BSCCO “copie” el gradiente térmico generado en el sustrato de SrTiO₃. Esta idea ya fue aplicada en *films* de SAT depositados sobre sustratos de SrTiO₃ [5, 6], pero no en monocristales.

Sobre este sustrato se pegan con barniz GE 7031 los monocristales de YBCO o BSCCO según el experimento (de dimensiones típicas: 1 a 2 mm de largo, 0.5 a 1 mm de ancho y 0.01 a 0.02 mm de espesor), tal como se indica en la Figura 3.1. Este barniz es buen conductor térmico (y aislante eléctrico).

Para que esta idea funcione es necesario que la conductancia térmica del sustrato, G_{SrTiO_3} , sea mucho mayor que la del monocristal G_{SAT} . Una simple estimación muestra que esta hipótesis en general se cumple. A $T \sim 90$ K, $G_{SrTiO_3} = \kappa_{SrTiO_3} eA/l \sim (18 \text{ W/mK})(5.10^{-4} \text{ m})(4.10^{-3} \text{ m})/(2.7.10^{-3} \text{ m}) = 1.3.10^{-2} \text{ W/K}$ y $G_{SAT} = \kappa_{SAT} eA/l \sim (18 \text{ W/mK})(2.10^{-5} \text{ m})(10^{-3} \text{ m})/(2.10^{-3} \text{ m}) = 1.8.10^{-4} \text{ W/K}$ [7].

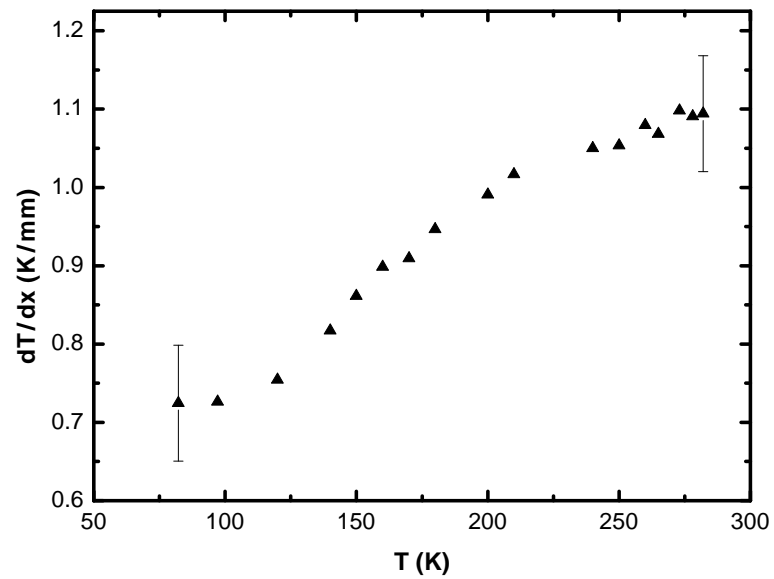


Figura 3.2: Medición del gradiente de temperaturas en función de la temperatura promedio en el sustrato de SrTiO_3 .

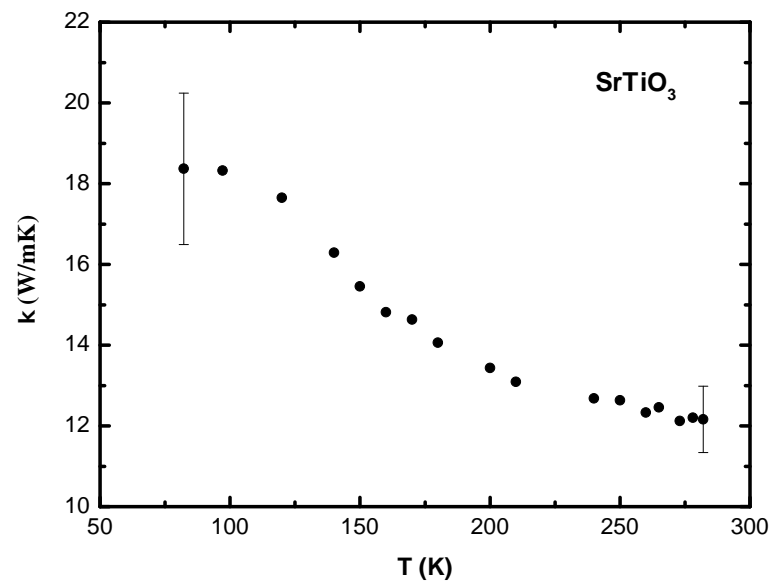


Figura 3.3: Medición de la conductividad térmica del sustrato de SrTiO_3 en función de su temperatura promedio.

Es decir, si bien ambas conductividades térmicas son similares, la gran diferencia en factor geométrico hace que ambas conductancias térmicas difieran en más de dos órdenes de magnitud. Esto implica que el gradiente de temperaturas cambia en menos del 1 % antes y después de pegar el pequeño monocristal. De hecho, no se observan cambios en el gradiente de temperaturas dentro del error experimental.

Sobre el monocristal se depositan dos pistas o *pads* de Au lo más transversal posible al gradiente de temperaturas (ver Figura 3.1). Es necesario efectuar un recocido del monocristal para asegurar la difusión del Au en algunas capas atómicas del monocristal y mejorar así la conducción eléctrica en la interfase [8]. Sobre cada *pad* se suelda con pintura de plata (DuPont 4929N) un cable de Au de medida fina (menor a $50\ \mu\text{m}$ de diámetro, para no deformar el gradiente de temperaturas). La distancia entre contactos, L_y , se mide con un microscopio óptico con una resolución de $10\ \mu\text{m}$. Todo este procedimiento permite obtener una baja resistencia de contactos (del orden de 1 Ohm) y hace posible una medición del voltaje Nernst con un error del orden de 20 nV. El voltaje Nernst, $V_y = E_y L_y$, se midió empleando un nanovoltímetro Keithley 182.

Este dispositivo experimental es mucho menos invasivo para el monocristal que otros existentes en la literatura [9, 10]. De hecho, hemos visto que basta soldar dos cables de Au sobre el monocristal para medir la señal Nernst.

3.2. Fabricación y caracterización de termómetros

Fue necesario diseñar y fabricar termómetros resistivos de cobre sobre sustratos de SrTiO_3 a fin de poder medir el gradiente de temperaturas en el monocristal y en última instancia, la señal Nernst, $e_N = E_y / \nabla_x T$.

Para ello se utilizó la técnica de litografía óptica implementada en el Laboratorio de Bajas Temperaturas de Bariloche por H. Pastoriza, J. Guimpel y D. Shalom. Una detallada exposición de esta técnica puede encontrarse en la tesis doctoral de D. Shalom [11].

Básicamente, una resina fotosensible se deposita sobre el sustrato. El siguiente paso es el de exponer a luz UV las zonas de la resina que desean removerse primero. Para ello se utiliza una máscara con el diseño deseado entre el sustrato y la luz UV. Posteriormente, se sumerge el sustrato por unos segundos en un líquido revelador que remueve las zonas de la resina que han sido expuestas a la luz. Después de esto, se depositan por *sputtering* unos $100\ \text{Å}$ de cobre sobre el sustrato (lo cual mejora la adherencia del cobre al SrTiO_3) seguidos de unos $2000\ \text{Å}$ de cobre evaporado [11]. Finalmente, se remueve con acetona el resto de la resina. Este procedimiento se denomina *Lift-off*. Los termómetros resultantes tienen un ancho de 15 a $30\ \mu\text{m}$ y un largo de 2 mm. La Figura 3.4 muestra una fotografía de SEM de dichos termómetros de Cu depositados sobre SrTiO_3 . Se observa que cada pista de cobre posee cuatro terminales destinados a medir la resistencia eléctrica en la misma.

Sobre cada uno de estos terminales se conecta un cable de Au (del mismo tipo que los utilizados para medir el voltaje Nernst). La conexión se realiza con un epoxy de plata (Epo-Tek H20E) que garantiza resistencia de contactos del orden de 1 Ohm [12].

La resistencia eléctrica de cada termómetro de cobre se midió con un puente de resistencias ac LR-700 con un voltaje de excitación de $20\ \mu\text{V}$. Puesto que la resistencia típica de las películas o *films* de cobre es de unos pocos Ohms, la disipación producida por los termómetros es menor a 1 nWatt. El error en la medición de resistencia es del orden de 0.4 mOhm.

En la Figura 3.5 se muestra la resistencia de una de las películas de cobre en función de la temperatura. Los *films* de cobre se calibran contra un termómetro comercial tipo Cernox anclado al baño térmico.

Este último termómetro es una película delgada semiconductor, cuya resistencia

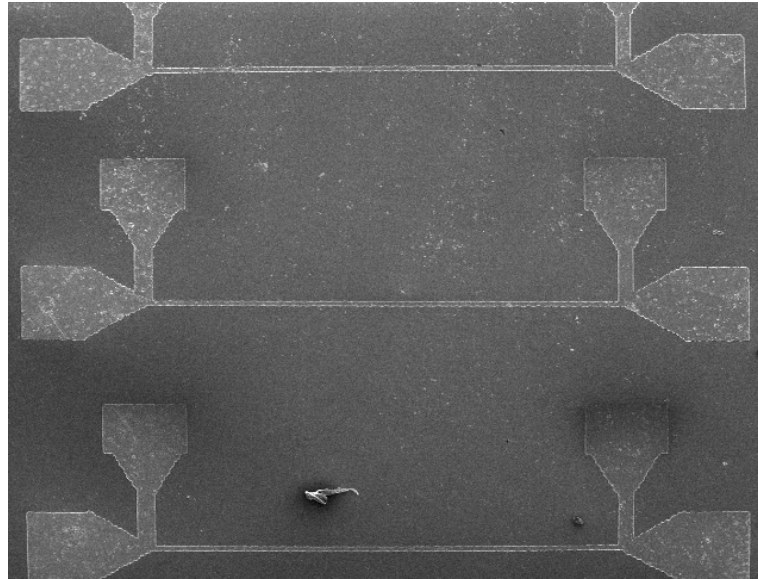


Figura 3.4: Fotografía de SEM. En ella se muestran los termómetros resistivos de cobre depositados sobre el sustrato de SrTiO₃.

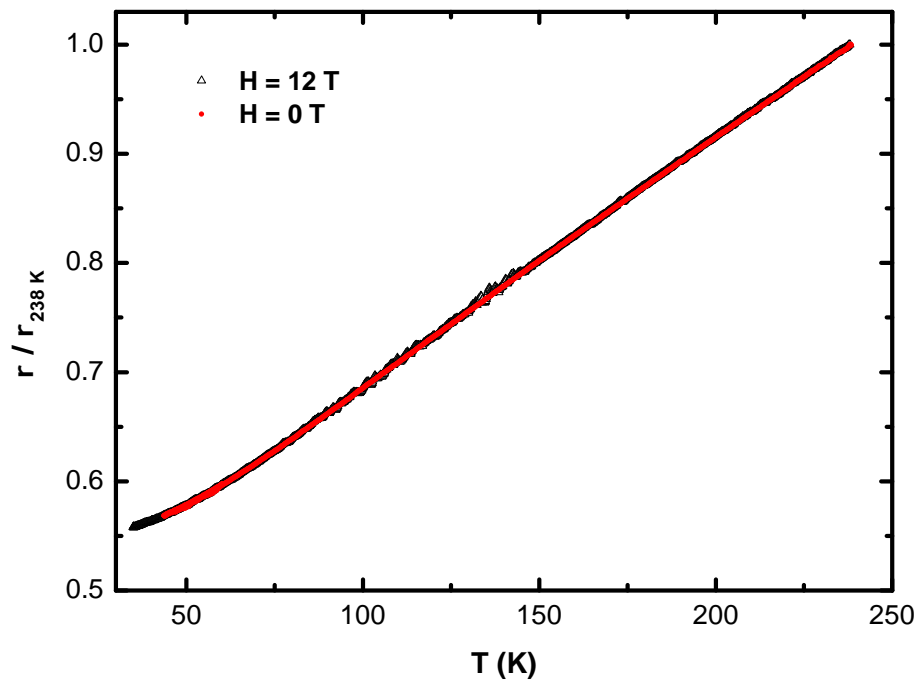


Figura 3.5: Resistividad de las películas de cobre (normalizada por su valor a 238 K) en función de la temperatura del baño térmico a $H = 0$ Tesla (círculos). En triángulos se muestra la curva correspondiente a $H = 12$ Tesla.

aumenta al bajar la temperatura. La MR % del Cernox es despreciable en nuestro rango de temperaturas de trabajo, por lo cual es adecuado como termómetro en los elevados campos magnéticos que se utilizan en el presente trabajo.

Por encima de 50 K (es decir, en nuestro rango de trabajo), la resistencia de los termómetros de cobre puede suponerse lineal con temperatura. En ese rango, la sensibilidad de un termómetro de cobre es típicamente $\Delta(R/R_0)/\Delta(T/T_0) \sim 0.3-0.5$.

Al ser termómetros granulares, los *films* de cobre pierden reproducibilidad ante ciclos amplios de temperatura. En consecuencia, es necesario calibrar las películas de cobre contra el termómetro del baño cada vez que se realiza una medición. Cada punto de calibración se toma a temperatura del baño fija, con una estabilidad de 1 mK.

El error relativo con el cual se mide el gradiente de temperaturas en un sustrato de SrTiO₃ utilizando dos de estos termómetros resistivos de cobre es del orden de 10 %.

Una importante ventaja de utilizar dos termómetros de cobre (en lugar de por ejemplo una termocupla diferencial), es que no solo es posible medir el gradiente de temperaturas en el monocristal ($\nabla_x T = (T_2 - T_1)/l$) sino también la temperatura promedio en el mismo ($T_{prom.} = (T_2 + T_1)/2$).

En la Figura 3.5 se observa que al aplicar un campo magnético de 12 Tesla perpendicular al plano del sustrato de SrTiO₃, no hay cambios apreciables de la resistencia de las películas de cobre ($MR\% \sim 1\%$).

3.3. Facilidad de altos campos magnéticos

Como vimos en el capítulo 1, en los superconductores tipo II es necesario aplicar un campo magnético para generar vórtices. En particular, los SAT disponen de una ventana muy amplia de campo magnético y temperatura en la cual la fase líquida está presente y que va a ser objeto de nuestro estudio.

Desde el punto de vista experimental, el voltaje Nernst, V_y , es proporcional al número de vórtices que se mueven y por ende al campo magnético aplicado. Por tanto, un campo magnético relativamente alto, mejora la relación señal-ruido en nuestro experimento.

Con este objetivo, se utilizó la facilidad de altos campos magnéticos marca Oxford que dispone el Laboratorio de Bajas Temperaturas de Bariloche, bajo la supervisión de E. Osquiguil.

En la Figura 3.6 se muestra un esquema de esta facilidad experimental.

En la parte más externa, el termo posee una doble pared en vacío. Esta doble pared aísla al equipo del entorno y al baño de N₂ del baño de ⁴He. Otra doble pared en vacío, más interna, separa al baño de ⁴He del espacio en el que va situado el equipo de medición. Sin embargo, ambos están conectados a través de una pequeña válvula de aguja que regula el paso de ⁴He del baño al recinto en el cual está situado el equipo de medición. El ⁴He que pasa por este recinto es bombeado hacia afuera a través de una llave de paso con una pequeña bomba mecánica (cuya presión de base es de 190 mbar). Esto permite hacer circular un flujo de ⁴He por dicho recinto a una temperatura de 2.918 K (la cual es detectada con un termómetro Cernox situado a la salida de la pequeña válvula de aguja). Bajo estas condiciones es que se realiza el experimento de efecto Nernst.

Inmerso en el baño de ⁴He, se encuentra un imán superconductor de una aleación de NbSn de $T_c \sim 21$ K. Este imán permite generar campos magnéticos de hasta 16 Tesla con una fuente de gran estabilidad. Esta fuente de corriente es un modelo IPS 120-10 (120 Ampere, 10 Volts) de Oxford Instruments. Además de aplicar un campo magnético fijo de gran homogeneidad, es posible realizar barridos continuos de campo magnético de hasta 1.35 T/min e incluso invertir el sentido del campo.

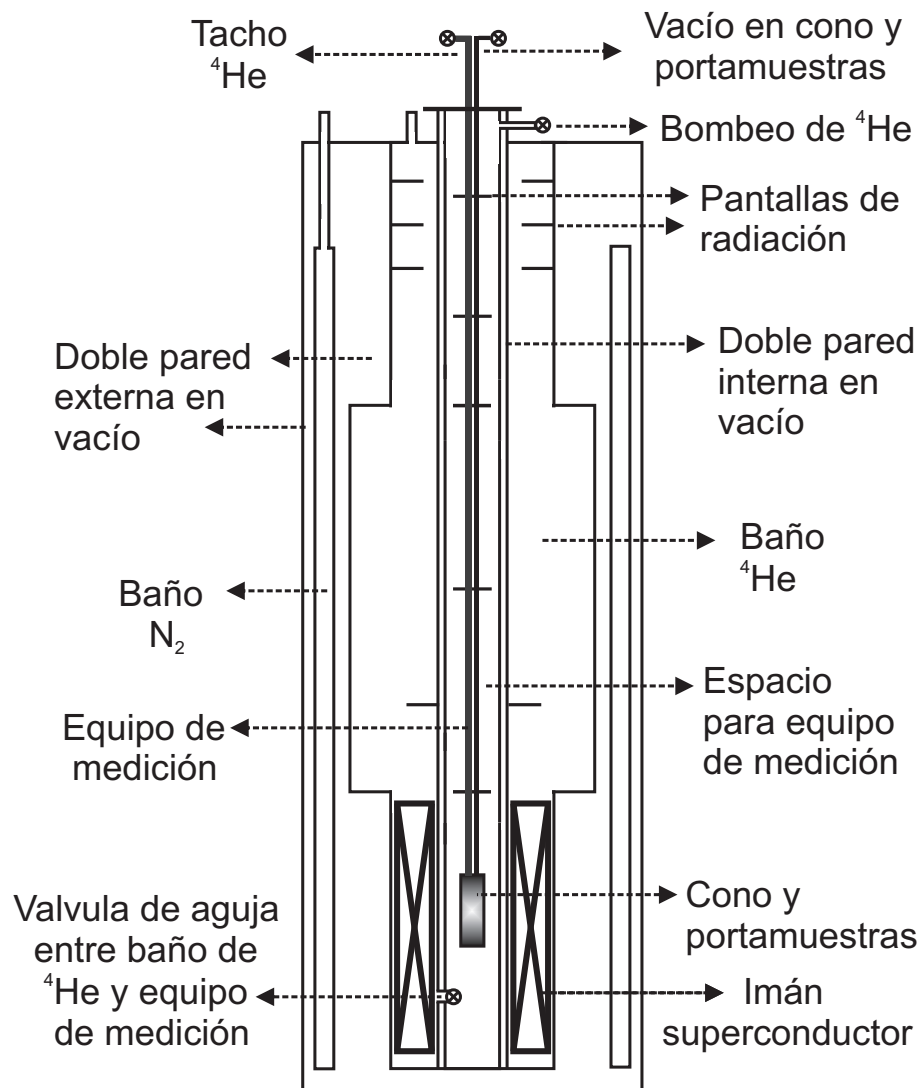


Figura 3.6: Facilidad de altos campos magnéticos. Inserto en el termo se encuentra el equipo de medición en vacío.

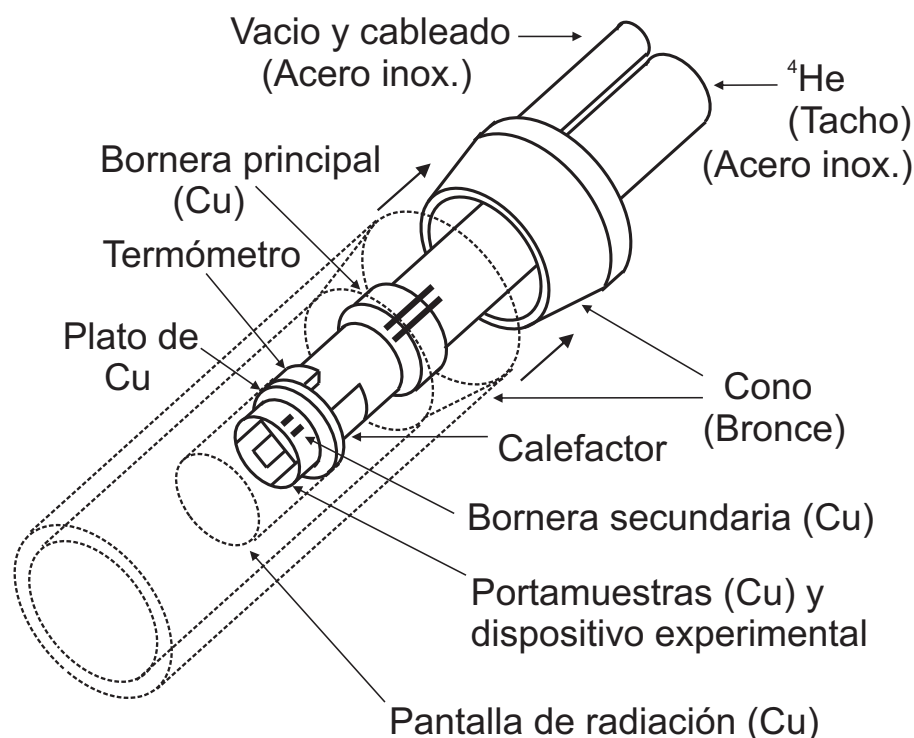


Figura 3.7: Equipo de medición en vacío y portamuestras para la medición de efecto Nernst.

3.4. Equipo de medición en vacío

Inserto en el termo, se encuentra el equipo de medición en vacío (ver Figura 3.6). Hemos visto que en el efecto Nernst es necesario aplicar un gradiente de temperaturas. Si el dispositivo experimental estuviese en contacto directo con el flujo de ^4He , este sería un cortocircuito térmico para el gradiente de temperaturas aplicado en el monocristal. En consecuencia, el dispositivo experimental para medir efecto Nernst se encuentra situado en un equipo sellado en vacío con un cono de bronce (ver Figura 3.7).

Este equipo fue diseñado por M. G. Berisso y maquinado por R. Fuentes y también permite hacer otras mediciones bajo estas condiciones, como conductividad térmica o calor específico.

Usando una cantidad mínima de grasa de vacío se efectúa el sellado del cono de bronce, y haciendo vacío a través de un cilindro hueco de acero inoxidable (por el cual también pasan los cables que van al dispositivo experimental) se llega a presiones de 10^{-5} a 10^{-6} Torr.

El principal contacto térmico del equipo de medición con el flujo de ^4He circundante es a través de otro cilindro hueco cerrado con ^4He gas estanco (ver Figura 3.7). En general, este cilindro de acero inoxidable se rellena con ^4He gas a 1.5 psi.

Un calefactor comercial de 1 kOhm (al cual se aplica una potencia máxima de 50 mWatt) y un termómetro Cernox (el descrito en la sección 3.2) se encuentran anclados a un plato de Cu situado en el extremo del equipo de medición. Este es el baño térmico de nuestro dispositivo experimental. Utilizando un controlador de temperatura marca Neocera, se puede estabilizar muy bien (± 1 mK) la temperatura del baño térmico o temperatura de base, en un rango de 50 a 290 K.

A este plato de Cu se atornilla el portamuestras de Cu que contiene el dispositivo experimental. Ambos están cubiertos por una pantalla de radiación de Cu (ver Figura 3.7).

El portamuestras se encuentra situado a la altura central del imán superconductor y

está diseñado de tal manera que el eje c del monocristal esté paralelo a la dirección del campo magnético aplicado.

Los cables del dispositivo experimental (descritos en la sección 3.1 y 3.2) van de a pares a una bornera secundaria situada en el portamuestras (ver Figura 3.7).

Allí se sueldan con estaño y continúan pares trenzados de manganina y Cu hacia la bornera principal (ver Figura 3.7). Esto evita coleccionar señales parásitas generadas a partir de vibraciones mecánicas o variaciones de campos electromagnéticos.

En particular, el par de cables de Au destinado a medir el voltaje Nernst se continua en la bornera secundaria con un par de cables de Cu trenzados que sigue en forma continua hasta el nanovoltímetro sin conexión intermedia.

Es necesario que cada par de cables (y en particular el destinado a medir el voltaje Nernst), esté a la misma temperatura en la bornera secundaria. Esto evita la adición de voltajes termoeléctricos espúreos a la señal Nernst que pueden surgir de la juntura que forman cables de materiales disímiles (Au y Cu con Sn).

3.5. Medición del efecto Nernst

El primer paso para efectuar una medición de efecto Nernst en un cristal de BSCCO o YBCO es fijar el baño térmico a alguna temperatura, T_{base} . Una vez que esta se encuentra estable (lo cual puede tomar unos segundos), se calibran las dos películas de Cu contra el termómetro del baño. Este procedimiento se repite a otras temperaturas cercanas a donde se hará la medición del efecto Nernst y de esta forma se obtiene una curva de calibración de los termómetros de Cu con varios puntos. Efectuada la calibración de los termómetros y estando estables a alguna temperatura T_{base} , se aplica una potencia fija al calefactor de Ru_2O . En estado estacionario (a los 15 seg a $T \sim 90 K$), se genera un gradiente de temperaturas $\nabla_x T = (T_2 - T_1)/l$ a lo largo del monocristal y la temperatura promedio del mismo será $T_{prom.} = (T_2 + T_1)/2$. Esto no provoca cambios en la T_{base} . La Figura 3.8 muestra el voltaje medido en un monocristal de BSCCO y la temperatura de los dos termómetros de cobre en función del tiempo al aplicar una corriente de 12 mA en el calefactor de RuO_2 . La temperatura del baño es $T_{base} = 91 K$ y no hay campo magnético aplicado. Se observa que sin aplicar potencia al calefactor de RuO_2 , el nanovoltímetro detecta un *offset* o voltaje residual. Se ha comprobado que si la temperatura base o del baño está fija, este *offset* permanece constante. Este *offset* tampoco cambia si se realizan barridos de campo magnético a 0.1 Tesla/min sin potencia aplicada al calefactor de RuO_2 .

Al aplicar potencia a este calefactor y generar así un gradiente de temperaturas en el monocristal, se observa que a pesar de que el campo magnético aplicado es nulo existe una diferencia de voltaje respecto del *offset* (Figura 3.8).

Esto se debe a que siempre existe un pequeño desalineamiento de los contactos, y en consecuencia, una contribución del voltaje longitudinal V_x , al gradiente de temperaturas. Como veremos en el Apéndice de este capítulo, V_x es proporcional a $S_{BSCCO} - S_{Au}$, donde S_{BSCCO} y S_{Au} son el coeficiente Seebeck o poder termoeléctrico del cristal de BSCCO y de los cables de Au respectivamente. Para deshacernos de esta contribución longitudinal y quedarnos tan solo con el voltaje Nernst transversal hay que valerse de la diferente paridad que ambas señales tienen con campo magnético. El voltaje Seebeck, V_x , es par en H, $V_x(+H) = V_x(-H)$. Es decir V_x no cambia de signo al invertir el sentido de H. Por otra parte, el voltaje Nernst, V_y , o la señal Nernst, $e_N = E_y/\nabla_x T$, es impar en H, $e_N(+H) = -e_N(-H)$. Es decir, e_N cambia de signo al cambiar el sentido de H [13]. Por lo tanto, para extraer la señal Nernst sin otras contribuciones, es necesario medir el voltaje aplicando un campo magnético, +H y después invirtiendo el sentido del campo, -H. Finalmente, se realiza la semidiferencia entre ambos voltajes y se obtiene la señal Nernst.

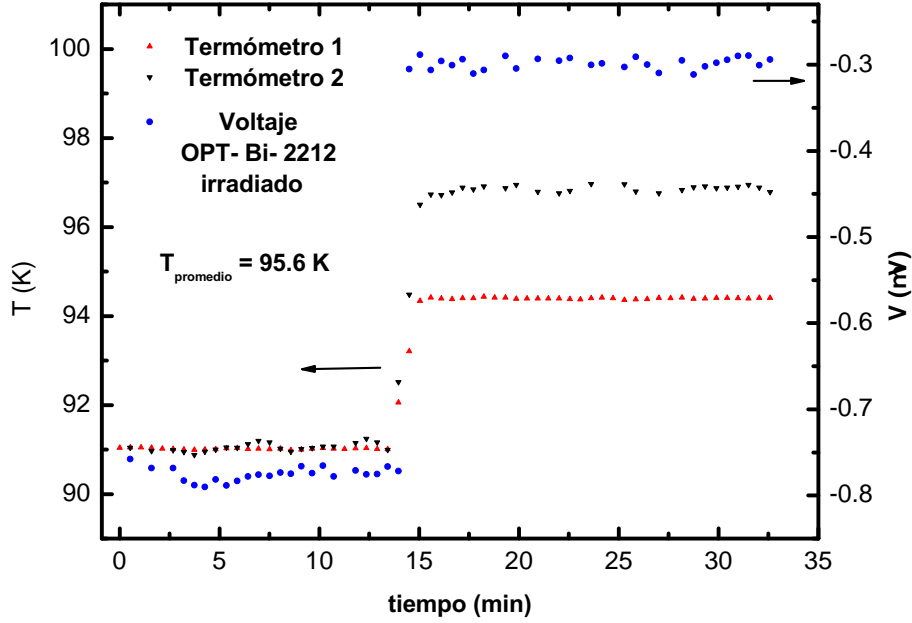


Figura 3.8: Voltaje medido en un monocristal de BSCCO con defectos columnares (círculos) y la temperatura de los dos termómetros de cobre (triángulos) en función del tiempo. En algún momento se aplica una corriente de 12 mA en el calefactor de RuO_2 . La temperatura del baño es $T_{base} = 91$ K y $H = 0$ Tesla.

En nuestro caso, la manera más eficiente de realizar esto fue haciendo barridos de campo magnético de +16 Tesla a -16 Tesla a 0.1 Tesla/min a T_{base} , $T_{prom.}$ y $\nabla_x T$ fijos. En la Figura 3.9, se muestra el voltaje medido en un cristal de BSCCO como función del campo magnético realizando uno de estos barridos y la semidiferencia de la rama de +H con la de -H. Un método menos eficiente consistente en medir aplicando un campo magnético fijo y después invertir el campo y volver a medir, conduce a los mismos resultados.

La lenta rampa de campo (0.1 T/min) evita el calentamiento de las piezas metálicas del portamuestras y el dispositivo experimental e impide coleccionar voltajes parásitos inducidos por la variación de campo magnético.

En la Figura 3.10 se muestra el buen correlato entre las mediciones de la señal Nernst de la presente tesis y las de la literatura. En particular, en la Figura 3.10 se muestra la dependencia en H de e_N a $T_{prom.} = 75$ K en un monocristal de BSCCO obtenidas en esta tesis y las de la referencia [10].

3.6. Mediciones de transporte eléctrico

Como señalamos en el capítulo 1 y 3, además de las mediciones de efecto Nernst, en la presente tesis también se realizaron mediciones de transporte eléctrico en monocristales de YBCO y BSCCO.

Para ello, se utilizó el método de cuatro puntas o terminales inyectando corriente inhomogénea, en el cual el Laboratorio de Bajas Temperaturas posee gran experiencia. Una detallada exposición de esta técnica experimental puede verse en las tesis doctorales de D. López y E. F. Righi [8, 12].

En la Figura 3.11 se muestra un esquema de esta técnica. Básicamente, se depositan cuatro *pads* o pistas de Au sobre el monocristal y a cada uno de ellos se suelda un cable de Au, tal como se señaló en la sección 3.1.

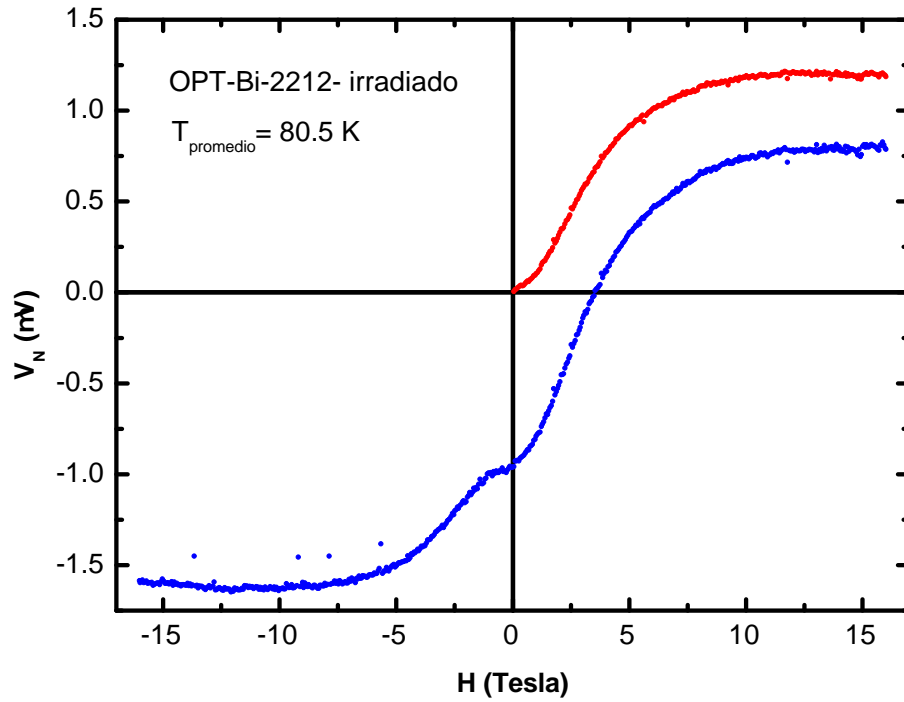


Figura 3.9: Voltaje medido en un cristal de BSCCO con defectos columnares como función del campo magnético (curva inferior) y curva obtenida a partir de la semidiferencia entre la rama de $+H$ con la de $-H$ (curva superior). $T_{\text{base}} = 76$ K, $T_{\text{prom.}} = 80.5$ K y $\nabla_x T = 0.8$ K/mm.

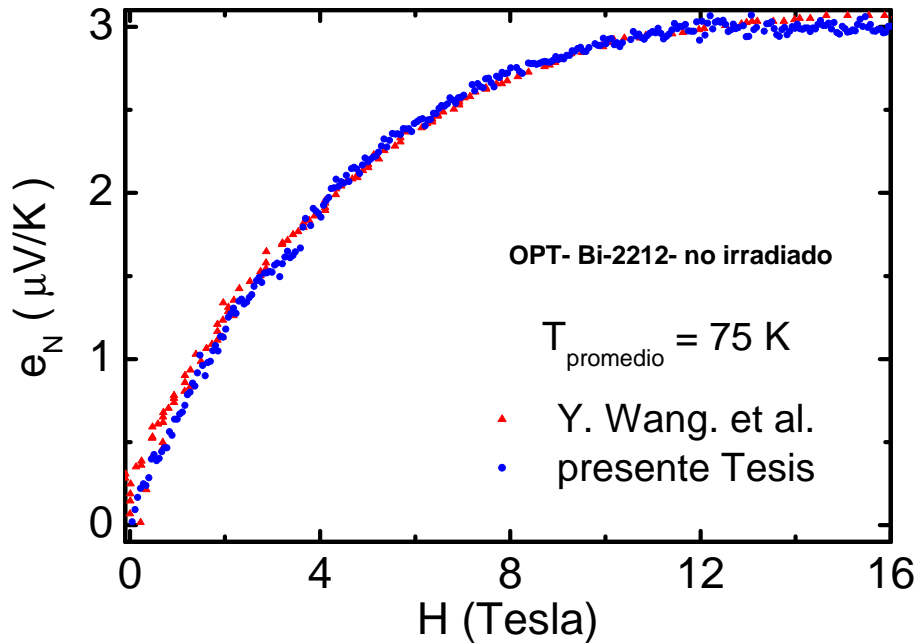


Figura 3.10: Señal Nernst e_N en función del campo magnético H a $T_{\text{prom.}} = 75$ K para un monocristal de BSCCO. En círculos se presenta la medición de esta tesis y en triángulos la de la referencia [10].

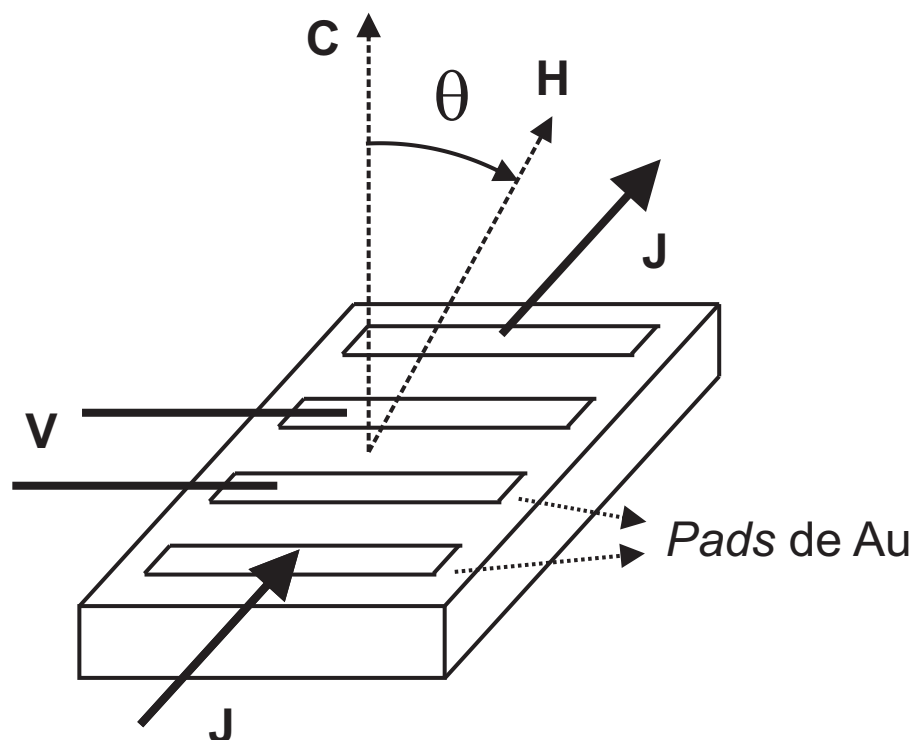


Figura 3.11: Medición de resistencia eléctrica en un monocristal con el método de cuatro puntas. θ es el ángulo entre el eje c del monocristal y el campo magnético H .

Por los dos terminales más externos se aplica una corriente eléctrica dc con una fuente Keithley 224 y en los otros dos se mide el voltaje o caída de tensión con un nanovoltímetro Keithley 182. Cada punto de medición de resistencia R , se obtiene realizando dos mediciones de voltaje V (una con corriente aplicada $+I$ y otra con $-I$) y efectuando la semidiferencia entre ambas, es decir $R = (V(+I) - V(-I))/2I$. De esta manera es posible sacarse de encima voltajes parásitos que no dependen del sentido de la corriente.

La densidad de corriente J utilizada estuvo entre 1 y 10 A/cm^2 para BSCCO y entre 1 y 4 A/cm^2 para YBCO. Esto nos permite situarnos en un régimen lineal de voltaje-corriente, salvo en un entorno muy reducido cercano a $R \rightarrow 0$.

Puesto que las mediciones de transporte eléctrico son complementarias a las de efecto Nernst, es necesario realizarlas en el mismo rango de campo magnético y temperatura.

En consecuencia, las mediciones de transporte eléctrico también se realizaron en la facilidad de altos campos magnéticos. A diferencia de las mediciones de efecto Nernst, en este caso se utilizó un equipo de medición comercial que no está en vacío, es decir, el monocristal está en contacto directo con el flujo de ^4He . Esto garantiza que todo el monocristal se encuentre a la misma temperatura (un requisito necesario para la medición de resistividad eléctrica).

La temperatura de este flujo de ^4He se regula con el termómetro Cernox que se encuentra a la salida de la válvula de aguja y con un calefactor situado en el mismo lugar por medio de un controlador de temperatura ITC-503 de Oxford Instruments.

Este equipo de medición marca Oxford dispone de un portamuestras de zafiro al cual se pega el monocristal y otro termómetro Cernox con grasa Apiezon N.

Las mediciones de transporte eléctrico y las del pseudo-transformador de flujo (descriptas en el capítulo 1), se realizaron barriendo temperatura con una rampa de 0.4 K/min a campo magnético fijo y paralelo a la dirección del eje c del monocristal.

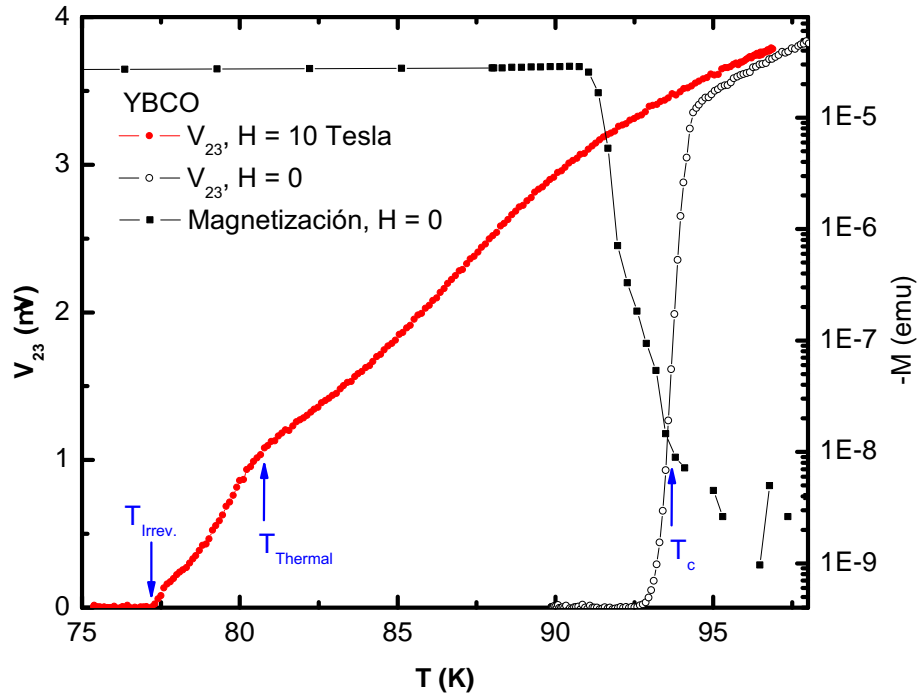


Figura 3.12: Voltaje V_{23} (o V_{top}) en función de la temperatura a $H = 10$ T (círculos llenos) y a $H = 0$ Tesla (círculos vacíos) en un monocristal de YBCO con maclas. La densidad de corriente aplicada es $J \sim 3A/cm^2$. Con cuadrados negros, se muestra la magnetización como función de la temperatura a un campo de 10 Oe. Con flechas se señalan las temperaturas descritas en el Capítulo 1, $T_{irrev.}$, $T_{thermal}$ y T_c .

En la Figura 3.12 se muestra el voltaje V_{23} (o V_{top}) en función de la temperatura a $H = 10$ y 0 Tesla en un monocristal de YBCO con maclas, inyectando una $J \sim 3A/cm^2$ por los terminales 1 y 4. Un esquema de este experimento se muestra en la Figura 1.9 del capítulo 1.

De la curva de campo nulo, se puede extraer la temperatura crítica, T_c , como la temperatura donde el voltaje decrece un 50% respecto de su valor en el estado normal. En este monocristal, $T_c = 93.6$ K. El otro criterio utilizado para medir la transición superconductor a campo nulo es el *onset* de la señal magnética superconductor con temperatura. Para ello se utilizó un magnetómetro comercial SQUID de Quantum Design descrito en detalle en la tesis de A. Silhanek [14]. En la Figura 3.12 se muestra la magnetización $-M$ (después de haber sustraído la contribución del portamuestras y del estado normal) en función de la temperatura a un campo ~ 10 Oe. Se observa que ambos criterios dan la misma T_c dentro del error experimental.

En la Figura 3.13 se muestra el voltaje V_{26} (o V_c) en función de la temperatura a $H = 5$ Tesla en un monocristal de BSCCO con defectos columnares, inyectando una $J \sim 3mA/cm^2$ en la dirección del eje c . Un esquema de este experimento se muestra en la Figura 1.9 del capítulo 1.

El equipo de medición dispone de un portamuestras rotante que permite cambiar la orientación del eje c del monocristal respecto al campo magnético H (tal como se muestra en la Figura 3.11), con una reproducibilidad menor a 0.001° . En esta configuración, la fuerza de Lorentz sobre los vórtices, $F_L = \vec{J} \times \vec{H}$, no cambia al rotar el monocristal respecto al campo magnético. Como se mostrará en el capítulo 6, se realizaron mediciones de resistividad eléctrica en monocristales de BSCCO como función del campo magnético a temperatura y

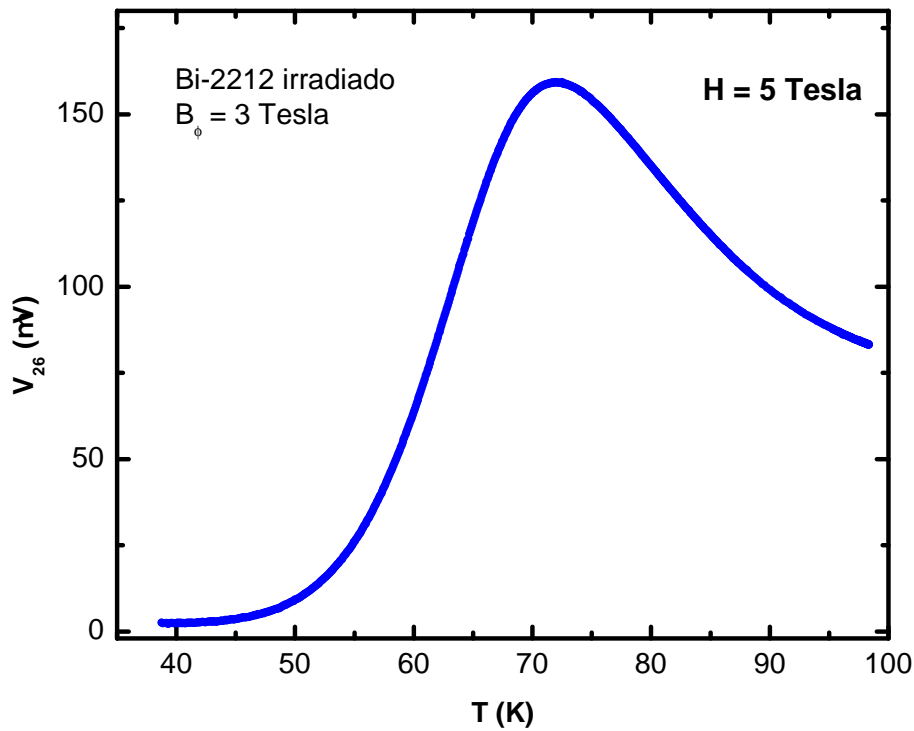


Figura 3.13: Voltaje V_{26} (o V_c) en función de la temperatura a $H = 5$ Tesla en un monocristal de BSCCO con defectos columnares. La densidad de corriente aplicada es $J \sim 3 \text{ mA/cm}^2$.

ángulo θ fijo. La ventaja experimental de efectuar la medición fijando el ángulo θ en lugar de cambiarlo mientras se mide es que evita contaminar la señal con ruido proveniente de vibraciones mecánicas.

Tanto para los experimentos de efecto Nernst y transporte eléctrico presentados a lo largo de esta tesis, así como para otros experimentos realizados durante el período de la misma [15, 16], se desarrollaron en colaboración con E. Osquiguil un gran número de programas en lenguaje LabView. La comunicación entre la computadora y los instrumentos se realizó a través de una placa *IEEE* o *RS232* dependiendo del instrumento.

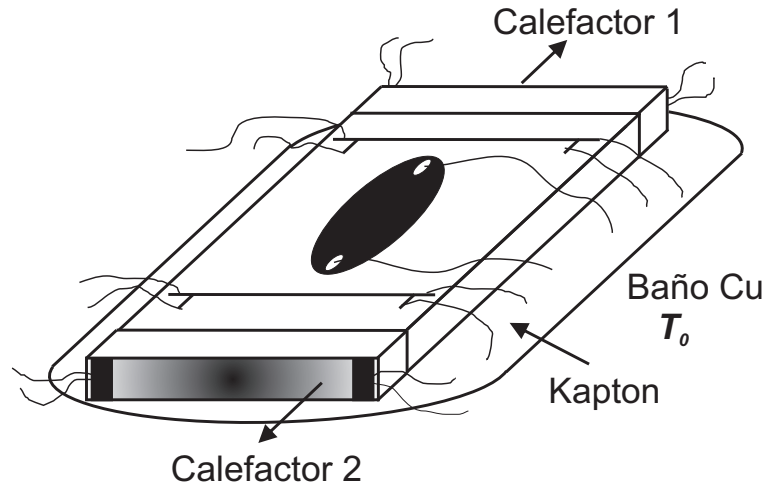


Figura 3.14: Dispositivo experimental para la medición de poder termoeléctrico utilizando dos calefactores.

Apéndice. Medición del poder termoeléctrico en BSCCO

Como señalamos en la sección 3.1, el masivo sustrato de SrTiO_3 nos impedía implementar una técnica ac para la medición de efecto Nernst. En este apéndice presentamos una técnica intermedia entre una puramente dc y una ac.

Esta técnica, a diferencia de la presentada a lo largo de la sección 3.1, utiliza dos calefactores de RuO_2 , uno en cada extremo del sustrato de SrTiO_3 , tal como se muestra en la Figura 3.14. Además, el sustrato de SrTiO_3 está pegado a una pequeña plancha de Kapton (material aislante térmico y eléctrico) y este a su vez al baño térmico. Para el pegado se utilizó el barniz GE 7031.

La principal ventaja de esta técnica respecto de la utilizada en la sección 3.1, es que el uso de dos calefactores nos permite realizar experimentos a diferentes gradientes de temperaturas, $\nabla_x T$, manteniendo la misma temperatura promedio, $T_{prom.}$, en el monocristal. Esto no es factible en el caso de contar con un solo calefactor.

En este dispositivo experimental se hace todavía más patente el compromiso entre potencia aplicada y acople al baño térmico. Es decir, al acoplar más el sistema al baño térmico (por ejemplo pegando el sustrato de SrTiO_3 directamente al baño de Cu), es menor el τ , pero es mayor la potencia que hay que aplicar a los calefactores de RuO_2 para generar un gradiente de temperaturas que permita obtener valores fuera del ruido en la medición. En particular, utilizando la plancha de Kapton, τ puede superar el minuto.

Esta técnica se utilizó para chequear la linealidad del voltaje Nernst V_y (o campo eléctrico Nernst $E_y = V_y/L_y$) con el gradiente de temperaturas aplicado, $\nabla_x T$, manteniendo la misma $T_{prom.}$ en el monocristal. Se comprobó que los valores de gradiente utilizados a lo largo de esta tesis están dentro del régimen lineal (salvo a T cercanas a la temperatura de irreversibilidad, como se discutirá en el capítulo 5), en concordancia con la referencia [5].

Al utilizar dos calefactores, el baño térmico del equipo de medición en vacío (descrito en la sección 3.4) debe absorber más potencia que en el caso de un solo calefactor, trabajando así al límite de su capacidad. Es decir, T_{base} puede eventualmente empezar a aumentar y por ende $T_{prom.}$, rompiéndose de esta manera la condición de estado estacionario.

En consecuencia, esta técnica es poco eficiente para su uso en la facilidad de altos campos magnéticos. Sin embargo, se la utilizó en un criogenerador comercial (el cual dispone de un baño térmico que puede absorber más calor que el equipo descrito a lo largo de este capítulo)

como etapa preliminar a la medición de efecto Nernst.

Este criogenerador marca Cryogenics funciona con un ciclo cerrado de ^4He gas y su portamuestras se encuentra en vacío. La desventaja para nuestro experimento es que no posee una facilidad de altos campos magnéticos.

En este equipo se realizaron varios de los experimentos previos a la medición de efecto Nernst (utilizando el dispositivo de la Figura 3.1) y descriptos a lo largo de este capítulo (medición de gradiente de temperaturas aplicado al sustrato de SrTiO_3 y su conductividad térmica entre otros).

Una manera de confirmar la hipótesis de que el monocristal “copia” el gradiente de temperaturas generado por el sustrato de SrTiO_3 fue la medición del poder termoeléctrico en BSCCO-OPT.

A diferencia del efecto Nernst, en este experimento se trata de alinear los contactos de voltaje del monocristal en la dirección del gradiente térmico, tal como se muestra en la Figura 3.14.

El coeficiente Seebeck o poder termoeléctrico, S (tal como se definió en el capítulo 2), aparece cuando al aplicar un gradiente de temperaturas, $\nabla_x T$, a un material, este responde generando un voltaje V_x o campo eléctrico E_x en esa misma dirección.

En particular, en nuestro circuito hasta el nanovoltímetro, no solo contribuye a este coeficiente el monocristal de BSCCO, S_{BSCCO} , sino también los cables de Au, S_{Au} , de modo tal que $(V_x/L)/(dT/l) = E_x/\nabla_x T = S_{BSCCO} - S_{Au}$, donde L es la distancia entre contactos de voltaje y l es la distancia entre los termómetros de cobre.

Como veremos a continuación, el poder termoeléctrico en los superconductores a $H = 0$ experimenta un cambio brusco en la vecindad de T_c . En particular, el poder termoeléctrico en el estado normal de los SAT es relativamente grande (de varios $\mu\text{V}/\text{K}$). Por tanto el poder termoeléctrico de los SAT presenta rasgos cualitativos y cuantitativos muy fuertes que lo hacen útil como *test* para nuestro dispositivo experimental (al menos a $H = 0$).

Esta medición de poder termoeléctrico se realizó tanto en el dispositivo experimental que posee un solo calefactor (Figura 3.1), así como en el que presenta dos calefactores (Figura 3.14), obteniéndose resultados similares. A continuación, presentaremos el protocolo de medición y los resultados del segundo de estos dispositivos.

El primer paso es determinar que potencia aplicar en cada calefactor para generar un cierto gradiente de temperaturas a cierta temperatura promedio, $T_{prom.}$ a una determinada temperatura del baño, T_{base} .

Para ello es necesario determinar experimentalmente los coeficientes de las siguientes ecuaciones:

$$\frac{I_1^2}{C_1} + \frac{I_2^2}{C_2} = (T_{prom.} - T_{base}) \quad (3.1)$$

$$\frac{I_1^2}{G_1} + \frac{I_2^2}{G_2} = (T_1 - T_2) \quad (3.2)$$

donde I_1 e I_2 son las corrientes aplicadas a cada calefactor. Los coeficientes C_i, G_i están vinculados a las capacidades caloríficas y conductancias térmicas de los componentes del dispositivo experimental.

Para obtener dichos coeficientes, se aplica una determinada potencia a uno solo de los calefactores. A continuación se aplica otro valor de potencia al mismo calefactor para chequear la linealidad de la potencia aplicada con $(T_{prom.} - T_{base})$ y con $(T_1 - T_2)$. Después se hace lo mismo con el otro calefactor, tal como se muestra en la Figura 3.15.

En la Figura 3.16 se muestra el voltaje medido en el monocristal de BSCCO-OPT y la temperatura de los dos termómetros de Cu en función del tiempo. En esta secuencia, se aplicaron ocho gradientes de temperaturas diferentes (cuatro en un sentido y otros cuatro en

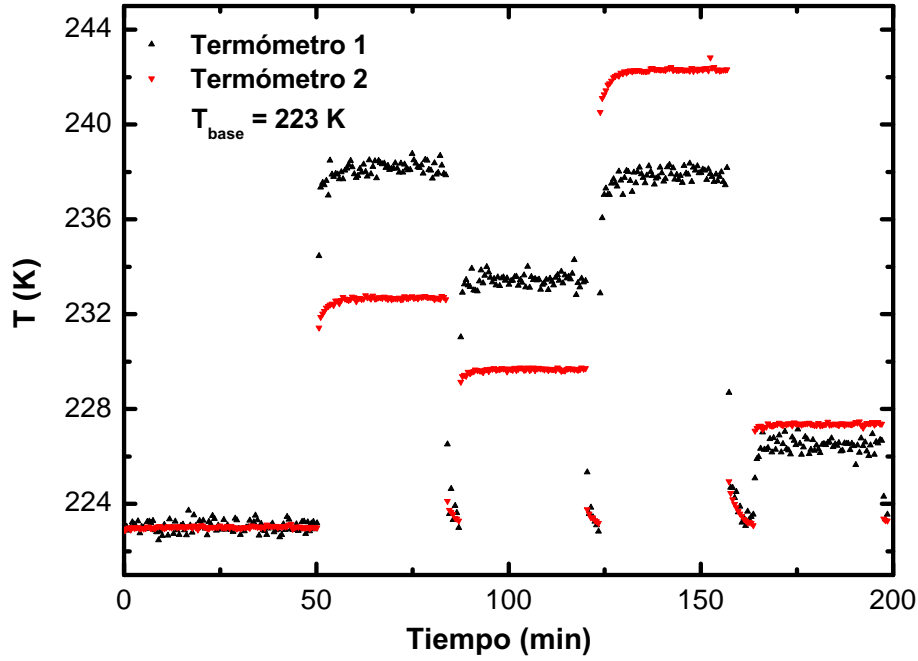


Figura 3.15: Temperatura de ambos termómetros de cobre en función del tiempo al aplicar diferentes potencias a los calefactores 1 y 2. La secuencia es la siguiente: $I_1 = 17.23$ mA, $I_2 = 0$; $I_1 = 14.3$ mA, $I_2 = 0$; $I_1 = 0$, $I_2 = 23.8$ mA; $I_1 = 0$, $I_2 = 11.23$ mA. Utilizando este protocolo se obtiene el valor de los coeficientes de las ecuaciones 3.1 y 3.2. En todos los casos $T_{base} = 223$ K.

sentido inverso) manteniendo la misma temperatura promedio en el cristal ($T_{prom.} = 238$ K) y la misma temperatura del baño ($T_{base} = 223$ K).

En la Figura 3.17 se muestra el voltaje (relativo al *offset*) medido en el monocristal como función del gradiente de temperaturas aplicado, extraído de las mediciones de la Figura 3.16 a esa temperatura promedio ($T_{prom.} = 238$ K). Se observa claramente la respuesta lineal del cristal de BSCCO al cambiar el gradiente de temperaturas. La pendiente de esta recta nos dará $S_{BSCCO} - S_{Au}$ a $T_{prom.} = 238$ K.

Utilizando el mismo protocolo de medición a otras $T_{prom.}$, se obtiene la curva de la Figura 3.18. En las cercanías de la temperatura crítica ($T_c \sim 86$ K en este cristal de BSCCO) $S_{BSCCO} - S_{Au}$ empieza a disminuir al bajar temperatura, pasa por cero y satura en algún valor negativo.

Si de esta curva se extrae la dependencia en temperatura de S_{Au} (obtenida de la referencia [17]) se obtiene directamente el poder termoeléctrico del BSCCO-OPT, S_{BSCCO} , en buen acuerdo con los valores de la literatura [18, 19], como se muestra en la Figura 3.19.

Por debajo de T_c el cristal de BSCCO se hace superconductor y el poder termoeléctrico se anula ($S_{BSCCO} = 0$). Esto puede explicarse en base a un modelo de dos fluidos. Al aplicar un gradiente de temperaturas, se genera un gradiente de densidad normal y superconductor a lo largo del cristal. Para compensar este gradiente, hay un flujo de corriente superconductor del lado más frío al más caliente del cristal, que produce un voltaje nulo en esa dirección, es decir $V_x = (S_{BSCCO})(\nabla_x T)(L) = 0$ [20].

Teniendo en cuenta el hecho de que en un metal convencional, $S \propto T$ (tal como vimos en el capítulo 2) es notable que en el estado normal del BSCCO-OPT, S disminuya linealmente al aumentar temperatura con una pendiente de $-0.03 \mu V/K^2$, siendo el valor de esta pendiente y la magnitud de S muy sensibles al dopaje con huecos [18]. La explicación de este fenómeno es aún hoy objeto de controversia [21].

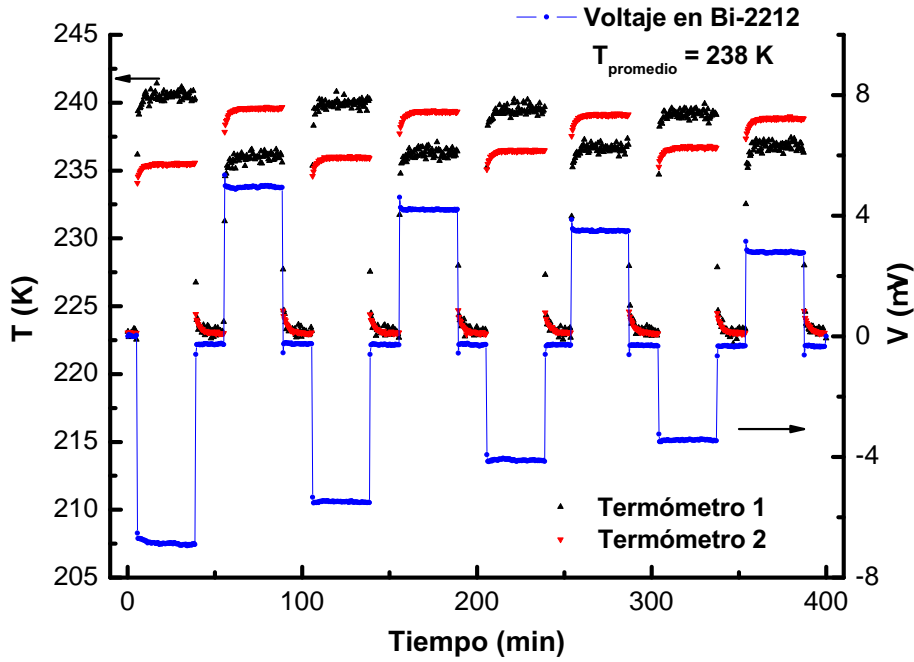


Figura 3.16: Voltaje medido en el monocristal de BSCCO (círculos azules) y la temperatura de los dos termómetros de Cu (triángulos) en función del tiempo. En esta secuencia, se aplicaron ocho gradientes de temperaturas diferentes (cuatro en un sentido y otros cuatro en sentido inverso) manteniendo la misma temperatura promedio en el cristal ($T_{prom.} = 238$ K) y la misma temperatura del baño ($T_{base} = 223$ K).

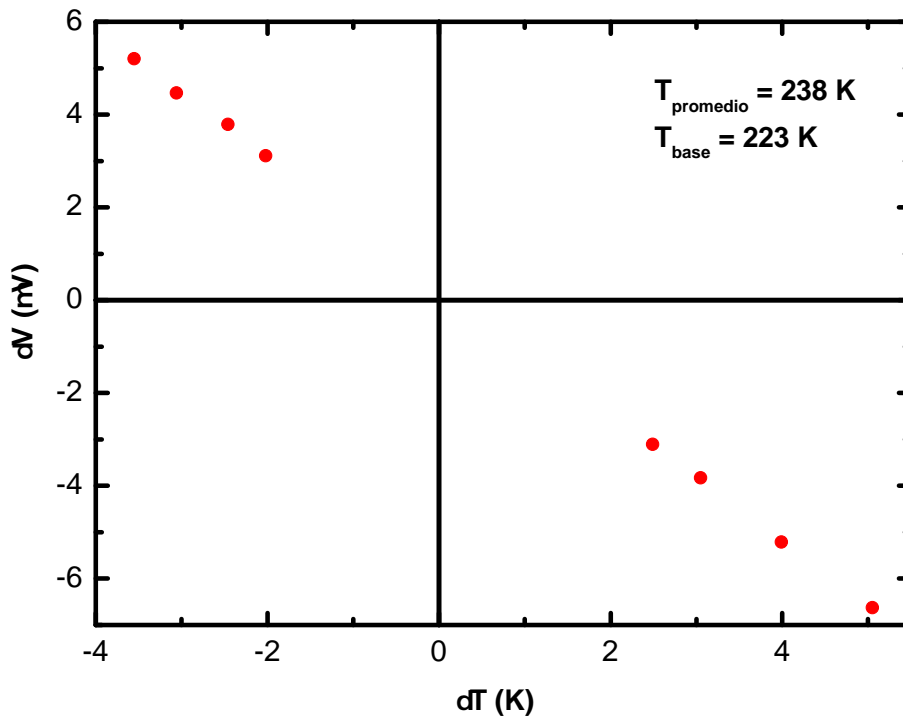


Figura 3.17: Voltaje (relativo al *offset*) medido en el monocristal de BSCCO como función del gradiente de temperaturas aplicado, extraído de las mediciones de la Figura 3.16 a esa temperatura promedio ($T_{prom.} = 238$ K).

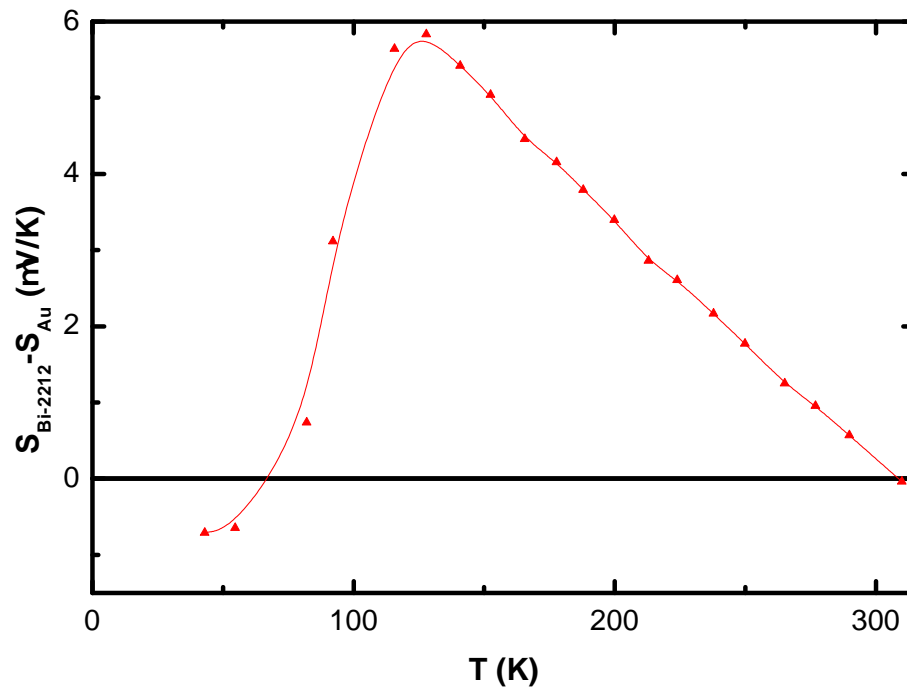


Figura 3.18: Medición de $S_{BSCCO} - S_{Au}$ como función de la temperatura promedio en el monocristal, T_{prom} .

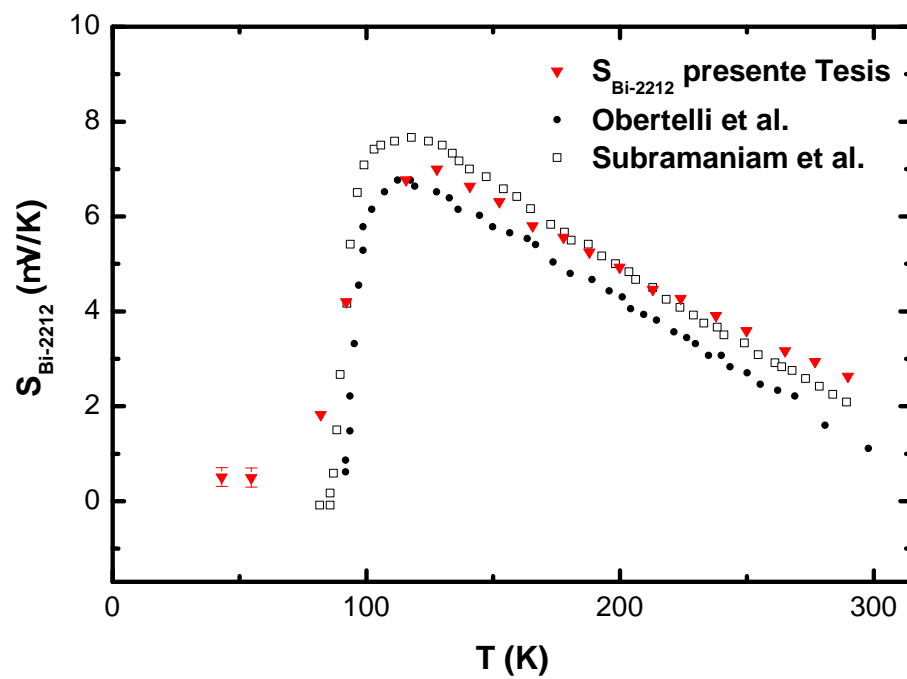


Figura 3.19: S_{BSCCO} (triángulos) en función de la temperatura promedio en el monocristal, T_{prom} . También se muestran datos de la literatura [18] (círculos) y [19] (cuadrados).

Bibliografía

- [1] E. E. Kaul y G. Nieva, *Physica C* **341-348**, 1343 (2000).
- [2] F. de la Cruz, D. López, y G. Nieva, *Philos. Mag. B* **70**, 773 (1994).
- [3] F. Chen, J. C. Cooley, W. L. Hults, y J. L. Smith, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, (2001).
- [4] E. S. Choi, J. S. Brooks, J. S. Qualls, y Y. S. Song, *Rev. Sci. Instrum.* **72**, (2001).
- [5] F. Kober, H. C. Ri, R. Gross, D. Koelle, R. P. Huebener, y A. Gupta, *Phys. Rev. B* **44**, 11951 (1991).
- [6] C. Capan, K. Behnia, Z. Z. Li, H. Raffy, y C. Marin, *Phys. Rev. B* **67**, 100507 (2003).
- [7] R. C. Yu, M. B. Salamon, J. P. Lu, y W. C. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1431 (1992).
- [8] D. López, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 1995.
- [9] M. Aubin, H. Ghamlouch, y P. Fournier, *Rev. Sci. Instrum.* **64**, 2938 (1993).
- [10] Y. Wang, L. Li, y N. P. Ong, *Phys. Rev. B* **73**, 024510 (2006).
- [11] D. E. Shalóm, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 2005.
- [12] E. F. Righi, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 1998.
- [13] H.-C. Ri, F. Kober, A. Beck, L. Alff, R. Gross, y R. P. Huebener, *Phys. Rev. B* **47**, 12312 (1993).
- [14] A. V. Silhanek, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 2001.
- [15] N. Haberkorn, G. Bridoux, E. Osquiguil, G. Nieva, y J. Guimpel, *Appl. Surf. Sci.* **254**, 3977 (2007).
- [16] R. F. Luccas, N. Haberkorn, J. Guimpel, G. Bridoux, y G. Nieva, *Physica C* **460-462**, 1377 (2007).
- [17] R. P. Huebener, *Phys. Rev.* **135**, (1964).
- [18] S. D. Obertelli, J. R. Cooper, y J. L. Tallon, *Phys. Rev. B* **46**, 14928 (1992).
- [19] C. K. Subramaniam, H. J. Trodahl, D. Pooke, y K. Kishio, *Physica C* **249**, 139 (1995).
- [20] V. L. Ginzburg, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* **14**, 177 (1944).
- [21] H. J. Trodahl, *Phys. Rev. B* **51**, 6175 (1995).

Capítulo 4

Efecto Nernst en BSCCO con y sin defectos columnares

En este capítulo estudiamos la influencia de los defectos columnares en la señal Nernst de BSCCO en el régimen OPT. Estos experimentos son complementados con mediciones de transporte eléctrico, tal como se señaló en los capítulos precedentes. Los resultados dan fuertes indicios de que el máximo en la señal Nernst o en S_ϕ al cambiar temperatura a un campo magnético fijo tiene un nuevo significado físico, siendo su origen diferente al máximo que presentan los superconductores tipo II de baja temperatura crítica. Este máximo en BSCCO-OPT marca un *crossover* dimensional en el líquido de vórtices.

4.1. Mediciones de efecto Nernst

Se realizaron mediciones de efecto Nernst en monocristales de BSCCO-OPT con y sin defectos columnares. La temperatura crítica de estos monocristales es 90.2 K y 91.0 K con un error de 0.4 K, y la irradiación con iones de una dosis cercana a $B_\phi = 3$ T paralela al eje c no cambia la T_c . La efectividad de estos columnares como centros de anclaje para vórtices se ha comprobado extrayendo la corriente crítica, J_c , de *loops* de histéresis en la magnetización, descritos en el capítulo 1. A $T = 20$ K y $H = 1$ Tesla, $J_c^{irrad.} \sim 10 J_c^{no\ irrad.}$ en buen acuerdo con la referencia [1].

En la Figura 4.1 se muestra la señal Nernst, e_N , como función del campo magnético, H , a diferentes temperaturas en uno de los cristales irradiados. Si hacemos un corte de estas curvas a algún H fijo, se obtiene un perfil en temperatura para ese H , tal como se muestra en la Figura 4.2 para $H = 5$ Tesla.

Se observa que la señal Nernst es cero por debajo de la temperatura de irreversibilidad, $T_{irrev.}$, ya que los vórtices que forman el sólido no se mueven. Por encima de $T_{irrev.}$, al aumentar temperatura, el sólido se funde y la señal empieza a crecer debido al movimiento de vórtices, alcanzando un máximo a alguna temperatura T_{max} , para luego decrecer hasta anularse a alguna temperatura mayor que T_c , en la cual se recupera el estado normal.

En la Figura 4.3 se muestra la dependencia en temperatura de e_N a $H = 1, 3$ y 5 Tesla en cristales de BSCCO con y sin defectos columnares. Como es de esperar, hay un corrimiento de la línea de irreversibilidad, $T_{irrev.}(H)$, a temperaturas más altas al irradiar.

Sorprendentemente, la temperatura a la cual la señal Nernst alcanza el máximo, $T_{max}(H)$, no se corre a temperaturas más altas al irradiar. $T_{max}(H)$ es la misma para la muestra con y sin defectos columnares. Es decir, el máximo del efecto Nernst en BSCCO es insensible a la presencia de defectos columnares.

Si normalizamos las curvas de la Figura 4.3 por sus respectivos valores en $T_{max}(H)$, se

obtienen las curvas de la Figura 4.4. Se observa que no sólo $T_{max}(H)$ es la misma para la muestra con y sin defectos columnares, sino también toda la dependencia en temperatura para $T > T_{max}(H)$. Es decir, a $T \geq T_{max}(H)$, los columnares pierden su efectividad como defectos correlacionados que anclan vórtices, mientras que al bajar temperatura a partir de T_{max} la eficiencia del *pinning* empieza a aumentar progresivamente.

En la Figura 4.5 se presenta el diagrama de fases $H - T$ del BSCCO-OPT. En el se muestra la línea de irreversibilidad, $T_{irrev.}(H)$ y la nueva línea, $T_{max}(H)$, para las muestras irradiada y no irradiada.

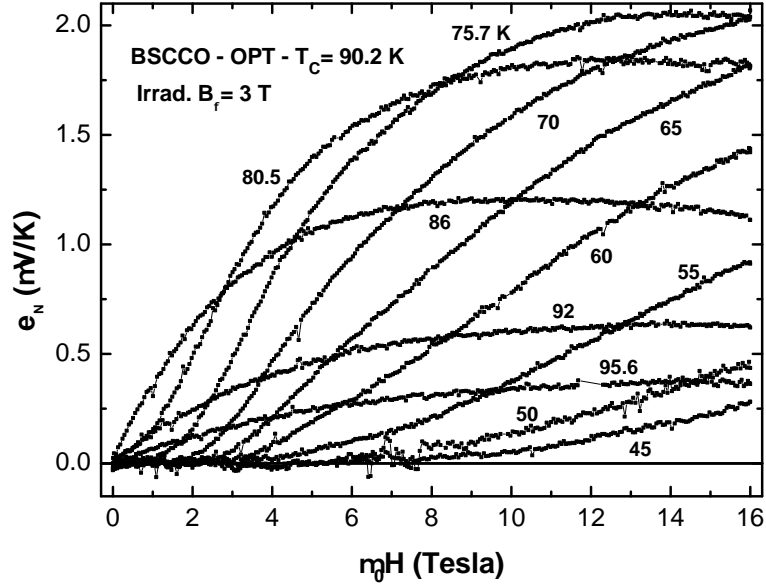


Figura 4.1: Señal Nernst, e_N , como función del campo magnético, H , para diferentes temperaturas en un cristal de BSCCO-OPT irradiado con una dosis de $B_\phi = 3$ T.

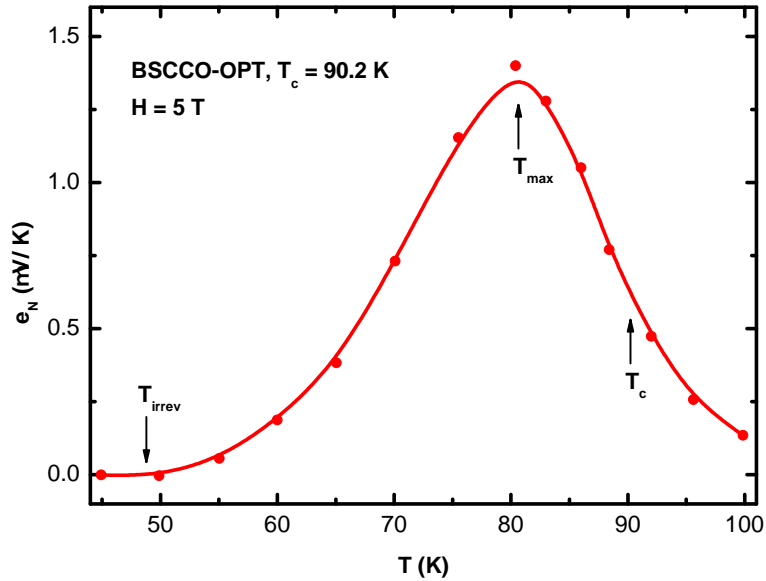


Figura 4.2: Señal Nernst, e_N , en función de la temperatura a $H = 5$ T. Con flechas se indican las posiciones de $T_{irrev.}$, T_{max} . y T_c .

Estas evidencias experimentales podrían estar diciendo que al subir temperatura a partir de $T_{irrev.}$, los vórtices van perdiendo paulatinamente coherencia de fase a lo largo del eje c , (es decir l_c va disminuyendo al aumentar T). Esto haría que el columnar como entidad correlacionada, baje su efectividad como centro de anclaje de vórtices, ya que estos últimos

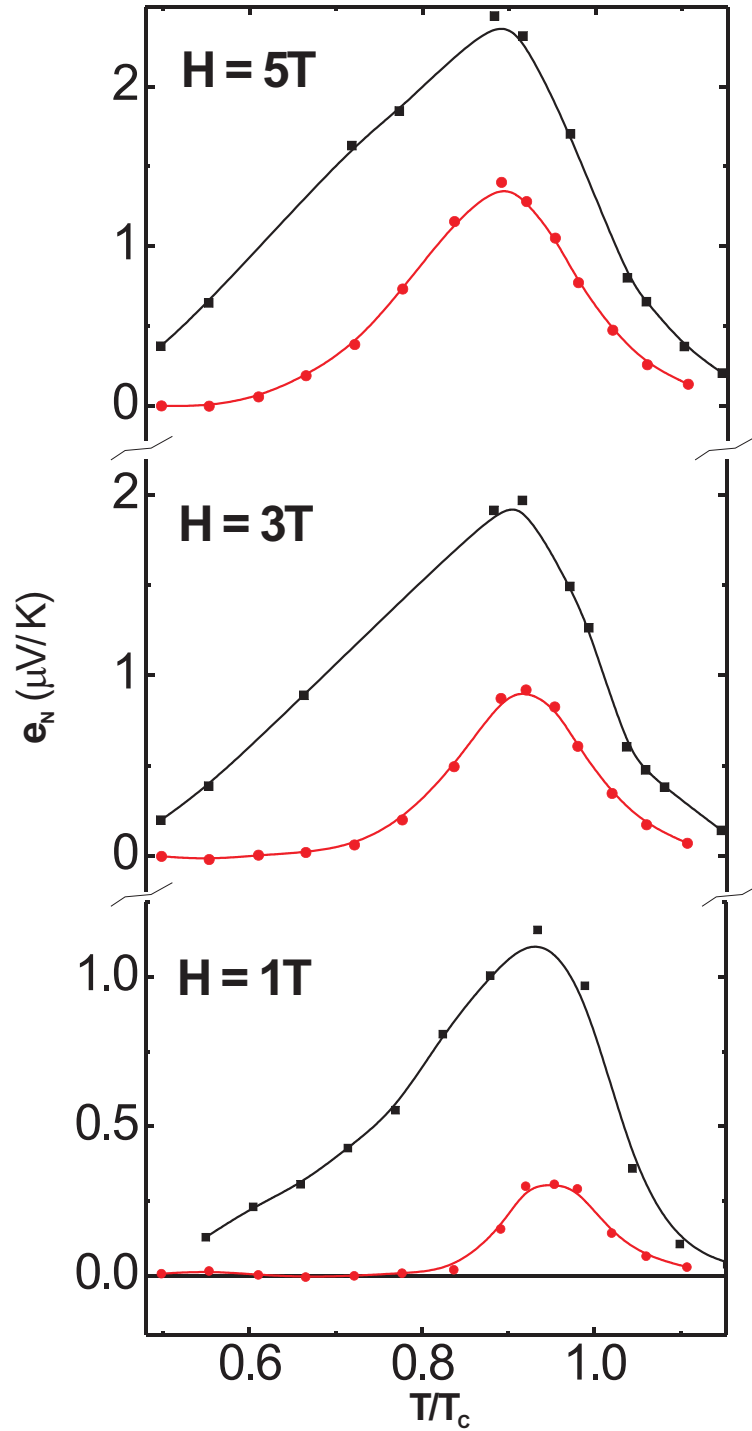


Figura 4.3: Señal Nernst, e_N , en función de la temperatura reducida T/T_c en BSCCO-OPT a $H = 1, 3$ y 5 Tesla. Las curvas en círculos y cuadrados corresponden a la muestra irradiada ($B_\phi = 3$ Tesla) y no irradiada respectivamente.

van perdiendo tridimensionalidad al aumentar temperatura. De todas maneras, el *pinning* correlacionado sigue teniendo algún grado de efectividad, es por eso que hay una diferencia notable en la señal Nernst de la muestra con y sin defectos columnares por debajo de $T_{max}(H)$. En $T_{max}(H)$, l_c se hace del orden de la distancia entre planos de CuO_2 , s , y los vórtices cuasi-3D se desintegran en panqueques 2D cuya interacción entre planos es

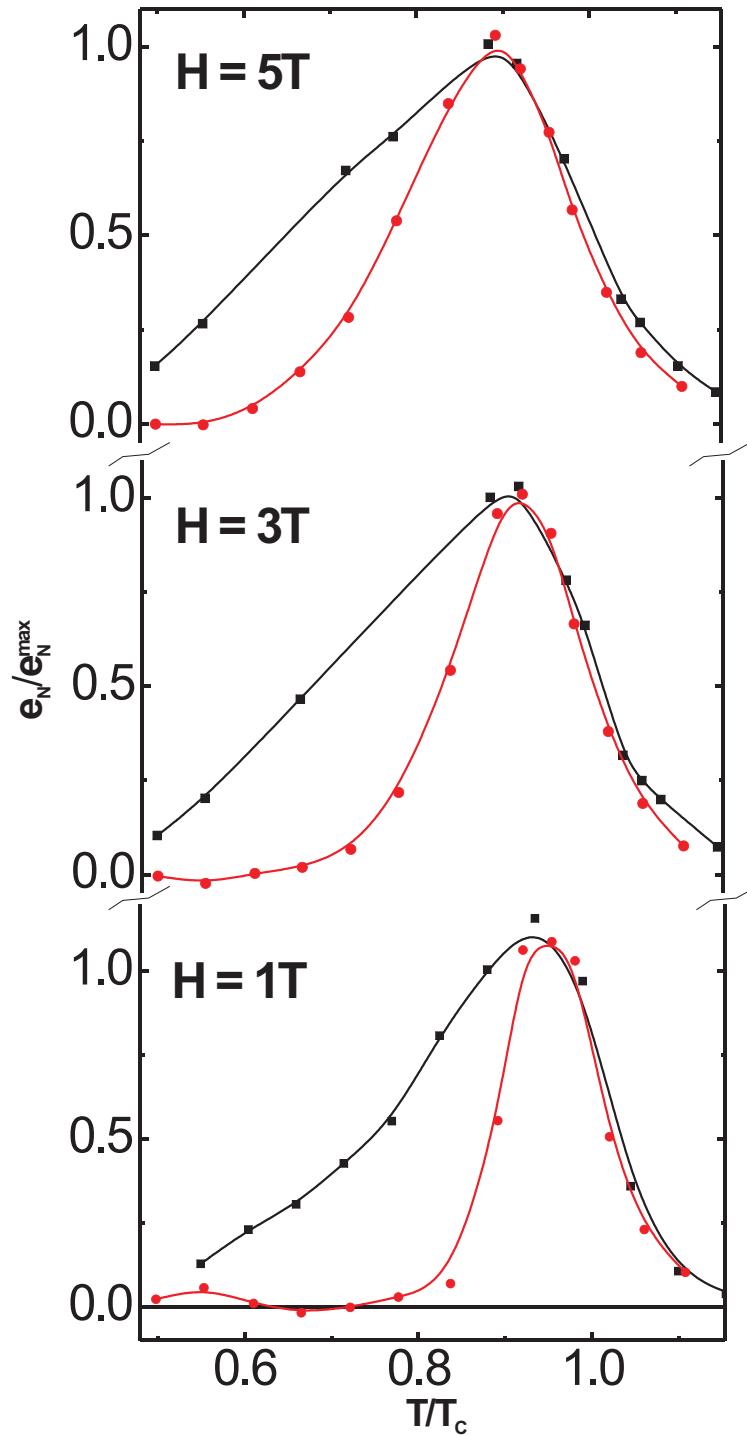


Figura 4.4: Las curvas de la Figura 4.3, pero normalizadas por sus valores respectivos en $T_{max}(H)$.

despreciable. De esta manera, en $T_{max}(H)$ habría un *decoupling* o *crossover* dimensional en el líquido de vórtices.

En consecuencia, a $T \geq T_{max}$, el columnar tridimensional sólo puede anclar panqueques bidimensionales de diferentes planos, y su efectividad es la misma que la del *pinning* puntual intrínseco de la muestra sin defectos columnares. Esto explica que a $T \geq T_{max}$ las dependencias en temperatura del efecto Nernst sean la mismas en la muestra irradiada y en la no irradiada.

Es decir, en $T_{max}(H)$ no ha cambiado la naturaleza del pinning, sino que ha cambiado la naturaleza de los vórtices y por ende la efectividad del pinning.

En esta visión, el máximo del efecto Nernst que se obtiene al cambiar temperatura en BSCCO-OPT, tiene un origen físico diferente al de los superconductores tipo II de baja temperatura crítica, discutido en la sección 2.2.

Otra posibilidad es suponer que el *decoupling* tiene lugar en simultáneo con $T_{irrev.}$ y el líquido de vórtices está formado sólo por panqueques bidimensionales desacoplados entre plano y plano. Esta imagen ha sido propuesta teóricamente [2, 3] para tratar de explicar experimentos de Resonancia de Plasma Josephson (RPJ) realizados en BSCCO [4, 5].

En ese caso, las muestras con y sin defectos columnares deberían tener la misma dependencia en temperatura del exceso de entropía, S_ϕ (una curva que a H fijo crece con temperatura, alcanza un máximo y se va a cero un poco por arriba de T_c) y la diferencia en ambas curvas de Nernst ($e_N = S_\phi \rho / \phi_0$, ecuación 2.13) por debajo de T_{max} sería debida al diferente *pinning* en ambas muestras, el cual está contemplado en sus respectivas resistividades, es decir, $\rho_{irrad}(T) < \rho_{no\ irrad.}(T)$ a $T < T_{max}$.

Esta argumentación implica que a alguna temperatura, $\rho_{irrad}(T) = \rho_{no\ irrad.}(T)$, o sea, que hay un desanclaje total de los panqueques de los defectos columnares. Resulta curioso y *naive* que esta temperatura coincida con la temperatura a la cual la entropía S_ϕ alcanza un máximo. Usando esta imagen, todavía se podría pensar que al llegar a $T_{max}(H)$, el tamaño del *core* del vórtice (de radio ξ_{ab}) se ha hecho mucho mayor que el tamaño típico de un defecto columnar (cuyo radio va de 30 a 50 Å) en la muestra irradiada. Esto provocaría

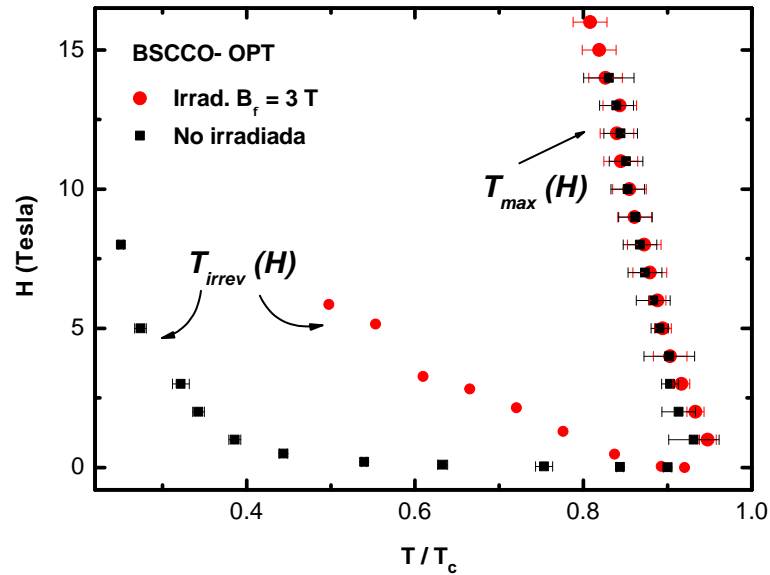


Figura 4.5: Diagrama de fases $H - T$ del BSCCO-OPT. Se muestra la temperatura de irreversibilidad, $T_{irrev.}(H)$, y la temperatura a la cual se alcanza el máximo de la señal Nernst, $T_{max}(H)$, para la muestra irradiada (círculos) y no irradiada (cuadrados).

que en $T_{max}(H)$ los columnares pierdan su efectividad para el anclaje de vórtices. Por el contrario, a lo largo de toda la línea $T_{max}(H)$, ξ_{ab} se mantiene del orden del tamaño del columnar, descartando de esta forma esa posibilidad. Para dar algunos números, en BSCCO-OPT, $\xi_{ab}(0) \sim 20 \text{ \AA}$, entonces a $H = 1, 5$ y 16 Tesla, $T_{max}/T_c \sim 0.94, 0.9$ y 0.8 y $\xi_{ab} \sim 60, 47$ y 33 \AA , respectivamente. Tampoco se observa ninguna estructura en $T_{max}(H)$ cerca de $H = B_\phi$, lo cual sería indicativo de que $T_{max}(H)$ no está relacionado a un efecto de cambio en la naturaleza del *pinning* y por ende, de su efectividad.

Además, los datos experimentales muestran que el Nernst se anula a temperaturas mayores que T_c , y puesto que ρ cambia muy poco por arriba de T_c (como veremos a continuación), es evidente que $(S_\phi = e_N \phi_0 / \rho)$ se anula a temperaturas mayores que T_c , algo que esta teoría no puede explicar al no tener en cuenta las fuertes fluctuaciones del parámetro de orden alrededor de T_c que presentan los SAT [6].

También vale la pena preguntarse la diferente clase de información que los experimentos de RPJ y el efecto Nernst nos pueden brindar. Los experimentos de RPJ están realizados a frecuencias altas (del orden de decenas de GHz), a las cuales los tiempos de medición pueden ser menores a los tiempos característicos del sistema, como por ejemplo, el tiempo promedio de acople entre plano y plano. Por otro lado, el efecto Nernst es un experimento que se realiza en condiciones de estado estacionario.

A continuación, presentaremos otras evidencias experimentales a favor de una imagen en la cual existe un *crossover* dimensional en el líquido de vórtices del BSCCO-OPT.

4.2. Mediciones de transporte eléctrico

En esta sección estudiamos a los mismos monocristales de BSCCO (tanto al irradiado como al no irradiado) a través de mediciones de transporte eléctrico, descritas en el capítulo 1 y 3.

En la Figura 4.6 y Figura 4.7 se muestra la dependencia en temperatura del voltaje V_{top} (V_{23}) al aplicar una densidad de corriente no homogénea en los planos *ab* por I_{14} (ver *inset*), a diferentes campos magnéticos (1, 3 y 5 Tesla) en la muestra sin y con defectos columnares.

En general, se observa que partiendo del estado normal, el voltaje disminuye en forma más o menos continua al bajar la temperatura, anulándose en $T_{irrev.}$. Al aumentar el campo magnético, las curvas son más resistivas debido a un incremento en el número de vórtices.

Al disminuir temperatura por debajo de T_c , se observa que el voltaje disminuye con una pendiente relativamente constante al bajar temperatura, hasta que por debajo de alguna temperatura (indicada con flechas en la Figura 4.6 y Figura 4.7 para cada campo magnético), esta pendiente aumenta en forma relativa dando lugar a una especie de *plateau*, tal como se muestra en las Figura 4.6 y Figura 4.7.

Esta temperatura, por debajo de la cual hay un incremento relativo de la disipación, coincide dentro del error experimental con la temperatura T_{max} (a ese mismo H) a la cual el efecto Nernst alcanza el máximo. Esto ocurre tanto en la muestra irradiada así como para la no irradiada (ver Figura 4.6 y Figura 4.7).

En la Figura 4.8 y Figura 4.9 se muestra la dependencia en temperatura del voltaje a lo largo del eje *c*, V_c (inyectando corriente tal como indica el *inset*) y de V_{top} a $H = 3$ Tesla para la muestra irradiada y a $H = 5$ Tesla para la no irradiada, observándose el mismo comportamiento para el resto de campos magnéticos explorados.

En el estado normal, V_c aumenta al disminuir temperatura, continuando este comportamiento no-metálico por debajo de T_c , hasta que a alguna temperatura, la curva se aparta de dicho comportamiento, se inflexiona paulatinamente, alcanza un máximo y empieza a disminuir al bajar la temperatura, hasta anularse en $T_{irrev.}$.

En la Figura 4.8 y Figura 4.9 se muestra que tanto para la muestra no irradiada como

para la irradiada la temperatura en donde V_c se inflexiona apartándose del comportamiento no-metálico coincide dentro del error experimental con la temperatura en la cual hay un incremento relativo de V_{top} al bajar temperatura.

Es esperable que una disminución relativa de ρ_c provoque una disminución relativa de V_{top} , debido a que una larga fracción de la corriente aplicada por I_{14} fluiría hacia planos más alejados de la superficie de la muestra. Por el contrario, lo que ocurre es que V_{top} aumenta en forma relativa al bajar temperatura, describiendo una suerte de *plateau* anómalo.

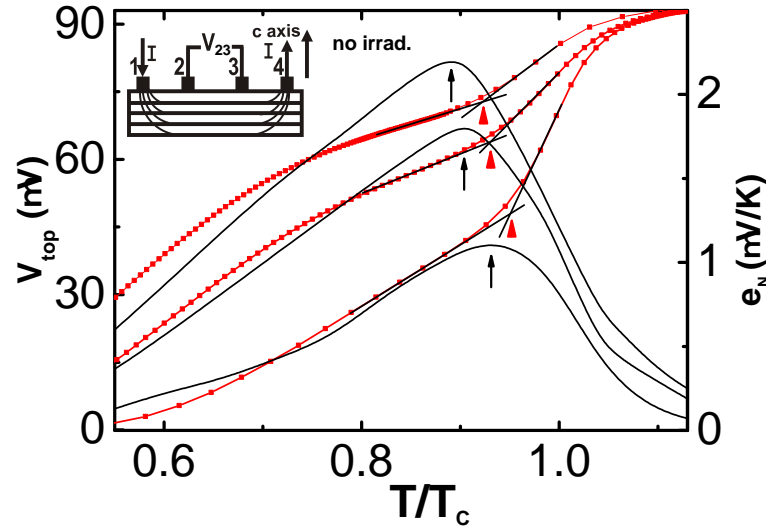


Figura 4.6: Voltaje V_{top} (V_{23}) (líneas con cuadrados) y e_N (líneas) como función de T/T_c a $H = 1, 3$ y 5 Tesla para la muestra no irradiada. La temperatura a la cual V_{top} cambia de régimen, y la del máximo de e_N para diferentes valores de H son indicadas con triángulos y flechas pequeñas respectivamente. El *inset* muestra un esquema de la configuración experimental para medir V_{top} .

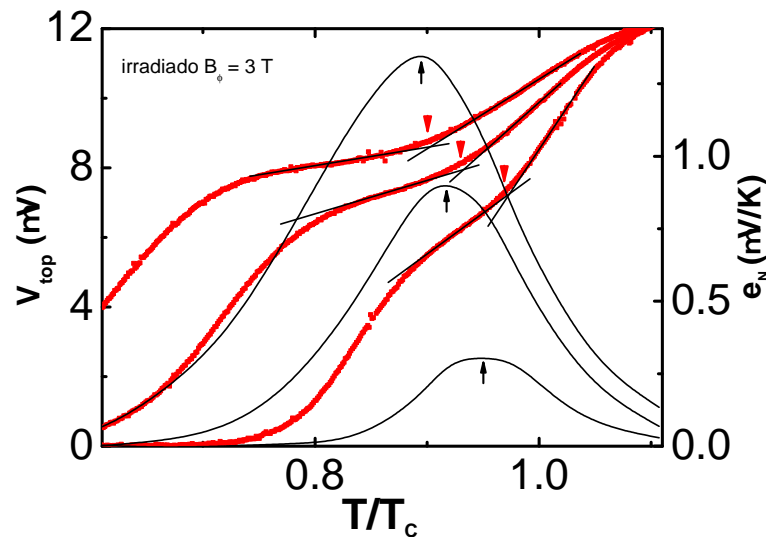


Figura 4.7: Voltaje V_{top} (V_{23}) (líneas con cuadrados) y e_N (líneas) como función de T/T_c a $H = 1, 3$ y 5 T para la muestra irradiada. La temperatura a la cual V_{top} cambia de régimen, y la del máximo de e_N para diferentes valores de H son indicadas con triángulos y flechas pequeñas respectivamente.

Con el fin de comprobar de que este *plateau* que forma V_{top} no está relacionado a algún tipo de artefacto experimental, hemos determinado la resistividad en los planos ab , ρ_{ab} , utilizando la siguiente expresión [7]:

$$\frac{V_{top}}{V_{bott.}} \sim \cosh \left(\beta \sqrt{\frac{V_c}{\rho_{ab}}} \right) \quad (4.1)$$

donde β es un factor que depende básicamente de la geometría de la muestra.

En la Figura 4.10 se muestra la dependencia en temperatura de ρ_{ab} obtenida de 4.1 utilizando las mediciones de V_{top} , $V_{bott.}$ y V_c para la muestra no irradiada a $H = 5$ Tesla.

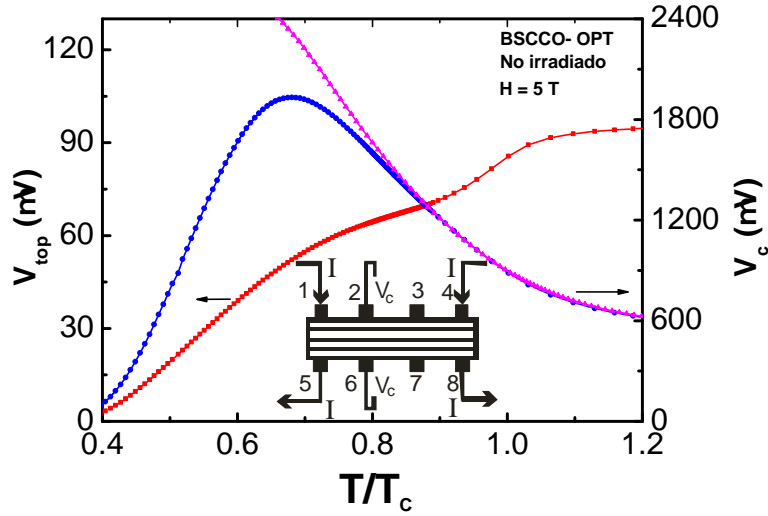


Figura 4.8: Voltaje V_c (círculos) y V_{top} (cuadrados) como función de T/T_c a $H = 5$ T para la muestra no irradiada. La curva de V_c a $H = 8$ T (triángulos), se utiliza para mostrar el apartamiento de la curva de $H = 5$ T del comportamiento no-metálico. El *inset* muestra un esquema de la configuración experimental para medir V_c .

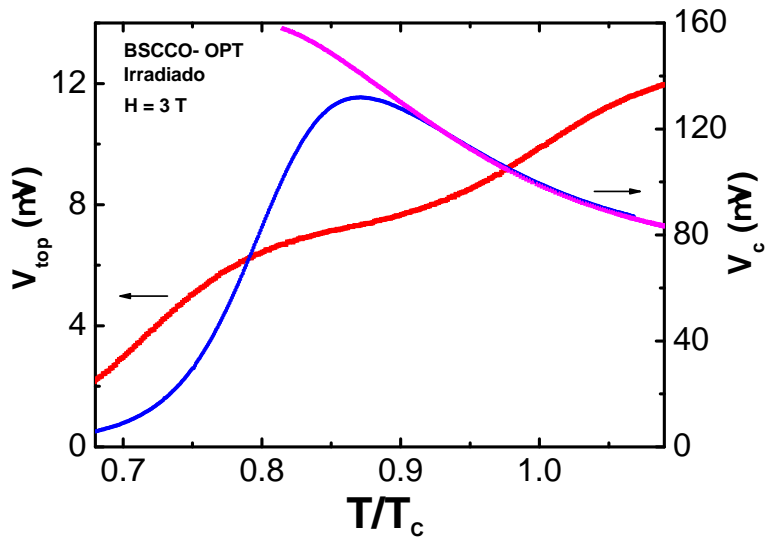


Figura 4.9: Voltaje V_c (círculos) y V_{top} (cuadrados) como función de T/T_c a $H = 3$ T para la muestra irradiada. La curva de V_c a $H = 5$ T (triángulos), se utiliza para mostrar el apartamiento de la curva de $H = 3$ T del comportamiento no-metálico.

Se observa que la estructura tipo *plateau* de V_{top} se conserva aún en ρ_{ab} , indicando que este es un efecto intrínseco de la dispersión en los planos *ab* del monocristal.

Finalmente, en el diagrama de fases $H - T$ de la Figura 4.11 se muestran las temperaturas a las cuales V_{top} presenta el *plateau* anómalo, V_c se aparta del comportamiento no-metálico y e_N alcanza el máximo, T_{max} , para campos magnéticos que van de 1 hasta 16 Tesla inclusive. Esto incluye los resultados de los cristales de BSCCO con y sin defectos columnares.

Sorprendentemente, se observa que dentro del error experimental todos estos puntos

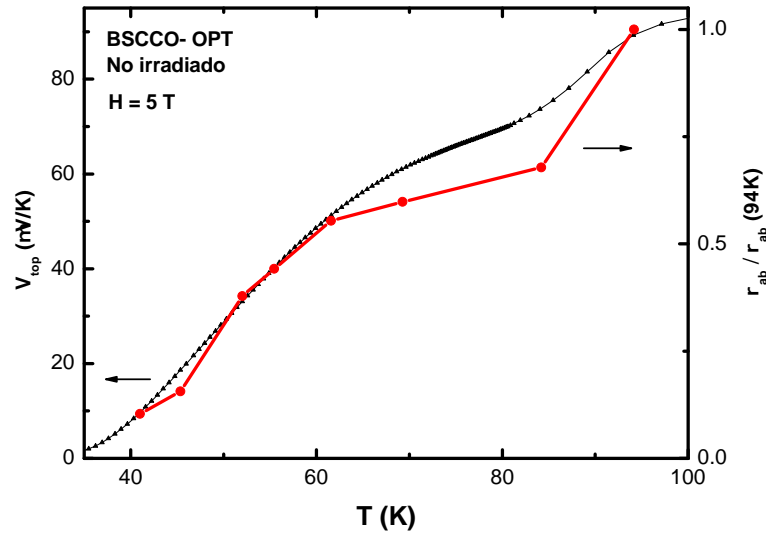


Figura 4.10: Resistividad en los planos *ab*, ρ_{ab} , normalizada por su valor a $T = 94$ K (círculos), obtenida de la expresión 4.1 y V_{top} (triángulos) en función de la temperatura a $H = 5$ T para la muestra no irradiada.

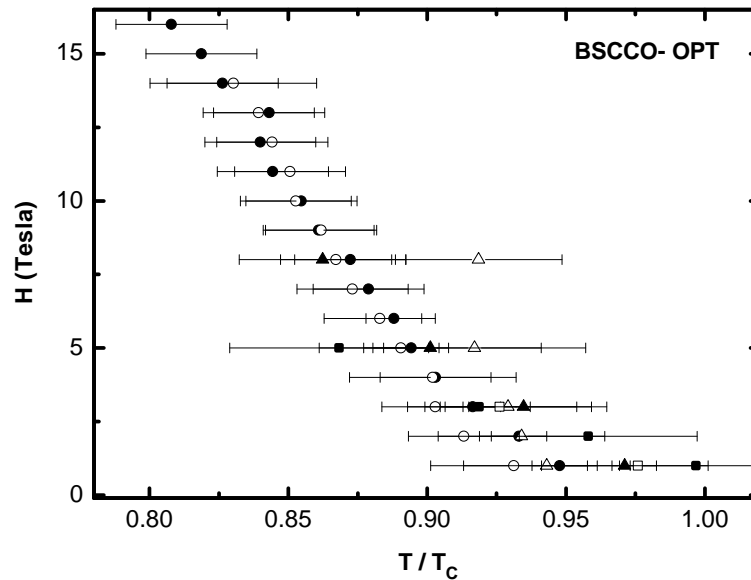


Figura 4.11: Diagrama de fases $H - T$ de BSCCO-OPT. En el se muestran T_{max} (círculos), la temperatura en la cual V_{top} alcanza un *plateau* (triángulos) y V_c inflexiona (cuadrados). Los círculos llenos corresponden a la muestra irradiada y los vacíos a la no irradiada. Se observa que dentro del error experimental, todos los puntos colapsan en única línea en este diagrama.

colapsan en una única línea en el diagrama de fases $H - T$ insensible a la presencia de defectos columnares.

La presencia de un *plateau* anómalo en V_{top} , ha sido también detectada en el líquido de vórtices de $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ [8], un sistema con anisotropía intermedia entre el BSCCO y el YBCO y ha sido interpretada en términos de un *crossover* dimensional en el líquido de vórtices, en sintonía con la descripción física propuesta en la sección 4.1.

La dependencia en temperatura de V_c a algún campo magnético, puede explicarse en términos de la coherencia de fase a lo largo del eje c del vórtice. A temperaturas altas por debajo de T_c , V_c aumenta al disminuir temperatura, encontrándonos en un régimen de *decoupling* del líquido de vórtices, en el cual hay panqueques bidimensionales con $l_c < s$, siendo s la distancia entre planos de CuO_2 . La desviación del comportamiento no-metálico al disminuir temperatura indica que han aparecido los primeros cortocircuitos superconductores a lo largo del eje c y por lo tanto V_c disminuye en forma relativa. Es decir, la inflexión de V_c está vinculada al hecho de allí l_c empieza a ser mayor que la distancia entre planos, s , y el líquido de vórtices comienza a tener algún grado de tridimensionalidad. Al seguir disminuyendo temperatura, la correlación de los vórtices a lo largo del eje c es lo suficientemente grande como para que V_c disminuya en forma absoluta, alcanzándose un máximo en la curva. Esta disminución paulatina de V_c al bajar T por debajo del máximo hasta anularse en $T_{irrev.}$ es un indicativo de que l_c va creciendo en forma continua al disminuir temperatura hasta finalmente diverger en $T_{irrev.}$.

En esta sección hemos demostrado experimentalmente que existe una correlación directa entre anomalías en el transporte eléctrico y el máximo del efecto Nernst en $T_{max}(H)$ y hemos presentado argumentos a favor de lo que parece la explicación más sencilla de estos datos, un *crossover* dimensional del líquido de vórtices en $T_{max}(H)$.

4.3. Contribuciones al exceso de entropía, S_ϕ

En la Figura 4.12 se presenta el cambio relativo de la resistividad, ρ_{ab} , $[\rho_{ab}(T) - \rho_{ab}(T_{max})]100/\rho_{ab}(T_{max})$ y de la señal Nernst, e_N , $[e_N(T) - e_N(T_{max})]100/e_N(T_{max})$ respecto a sus valores en T_{max} para $H = 5\text{ T}$ en la muestra no irradiada e irradiada. Mediciones a otros campos magnéticos también exhiben el mismo comportamiento.

Teniendo en cuenta que e_N es proporcional a ρ_{ab} , la caída relativa de la resistividad al disminuir temperatura por debajo de T_{max} es insuficiente para explicar el brusco cambio porcentual que sufre el Nernst en esa misma región. Puesto que la caída de la resistividad por debajo de T_{max} está causada en parte por el incremento de la efectividad del *pinning* al bajar temperatura, ni la movilidad ni un efecto de *pinning* son capaces de explicar la caída del Nernst y la consecuente aparición del máximo en T_{max} .

En el caso del cristal con defectos columnares, se observa que el efecto es aún más pronunciado que en el cristal no irradiado. Es decir, al disminuir temperatura por debajo de T_{max} , el cambio relativo del Nernst es todavía más brusco que el de resistividad, en comparación a la muestra sin columnares.

Suponiendo que la expresión para el exceso de entropía, $S_\phi = e_N\phi_0/\rho$, (propuesta en el capítulo 2) sigue teniendo validez en los SAT, es posible extraer S_ϕ de las mediciones de efecto Nernst y resistividad.

En la Figura 4.13 se muestra la dependencia en temperatura de S_ϕ a $H = 5\text{ T}$ en el cristal con y sin defectos columnares normalizadas por sus valores respectivos en T_{max} . En la Figura 4.14 se muestran las curvas correspondientes a $H = 3\text{ T}$.

Se observa que la dependencia en temperatura de S_ϕ es casi la misma que la de e_N , inclusive la posición del máximo, T_{max} , es la misma. Es decir, el cambio de la resistividad con temperatura prácticamente no afecta la curva de S_ϕ , excepto en las vecindades de $T_{irrev.}$.

Al igual que ocurre en el efecto Nernst, $T_{max}(H)$ y la dependencia en temperatura de S_ϕ a $T \geq T_{max}(H)$ es la misma en la muestra con y sin defectos columnares.

Sorprendentemente, al disminuir temperatura por debajo de $T_{max}(H)$, las curvas empiezan a dejar de coincidir, tal como se muestra en las Figura 4.13 y Figura 4.14. Es decir, por debajo de $T_{max}(H)$, la presencia de defectos columnares pareciera asistir el ordenamiento del líquido de vórtices, seguramente alineándolos en la dirección del eje c y aumentando así su longitud de correlación, l_c .

Es curioso que este efecto persista aún a campos en los cuales la densidad de vórtices es

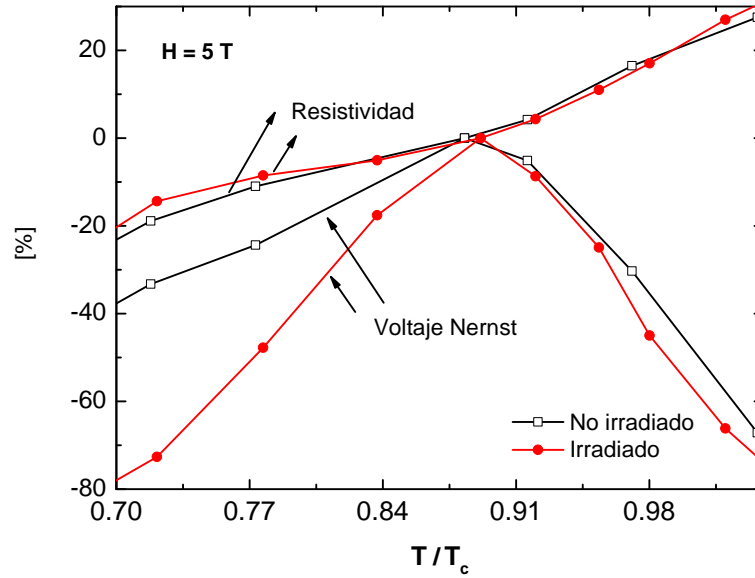


Figura 4.12: Cambio relativo de la resistividad, ρ_{ab} , $[\rho_{ab}(T) - \rho_{ab}(T_{max})]100/\rho_{ab}(T_{max})$ y de la señal Nernst, e_N , $[e_N(T) - e_N(T_{max})]100/e_N(T_{max})$ respecto a sus valores en T_{max} para $H = 5$ T en la muestra no irradiada (cuadrados) e irradiada (círculos).

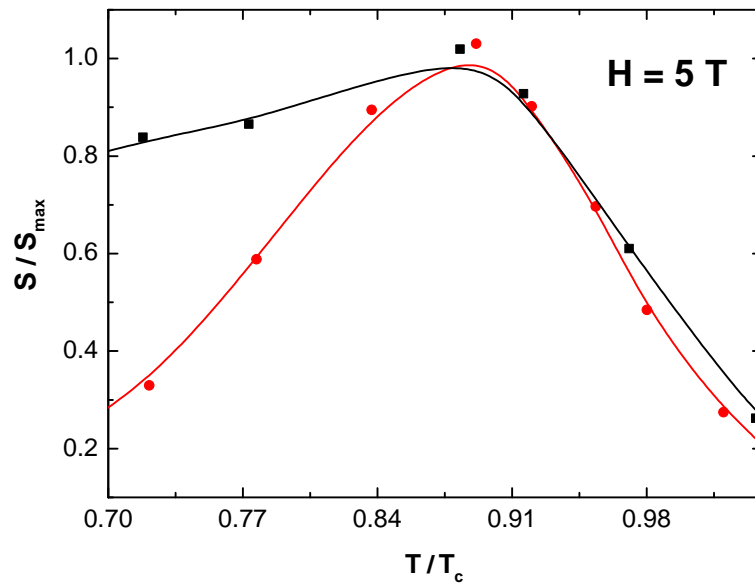


Figura 4.13: Dependencia en temperatura de S_ϕ a $H = 5$ T en el cristal con (círculos) y sin (cuadrados) defectos columnares normalizadas por sus valores respectivos en T_{max} .

mucho mayor que la densidad de defectos. Por ejemplo, a $H = 5 \text{ T}$, $H/B_\phi = 5/3 = 1.7$, es decir, la mayoría de los vórtices no están anclados a los defectos en promedio, pero también sienten este efecto de ordenamiento, (probablemente por interacción con los otros vórtices que si están más alineados).

Claramente, estas evidencias experimentales no pueden interpretarse en términos de la teoría explicativa de la RPJ, y es necesario replantear el significado del máximo del efecto Nernst (o de S_ϕ) en el líquido de vórtices de BSCCO-OPT.

El único trabajo teórico hasta la fecha que ha tenido en cuenta la influencia de la dimensionalidad de los vórtices en la señal Nernst, ha sido el desarrollado por D. Huse [9]. En este trabajo, el exceso de entropía, S_ϕ , para un sistema de panqueques bidimensionales crece monótonamente al disminuir campo o temperatura. En cuanto empieza a haber un acople Josephson efectivo entre planos y por lo tanto un $l_c > s$, S_ϕ puede decrecer al disminuir campo o temperatura, siendo esta caída mucho más pronunciada cuanto mayor es el acoplamiento efectivo entre planos, y por lo tanto la tridimensionalidad del sistema.

Esta disminución de S_ϕ al aumentar la longitud de correlación del vórtice a lo largo del eje c , l_c , ha sido interpretada por D. Huse como una disminución de la entropía configuracional del vórtice, ya que en cierta medida la línea se comportaría como una entidad mas ordenada a lo largo del eje c . En el caso límite de tener *decoupling* o vórtices bidimensionales, la ausencia de correlación entre plano y plano les permite un número de configuraciones posicionales mucho mayor que si tuvieran algún grado de tridimensionalidad, y por lo tanto, una entropía S_ϕ mucho mayor.

Esta propuesta está en sintonía con la imagen de *crossover* dimensional en el líquido de vórtices que se desprende de los datos experimentales. Es decir, al disminuir temperatura, la S_ϕ crece (ya que el líquido de vórtices es bidimensional) y en $T_{max}(H)$, comienza a ser apreciable el acoplamiento entre panqueques de planos vecinos ($l_c > s$), y S_ϕ comienza a disminuir al bajar temperatura. El hecho de que S_ϕ en el cristal irradiado sea menor que en el no irradiado a $T < T_{max}(H)$ (tal como se muestra en las Figura 4.13 y Figura 4.14), se debe a que los columnares ayudan a correlacionar más a los vórtices a lo largo del eje c , siendo este un líquido de líneas más ordenado que en el caso de no tener columnares. En

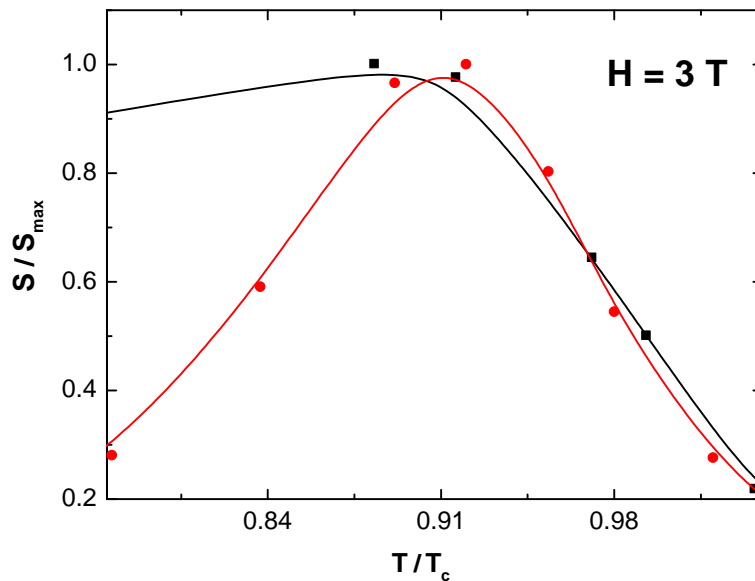


Figura 4.14: Dependencia en temperatura de S_ϕ a $H = 3 \text{ T}$ en el cristal con (círculos) y sin (cuadrados) defectos columnares normalizadas por sus valores respectivos en T_{max} .

$T_{max}(H)$, los vórtices se hacen bidimensionales, y la presencia o no de columnares no afecta a S_ϕ , y en consecuencia la dependencia en temperatura de S_ϕ es la misma para la muestra irradiada y no irradiada.

4.4. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado evidencias experimentales que indican que el máximo del efecto Nernst (o de S_ϕ) al cambiar temperatura en BSCCO-OPT, no tiene el mismo significado físico que el obtenido en superconductores tipo II de baja temperatura crítica.

El máximo del efecto Nernst en BSCCO-OPT marca un *crossover* dimensional en el líquido de vórtices a una temperatura $T_{max}(H)$. A $T < T_{max}(H)$, el líquido de vórtices está compuesto por líneas con una longitud de correlación efectiva a lo largo del eje c , l_c , la cual aumenta al disminuir temperatura. A partir de $T \geq T_{max}(H)$, el líquido de vórtices está formado por panqueques bidimensionales con $l_c < s$.

Es decir, si disminuimos temperatura a partir del estado normal con algún campo magnético aplicado, el primer indicio de superconductividad que se tiene es de características bidimensionales, la cual reside principalmente en los planos de CuO_2 . En $T_{max}(H)$, la superconductividad empieza a adquirir algún grado de tridimensionalidad y finalmente en $T_{irrev.}(H)$, esta tiene lugar en todo el volumen del cristal de BSCCO-OPT.

De esta imagen de *crossover* dimensional podría deducirse que por debajo de $T_{max}(H)$ existen fluctuaciones térmicas en la forma de *loops*, las cuales por encima de $T_{max}(H)$, se desintegran en fluctuaciones térmicas del tipo panqueque-antipanqueque.

Es posible que $T_{max}(H)$ sea la temperatura a la cual también estos pares de panqueque-antipanqueque se desligan (en una especie de transición Kosterlitz-Thouless), o la temperatura por encima de la cual hay una explosión de *loops* [6], aunque esta afirmación necesita de mayor evidencia experimental para confirmarse.

Apéndice. Diferencia de entropía entre BSCCO irradiado y no irradiado

En este apéndice presentamos un efecto que ha sido observado sistemáticamente al comparar las señales Nernst de cristales con y sin defectos columnares en BSCCO-OPT.

En la Figura 4.3 se observa que a un H fijo, la señal Nernst es mayor en la muestra no irradiada que en la irradiada, incrementándose el cociente entre estas dos señales al disminuir H . Esto se ve más claramente en la Figura 4.15, donde se muestra la magnitud del máximo del efecto Nernst, e_N^{max} , obtenido a alguna temperatura T_{max} para un H fijo, como función de los diferentes valores de campo magnético aplicado.

Si hacemos el cociente entre las dos curvas de la Figura 4.15, se obtiene una dependencia hiperbólica como función del campo magnético, tal como se muestra en la Figura 4.16.

Curiosamente, esta dependencia se mantiene al extraer la entropía S_ϕ , (donde $S_\phi = e_N \phi_0 / \rho$), tal como se muestra en la Figura 4.17.

En la misma figura puede verse el buen ajuste hiperbólico obtenido:

$$\frac{S_{\phi \text{ no irradiad.}}^{max}}{S_{\phi \text{ irradiad.}}^{max}} = \left(\frac{P_1}{H} \right) + P_2 \quad (4.2)$$

con $P_1 = 3.07 \pm 0.09$ y $P_2 = 1.04 \pm 0.06$.

Es decir, el cristal ha perdido entropía después de haber sido irradiado con iones, ya que incluso en el límite de campos altos, $S_{\phi \text{ no irradiad.}}^{max}$ sigue siendo un poco mayor que $S_{\phi \text{ irradiad.}}^{max}$.

En el capítulo 2, dijimos que el carozo o *core* del vórtice contenía un exceso de entropía S_ϕ , la cual era transportada por éste al aplicar un gradiente de temperaturas en el cristal.

Este exceso de entropía está relacionado a las excitaciones electrónicas que tienen lugar en el interior del *core* del vórtice, siendo un debate de actualidad el hecho de si este *core* tiene la misma naturaleza que el estado normal [10–12].

Por otro lado, es sabido que en el interior de los defectos columnares producidos por irradiación, el material queda amorfizado [13–16] y en consecuencia sus propiedades son diferentes a la de su vecindad normal.

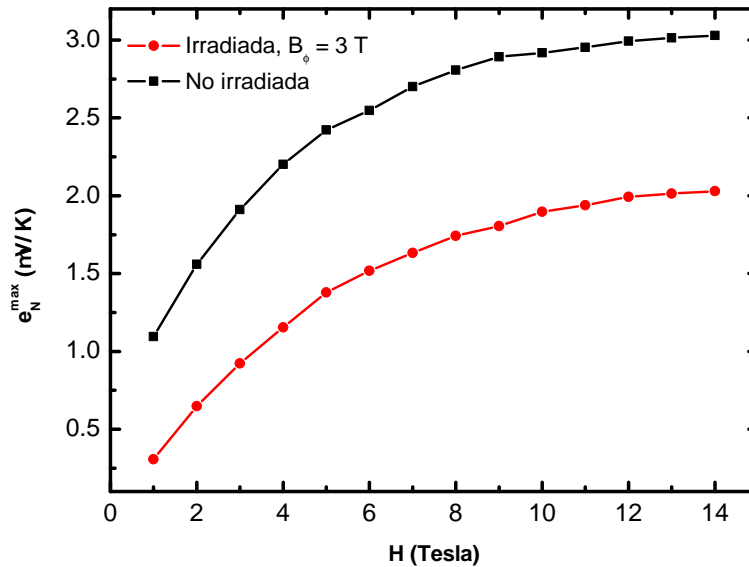


Figura 4.15: e_N^{max} , obtenido a alguna temperatura T_{max} para un H fijo, como función de los diferentes valores de campo magnético aplicado tanto en el cristal irradiado (círculos rojos) así como en el no irradiado (cuadrados negros).

Veamos que porcentaje del cristal está dañado debido a la presencia de estos defectos columnares. Puesto que la dosis es de $B_\phi = 3$ Tesla, la distancia promedio entre columnares será típicamente de 260 \AA . Ya mencionamos anteriormente que el radio del columnar va de 30 a 50 \AA , en consecuencia, el daño por irradiación (o el porcentaje de ocupación de los columnares en el cristal) va del 4 al 12% .

Al moverse bajo la influencia del gradiente térmico, el vórtice arrastra su carozo, el cual contiene excitaciones electrónicas. Estas excitaciones (y el exceso de entropía, S_ϕ) no necesariamente van a ser las mismas cuando este carozo pase por las zonas irradiadas. Es de esperar que una región amorfizada, las excitaciones electrónicas sean menores, y también

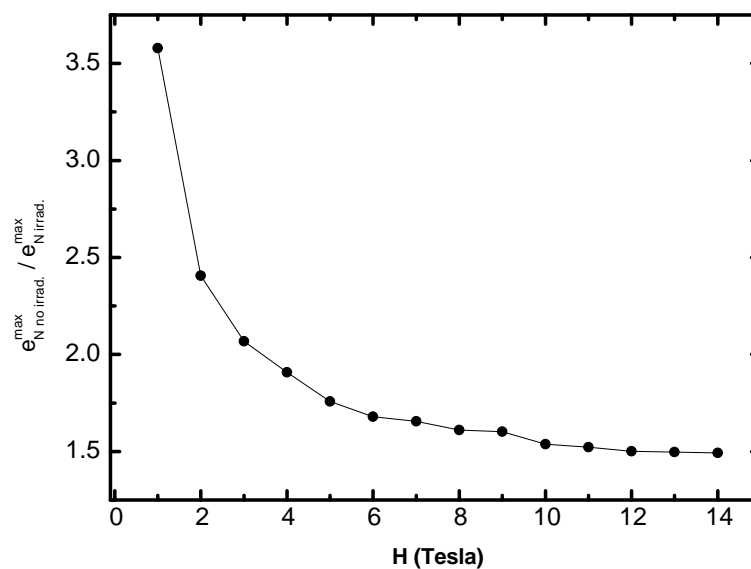


Figura 4.16: Cociente entre las dos curvas de la Figura 4.16, $e_{N \text{ no irrad.}}^{\max} / e_{N \text{ irrad.}}^{\max}$.

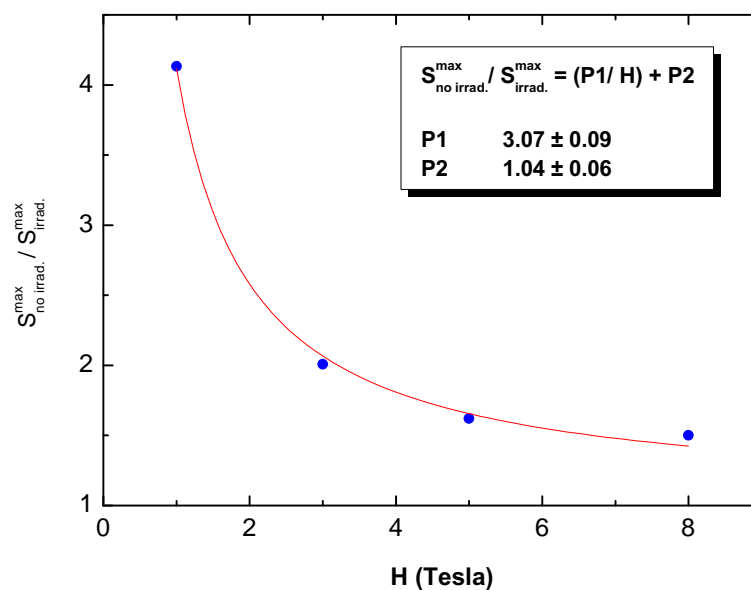


Figura 4.17: $S_{\phi \text{ no irrad.}}^{\max} / S_{\phi \text{ irrad.}}^{\max}$ como función del campo magnético. La curva roja corresponde a un ajuste de los puntos experimentales con la expresión 4.2

S_ϕ .

Por tanto, es posible que S_ϕ sea mayor en la muestra no irradiada que en la irradiada, ya que siempre puede haber algún vórtice que pase por el columnar y “cuente” menos entropía que en un cristal sin este tipo de defectos.

De esta discusión, puede intuirse la importancia de la relación entre densidad de defectos columnares, n_i , y densidad de vórtices, n , ($n_i/n = B_\phi/B$, con $B \sim H$), para el cociente $S_{\phi \text{ no irradiad.}}^{max}/S_{\phi \text{ irradiad.}}^{max}$.

A $H < B_\phi$, el número de vórtices es menor que el número de defectos y la mayoría de los vórtices que hay, pasan por los columnares. En consecuencia, S_ϕ^{max} en el cristal irradiado es notablemente menor que en el cristal no irradiado.

Si seguimos aumentando H por encima de B_ϕ (con $B_\phi \sim P_1 \sim 3$), hay más vórtices que defectos, y por ende, la mayoría de los vórtices que hay tienen poca probabilidad de pasar por los columnares. Por tanto, al aumentar H , S_ϕ^{max} del cristal irradiado comienza a parecerse más a S_ϕ^{max} del cristal no irradiado, o sea, $S_{\phi \text{ no irradiad.}}^{max}/S_{\phi \text{ irradiad.}}^{max} \sim P_2 \sim 1$ a $H \gg B_\phi$.

Bibliografía

- [1] J. R. Thompson, Y. R. Sun, H. R. Kerchner, D. K. Christen, B. C. Sales, B. C. Chakoumakos, A. D. Marwick, L. Civale, y J. O. Thomson, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 2306 (1992).
- [2] A. E. Koshelev, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3901 (1996).
- [3] L. Bulaevskii, A. E. Koshelev, V. M. Vinokur, y M. P. Maley, *Phys. Rev. B* **61**, R3819 (2000).
- [4] Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai, K. Kadowaki, y T. Mochiku, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4512 (1995).
- [5] Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai, M. Kosugi, y K. Hirata, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1972 (1997).
- [6] A. K. Nguyen y A. Sudbo, *Phys. Rev. B* **60**, 15307 (1999).
- [7] R. Busch, G. Ries, H. Werthner, G. Kreiselmeyer, y G. Saemann-Ischenko, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 522 (1992).
- [8] X. G. Qiu, V. V. Moshchalkov, y J. Karpinski, *Phys. Rev. B* **62**, 4119 (2000).
- [9] S. Mukerjee y D. A. Huse, *Phys. Rev. B* **70**, 014506 (2004).
- [10] S. H. Pan, E. W. Hudson, A. K. Gupta, K.-W. Ng, H. Eisaki, S. Uchida, y J. C. Davis, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1536 (2000).
- [11] M. Franz y Z. Tesanovic, *Phys. Rev. B* **63**, 064516 (2001).
- [12] C. Capan, K. Behnia, J. Hinderer, A. G. M. Jansen, W. Lang, C. Marcenat, C. Marin, y J. Flouquet, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 056601 (2002).
- [13] B. Roas, B. Hensel, S. Henke, S. Klaumunzer, B. Kabius, W. Watanabe, G. Saemann-Ischenko, L. Schultz, y K. Urban, *Europhys. Lett.* **11**, 669 (1990).
- [14] B. Hensel, B. Roas, S. Henke, R. Hopfengartner, M. Lippert, J. P. Strobel, M. Vildic, G. Saemann-Ishenko, y S. Klaumunzer, *Phys. Rev. B* **42**, 4135 (1990).
- [15] W. Gerhauser, G. Ries, H. W. Neumuller, W. Schmidt, O. Eibl, G. Saemann-Ischenko, y S. Klaumunzer, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 879 (1992).
- [16] L. Krusin-Elbaum, J. R. Thompson, R. Wheeler, A. D. Marwick, C. Li, S. Patel, D. T. Shaw, P. Lisowski, y J. Ullmann, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 3331 (1994).

Capítulo 5

Efecto Nernst en YBCO con maclas y defectos columnares

En este capítulo estudiamos al YBCO-OPT a través de mediciones de efecto Nernst y transporte eléctrico y de que manera la presencia de maclas o defectos columnares afecta a estas señales.

Los resultados indican que el máximo del efecto Nernst obtenido al cambiar temperatura, $T_{max}(H)$, está determinado por el *pinning*, y por ende, por la resistividad o la movilidad. Además, $T_{max}(H)$ es la temperatura por debajo de la cual el vórtice se hace del largo del espesor de la muestra, es decir, coincide con $T_{thermal}(H)$. En consecuencia, el espesor del cristal controla la posición del máximo del efecto Nernst en YBCO-OPT.

Otro resultado relevante es la aparición de una nueva línea en el diagrama de fases $H - T$ que impone un límite superior para $T_{irrev.}(H)$ y $T_{thermal}(H)$. A temperaturas por encima de esta línea, cualquier centro de anclaje deja de ser efectivo a causa del *onset* de fluctuaciones.

5.1. Mediciones de efecto Nernst

Se realizaron mediciones de efecto Nernst en monocristales de YBCO-OPT con maclas y con defectos columnares sumados a estas maclas. La temperatura crítica de estos monocristales es de 93.6K y 91.7K con un error de 0.4K, y la irradiación con iones de una dosis cercana a $B_\phi = 3$ Tesla aproximadamente paralela al eje c , no cambia la T_c . Al igual que en BSCCO-OPT, la efectividad de estos defectos columnares como centros de anclaje para vórtices se ha comprobado extrayendo la corriente crítica, J_c , de *loops* de histéresis en la magnetización, obteniendo un buen acuerdo con las referencias [1, 2].

En la Figura 5.1 se muestra la señal Nernst, e_N , como función de la temperatura a un campo magnético fijo de $H = 6$ Tesla en un cristal de YBCO-OPT con maclas.

Al igual que en BSCCO-OPT, se observa que la señal Nernst es cero por debajo de alguna temperatura, ya que los vórtices que forman el sólido no se mueven. Al aumentar temperatura, el sólido se funde y la señal empieza a crecer debido al movimiento de vórtices, alcanzando un máximo a alguna temperatura T_{max} , para luego decrecer y tender a anularse a alguna temperatura mayor que T_c , en la cual se recupera el estado normal.

En la Figura 5.2 se muestra la dependencia en temperatura de e_N a $H = 5, 6$ y 8 Tesla en cristales de YBCO con maclas y con defectos columnares sumados a estas maclas. Como ocurre en mediciones de resistividad, hay un corrimiento de la temperatura en la cual el voltaje Nernst se anula hacia T más altas al irradiar. A diferencia del BSCCO-OPT, el máximo del efecto Nernst en YBCO-OPT también se corre hacia temperaturas más altas

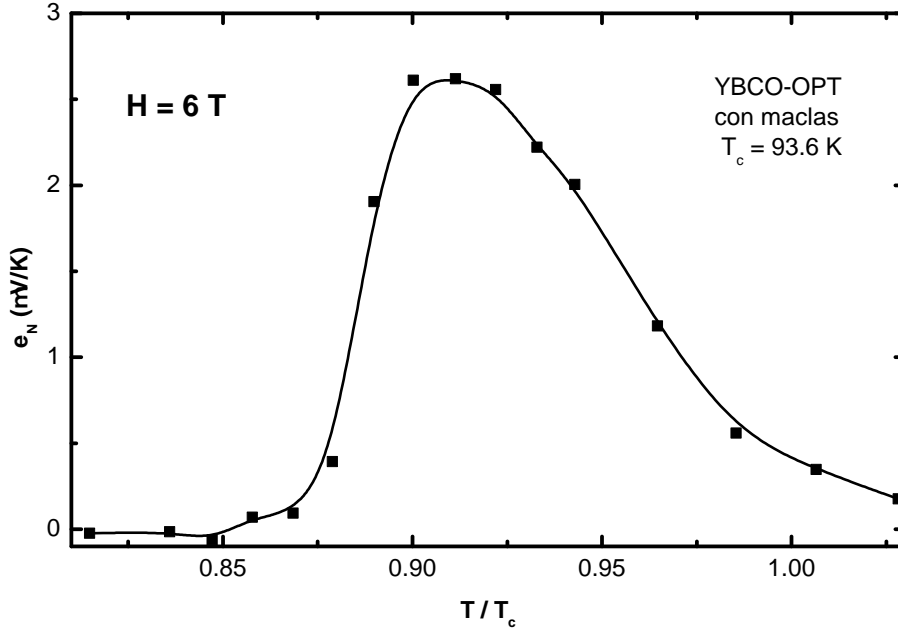


Figura 5.1: Señal Nernst, e_N , en función de la temperatura reducida T/T_c a $H = 6$ Tesla en YBCO-OPT con maclas.

al irradiar. En consecuencia, $T_{max}(H)$, al igual que la temperatura de irreversibilidad, $T_{irrev.}(H)$, es sensible a la presencia de defectos, y por ende, a la resistividad o a la movilidad.

Como se observa en la Figura 5.2, al subir temperatura justo por encima de $T_{max}(H)$ en la muestra irradiada, la señal Nernst coincide dentro del error experimental con la de la muestra no irradiada, indicando que a esa temperatura el columnar pierde su efectividad como centro de anclaje.

Curiosamente, se observa que el punto de inflexión de la señal Nernst en el YBCO con maclas, coincide aproximadamente con la temperatura en la cual el YBCO irradiado alcanza el máximo en la señal Nernst, $T_{max}(H)$. Esta coincidencia ocurre en todo el rango de campos utilizados, tal como se muestra en el diagrama $H - T$ de la Figura 5.3.

5.2. Mediciones de transporte eléctrico

En esta sección estudiamos los monocristales de YBCO-OPT con y sin defectos columnares utilizando mediciones de transporte eléctrico descritas en el capítulo 1 y 3.

En la Figura 5.4 se muestra la dependencia en temperatura de la resistencia eléctrica en el plano ab , R , a 6 y 8 Tesla en el cristal de YBCO con maclas. Al disminuir temperatura por debajo de T_c , R decrece paulatinamente hasta que en $T_{thermal}(H)$, la longitud de correlación del vórtice, l_c , se hace igual al espesor de la muestra, d , y R decrece bruscamente hasta anularse en $T_{irrev.}(H)$ [3]. Esta fuerte caída de la disipación por debajo de $T_{thermal}(H)$, se debe a que al convertirse en una entidad coherente a lo largo del eje c , el vórtice es más susceptible de anclarse en los defectos correlacionados.

Se observa que $T_{thermal}(H)$ coincide aproximadamente con la temperatura en la cual la señal Nernst alcanza un máximo, $T_{max}(H)$. Al irradiar la muestra, $T_{irrev.}(H)$, se corre hacia temperaturas más altas, comprimiendo la curva de resistencia eléctrica a una ventana más chica de temperaturas (ver Figura 5.5). A pesar de que en este cristal $T_{thermal}(H)$ no está tan bien definida como en la muestra no irradiada, aún es posible obtener $T_{thermal}(H)$ siguiendo el criterio utilizado en la referencia [4]. En este cristal, $T_{thermal}(H)$ coincide con

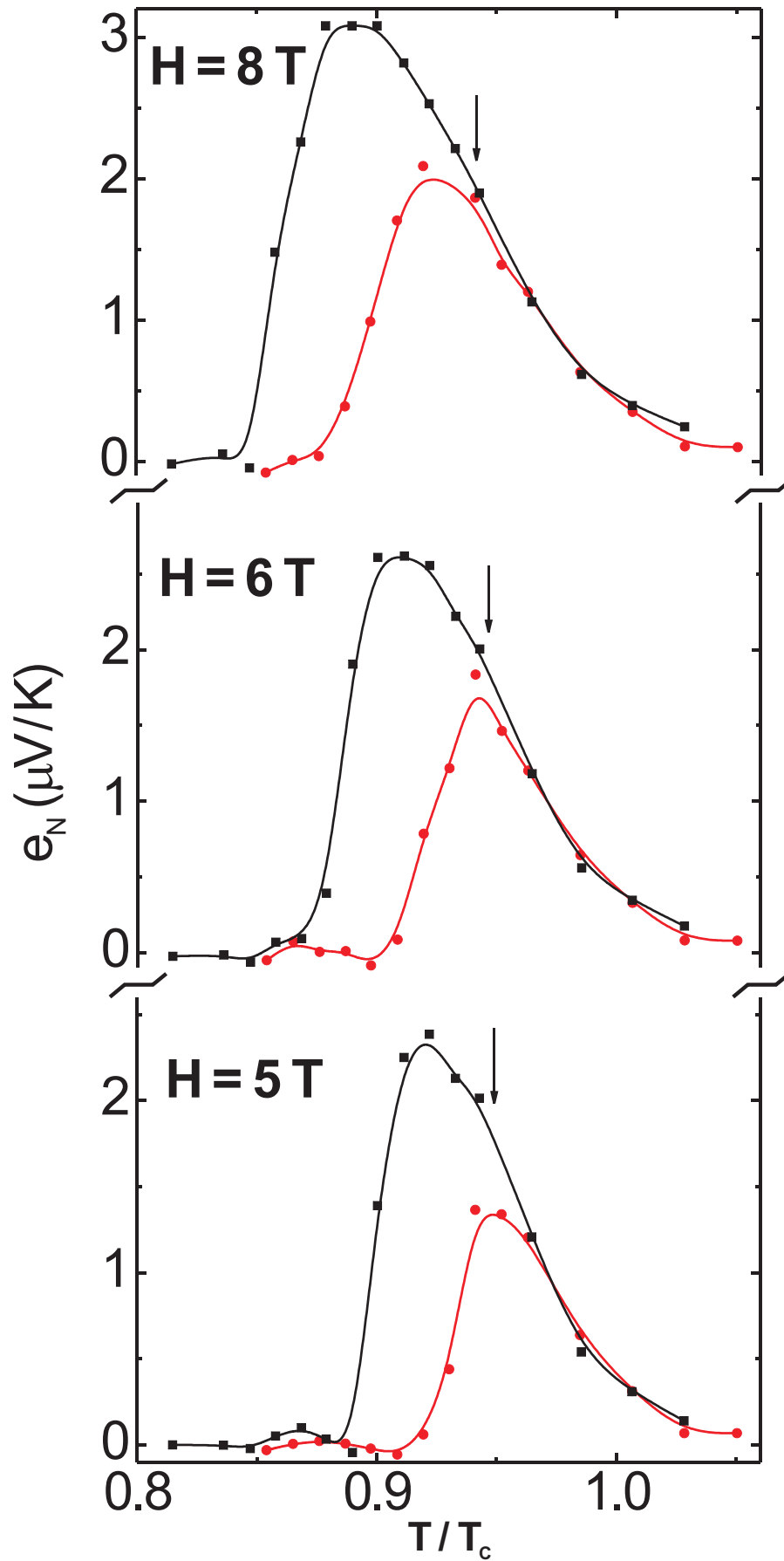


Figura 5.2: Señal Nernst, e_N , en función de la temperatura reducida T/T_c en YBCO-OPT a $H = 5, 6$ y 8 Tesla. Las curvas en círculos y cuadrados corresponden a la muestra irradiada ($B_\phi = 3$ Tesla) y no irradiada respectivamente. Con flechas se marca la temperatura a la cual la señal Nernst del YBCO-OPT con maclas se inflexiona.

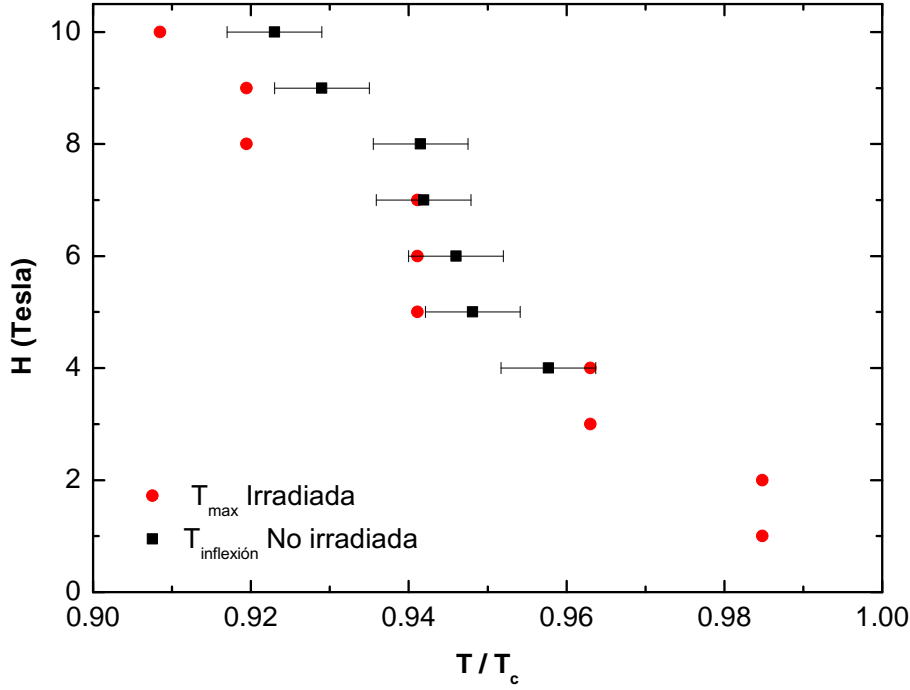


Figura 5.3: Diagrama de fases $H - T$ del YBCO-OPT. En círculos se muestra $T_{max}(H)$ en la muestra irradiada y en cuadrados el punto de inflexión del Nernst en la muestra no irradiada.

$T_{max}(H)$.

En la parte superior de la Figura 5.6, se muestra en un diagrama $H - T$ las temperaturas $T_{max}(H)$ y $T_{thermal}(H)$ en el YBCO-OPT con defectos columnares. Se observa la coincidencia de ambas líneas dentro del error experimental. Algo similar ocurre para el cristal no irradiado, tal como se observa en la parte inferior de la Figura 5.6.

Estas evidencias experimentales confirman el hecho de que el máximo del efecto Nernst, $T_{max}(H)$, está controlado por la movilidad y en consecuencia, por el *pinning*. El máximo del efecto Nernst en YBCO-OPT, es la temperatura por debajo de la cual el vórtice tiene una longitud de correlación, l_c , igual al espesor de la muestra, d . Es decir, $T_{max}(H)$ es sensible al espesor de la muestra, disminuyendo al aumentar d .

Tanto en la muestra irradiada así como en la no irradiada (ver Figura 5.4 y Figura 5.5), se observa que la línea de irreversibilidad, $T_{irrev}(H)$, esta corrida hacia temperaturas ligeramente más altas en el caso del efecto Nernst respecto de aquella obtenida a partir de las mediciones de resistencia eléctrica. El origen de esta discrepancia será resuelta en la sección siguiente al extraer el exceso de entropía, S_ϕ , y de energía, U_ϕ .

5.3. Extracción de S_ϕ y U_ϕ

Como vimos en el capítulo 2, es posible extraer el exceso de entropía, S_ϕ , habiendo medido el efecto Nernst y la resistividad en un superconductor tipo II, ya que $S_\phi = e_N \phi_0 / \rho$.

En la Figura 5.7 se muestra la dependencia en temperatura de S_ϕ a 6 y 8 Tesla para el monocristal de YBCO-OPT con maclas. A diferencia del BSCCO-OPT, al extraer S_ϕ no aparece un máximo como ocurre en el caso del efecto Nernst en $T_{max}(H)$, siendo S_ϕ una función que decrece al aumentar temperatura, tendiendo a anularse a alguna temperatura por encima de T_c .

El mismo efecto ocurre en la muestra de YBCO con defectos columnares, tal como se

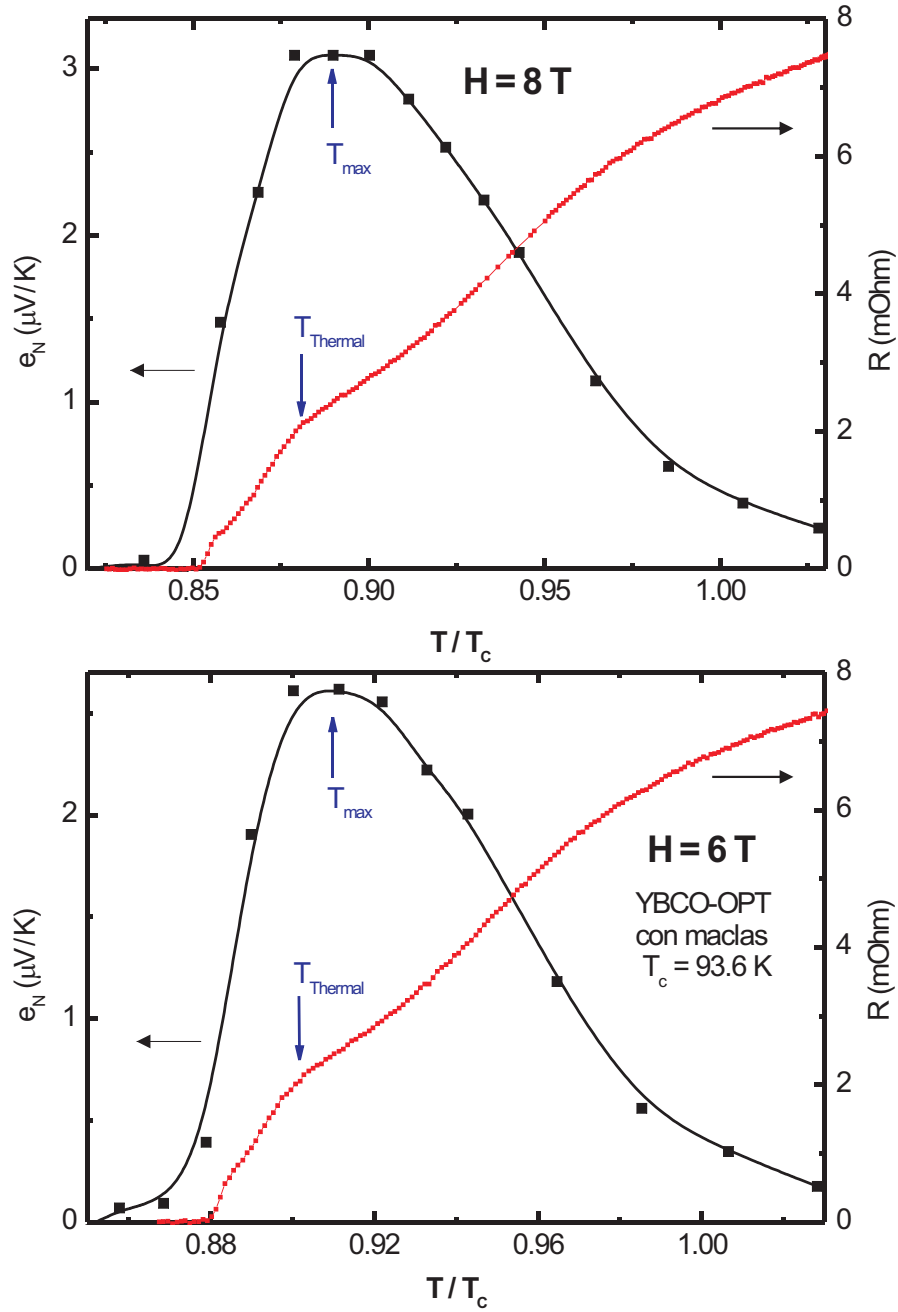


Figura 5.4: Resistencia eléctrica en el plano ab y señal Nernst en función de la temperatura reducida T/T_c , a 6 y 8 Tesla en YBCO-OPT con maclas. La corriente utilizada en el experimento es de 0.5 mA. Las flechas marcan las temperaturas $T_{\text{thermal}}(H)$ y $T_{\text{max}}(H)$.

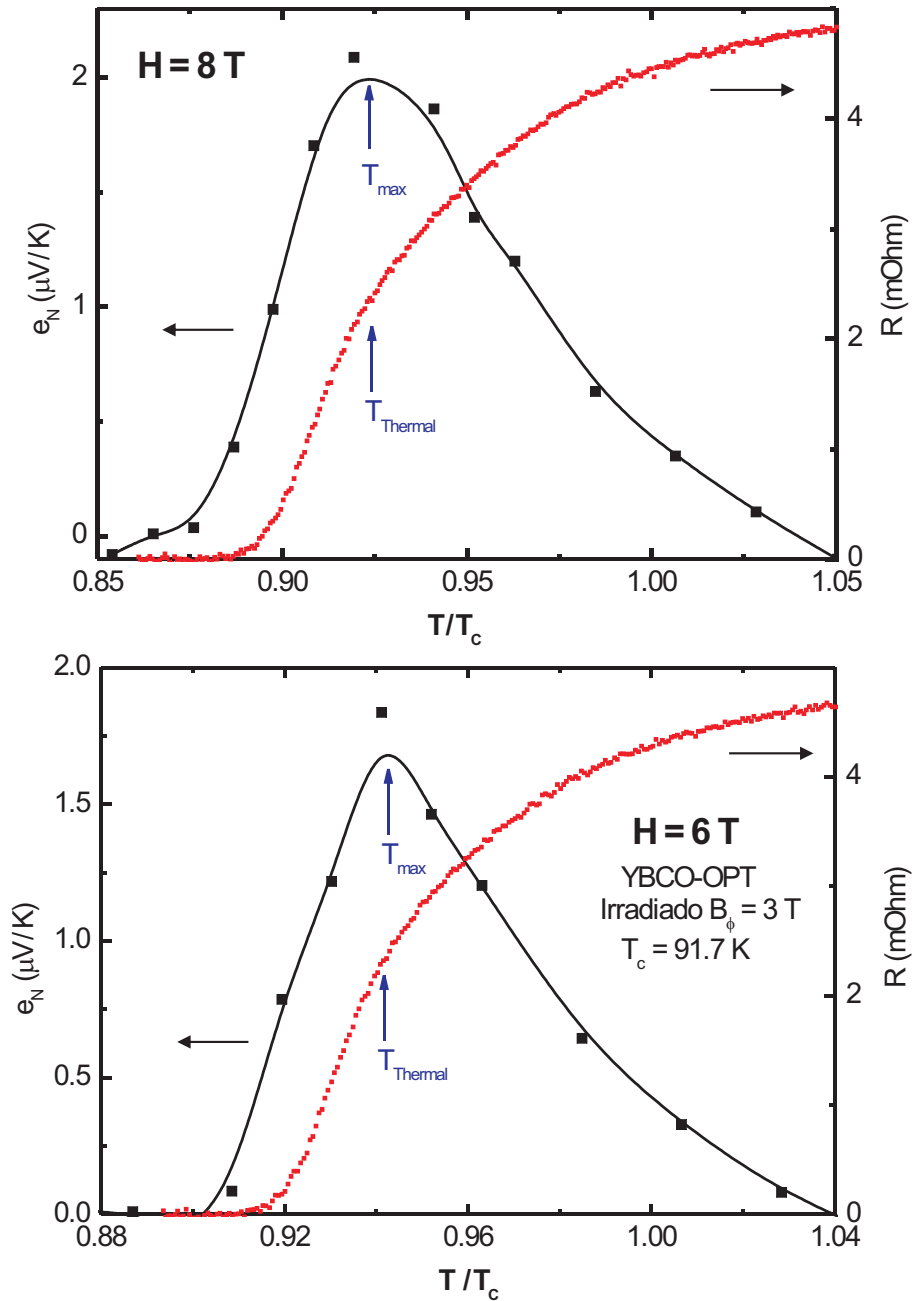


Figura 5.5: Resistencia eléctrica en el plano ab y señal Nernst en función de la temperatura reducida T/T_c , a 6 y 8 Tesla en YBCO-OPT con defectos columnares. La corriente utilizada en el experimento es de 0.5 mA. Las flechas marcan las temperaturas $T_{\text{thermal}}(H)$ y $T_{\text{max}}(H)$.

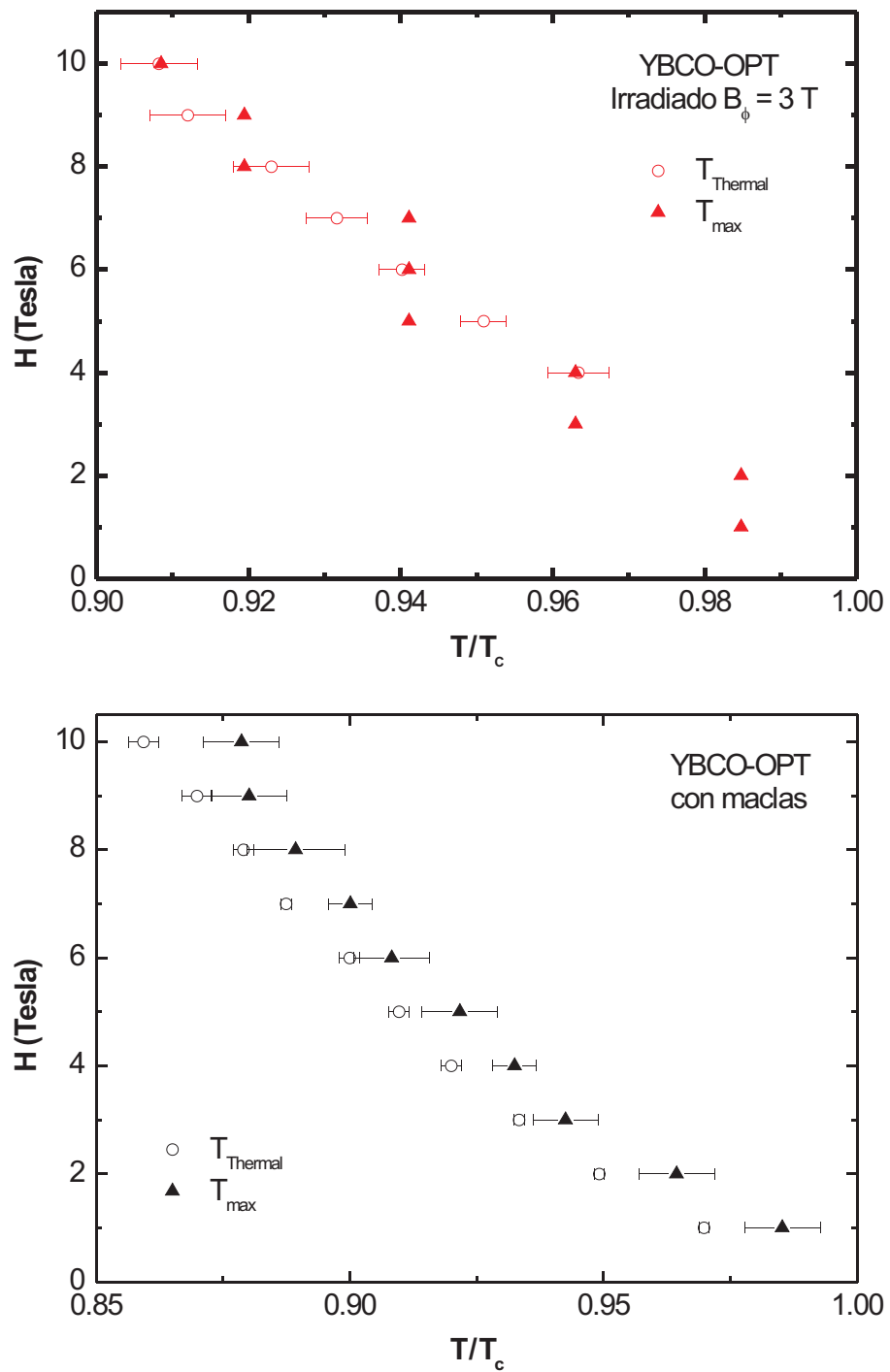


Figura 5.6: Diagrama de fases $H - T$ del YBCO-OPT con y sin defectos columnares. Para cada cristal, se muestra la temperatura $T_{thermal}(H)$, y la temperatura a la cual se alcanza el máximo de la señal Nernst, $T_{max}(H)$.

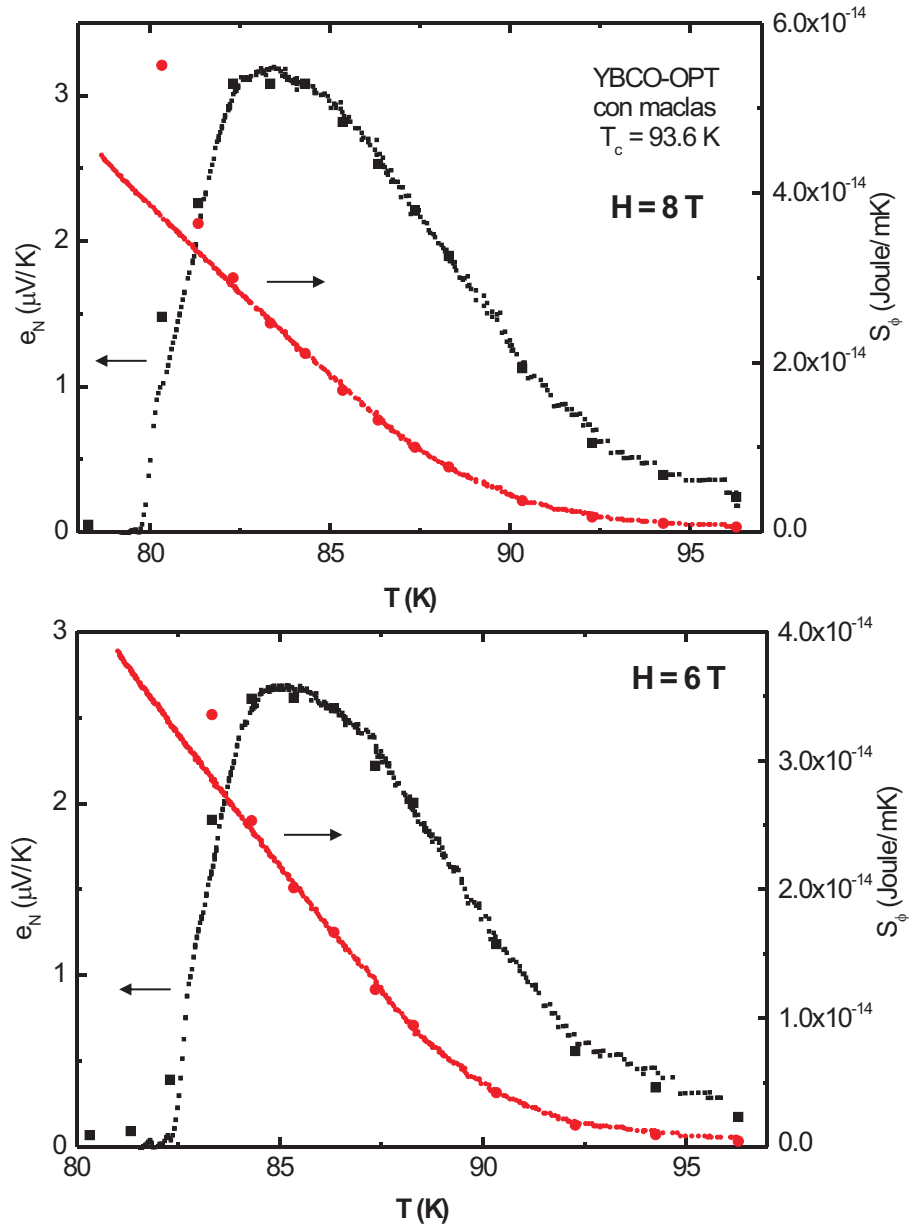


Figura 5.7: S_ϕ (círculos rojos) y señal Nernst (cuadrados negros) en función de la temperatura a 6 y 8 Tesla en YBCO-OPT con maclas. Con trazos más continuos se muestra la S_ϕ y el e_N corregidos por la extrapolación de la U_ϕ de tipo campo medio a temperaturas menores que $T_{\text{thermal}}(H)$ (ver texto).

muestra en la Figura 5.8.

En consecuencia, el máximo del efecto Nernst en YBCO-OPT está vinculado a la pronunciada caída de la resistividad por debajo de $T_{thermal}(H)$, y no tiene un origen diferente al máximo que se espera en e_N o S_ϕ en superconductores tipo II de baja temperatura crítica, tal como se describió en el capítulo 2.

En la parte superior de la Figura 5.9 y Figura 5.10, se muestra la dependencia en temperatura de U_ϕ (siendo $U_\phi = TS_\phi$) a 8 Tesla en YBCO-OPT irradiado y no irradiado respectivamente (círculos rojos).

Se observa que U_ϕ decrece al aumentar temperatura, tendiendo a anularse a temperaturas mayores que T_c . En el capítulo 2, vimos que en superconductores tipo II de baja T_c en los cuales campo medio funciona, U_ϕ se anula linealmente con temperatura en T_{c2} a un H fijo. En el caso del YBCO-OPT, se observan dos rangos de temperatura en los cuales U_ϕ se aparta del comportamiento lineal tipo campo medio. La primera desviación de esta recta ocurre a temperaturas cercanas a T_c , en las cuales U_ϕ describe una larga cola que se anula por arriba de T_c . Esta desviación de U_ϕ de la recta tipo campo medio, indica que las fluctuaciones térmicas comienzan a ser apreciables dentro de la sensibilidad de nuestros experimentos de transporte. Este régimen sera tratado más detalladamente en la siguiente sección. El otro rango en el cual U_ϕ se desvía de la recta tipo campo medio, corresponde a temperaturas menores que $T_{thermal}(H)$. Por debajo de esta temperatura, U_ϕ crece rápidamente al disminuir T , tal como se muestra en la Figura 5.9 y Figura 5.10.

Si se extrapola la recta tipo campo medio de U_ϕ a $T < T_{thermal}(H)$ para el cristal no irradiado, (parte superior de la Figura 5.9), es posible recalculer S_ϕ y e_N utilizando esta extrapolación de U_ϕ y la resistividad medida en ese cristal, tal como se muestra en la Figura 5.7 y en la parte inferior de la Figura 5.9. De la misma manera, si se utiliza la U_ϕ del cristal no irradiado (el cual posee un rango de linealidad más amplio que el cristal irradiado, parte superior de la Figura 5.10), y la resistividad correspondiente al cristal irradiado, se puede recalculer S_ϕ y e_N para este último, tal como se muestra en la Figura 5.8 y en la parte inferior de la Figura 5.10.

En la parte inferior de la Figura 5.9 y Figura 5.10, se observa que el efecto Nernst obtenido de esta manera permite desplazar $T_{irrev.}(H)$ hacia temperaturas más altas respecto de los puntos experimentales, coincidiendo con la $T_{irrev.}(H)$ obtenida a partir de mediciones de resistividad. Esto es un posible indicador de que en el experimento Nernst hemos utilizado una corriente equivalente mayor que la corriente eléctrica aplicada al medir la resistividad ($J_{eq} > J$), lo cual es una información a tener en cuenta ya que es sabido que en la región comprendida entre $T_{irrev.}(H)$ y $T_{thermal}(H)$ el comportamiento de los coeficientes de transporte puede ser no lineal [5, 6].

En el experimento de transporte eléctrico, se aplica una corriente eléctrica fija, J , y por tanto, esta se controla. En el caso del efecto Nernst, el gradiente de temperaturas impuesto es la variable física de control. Este gradiente sería el equivalente a aplicar un campo eléctrico constante en el experimento de transporte eléctrico. Por ende, la corriente eléctrica equivalente ($J_{eq} = U_\phi(\nabla_x T)/T\phi_0$) o la movilidad de los vórtices, es la respuesta física en el experimento Nernst. Por debajo de $T_{thermal}(H)$, la movilidad aumenta bruscamente, y en consecuencia, la corriente equivalente J_{eq} , debe aumentar notablemente en el experimento Nernst a $T < T_{thermal}(H)$ comparada con la corriente eléctrica J , del experimento de transporte eléctrico. Si J_{eq} excede a J (la cual está en el límite de linealidad, $J \sim 2$ a $4 A/cm^2$), es posible que el primero de los experimentos se encuentre en el régimen no lineal en esta ventana de temperaturas. Esta es una explicación plausible del apartamiento de U_ϕ de la recta tipo campo medio a $T < T_{thermal}(H)$ tanto en la muestra irradiada como en la no irradiada.

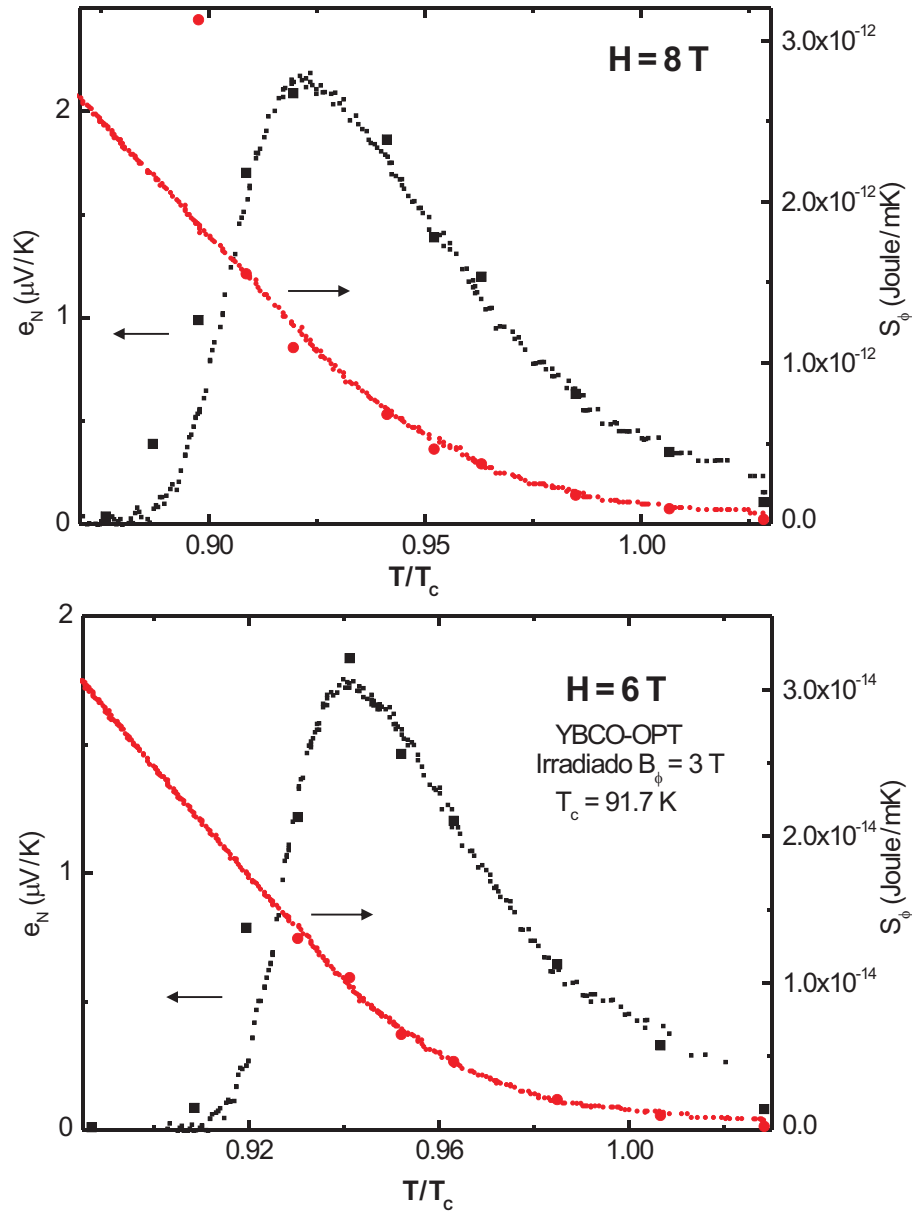


Figura 5.8: S_ϕ (círculos rojos) y señal Nernst (cuadrados negros) en función de la temperatura reducida T/T_c a 6 y 8 Tesla en YBCO-OPT con defectos columnares. Con trazos más continuos se muestra la S_ϕ y el e_N corregidos utilizando la U_ϕ del YBCO-OPT con maclas (ver texto).

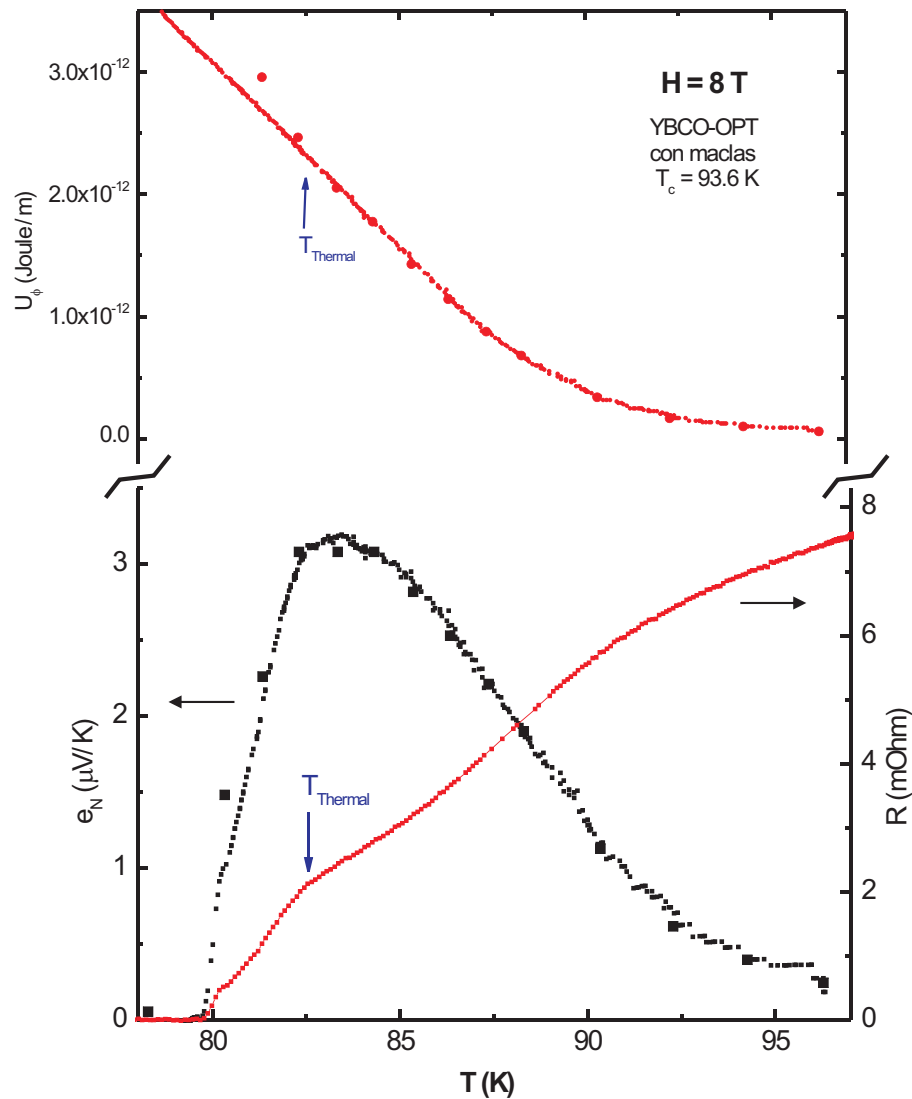


Figura 5.9: Parte superior: U_ϕ como función de la temperatura a $H = 8$ Tesla (círculos rojos) en YBCO-OPT con maclas. Con trazos más continuos se muestra la extrapolación de la recta de tipo campo medio a temperaturas menores que $T_{thermal}(H)$ (con una flecha, se indica la posición de esta temperatura). Parte inferior: Señal Nernst (cuadrados negros) y resistencia eléctrica en el plano ab (cuadrados rojos) como función de la temperatura a $H = 8$ Tesla. Con trazos más continuos se muestra la e_N corregida por la extrapolación de la U_ϕ de tipo campo medio a temperaturas menores que $T_{thermal}(H)$.

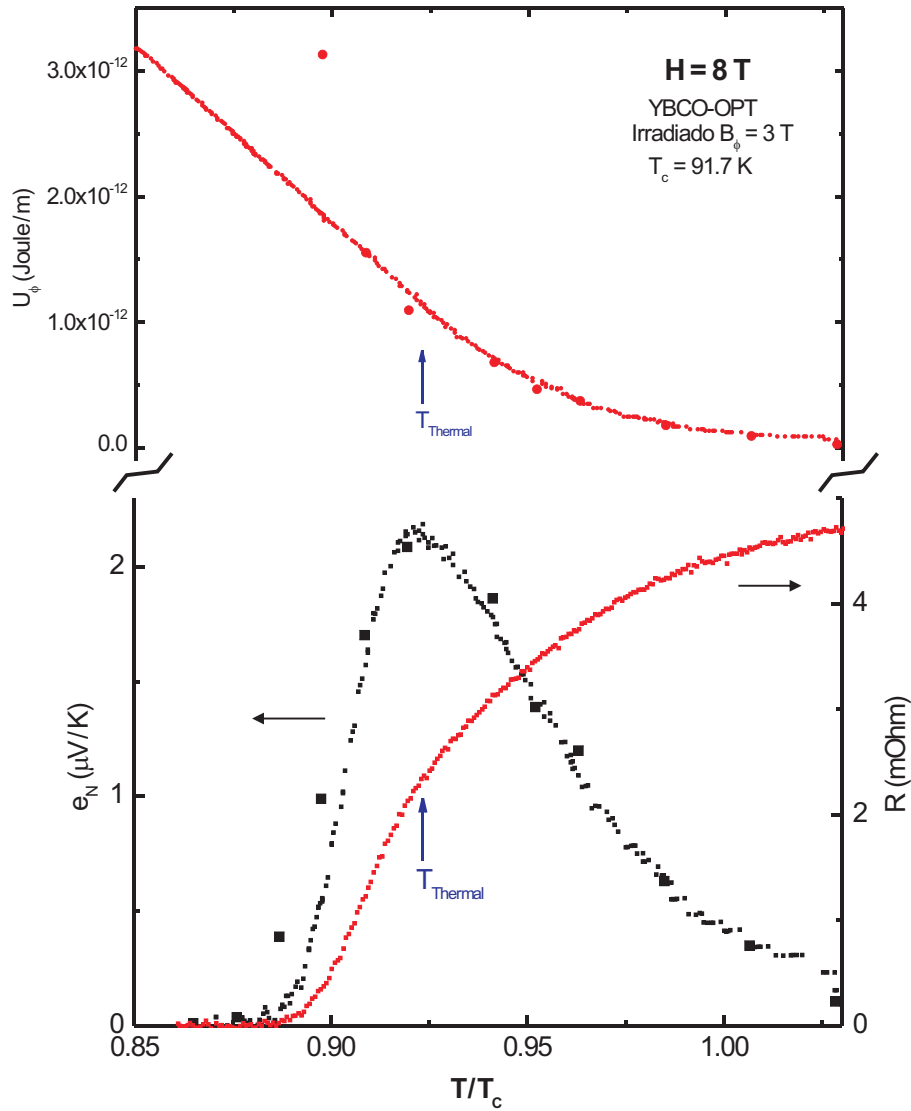


Figura 5.10: Parte superior: U_{ϕ} como función de la temperatura reducida T/T_c a $H = 8$ Tesla (círculos rojos) en YBCO-OPT irradiado. Con trazos más continuos se muestra la U_{ϕ} del YBCO-OPT no irradiado. Con una flecha se indica la posición de $T_{thermal}$. Parte inferior: Señal Nernst (cuadrados negros) y resistencia eléctrica en el plano ab (cuadrados rojos) como función de la temperatura a $H = 8$ Tesla. Con trazos más continuos se muestra la e_N corregida utilizando la U_{ϕ} del YBCO-OPT no irradiado.

5.4. Obtención de H_{c2} a partir de U_ϕ

En la Figura 5.11 se muestra la dependencia en temperatura de U_ϕ a 6 y 8 Tesla en el cristal de YBCO con maclas. Utilizando una extrapolación de la recta tipo campo medio a temperaturas altas, es razonable definir una T_{c2} de campo medio para cada campo magnético como la temperatura donde U_ϕ se anula. El mismo procedimiento puede realizarse en el cristal irradiado, obteniéndose resultados similares, aunque en este caso, la cercanía de $T_{thermal}(H)$ al *onset* de fluctuaciones deja una ventana muy pequeña de comportamiento tipo campo medio, tal como vimos en la Figura 5.10.

En el diagrama de fases $H - T$ de la Figura 5.12 se muestra el campo crítico $H_{c2}(T)$ obtenido a partir de este criterio. Se obtiene un comportamiento lineal en temperatura con $dH_{c2}/dT = 2.9 \pm 0.2 \text{ T/K}$, en concordancia con la expresión de campo medio $H_{c2} = \phi_0/2\pi\xi^2 = H_{c2}(0)[1 - (T/T_c)]$ [7] tanto en la muestra irradiada como en la no irradiada.

El hecho de que el H_{c2} obtenido en el cristal irradiado sea el mismo que en el no irradiado, es un claro indicador de que en YBCO-OPT, la presencia de defectos columnares afecta a las propiedades de anclaje de vórtices pero no a las propiedades superconductoras intrínsecas del material.

En la Figura 5.11 se observa que el punto de inflexión del efecto Nernst por arriba del máximo en la muestra no irradiada, coincide dentro del error experimental con la desviación de la curva de U_ϕ de la recta tipo campo medio. En la sección 5.1, vimos que a temperaturas mayores que el punto de inflexión del efecto Nernst en YBCO con maclas, la señal Nernst de la muestra irradiada y no irradiada coincidían. Este hecho experimental era un claro indicador de que los defectos correlacionados perdían su efectividad por encima de dicha temperatura. Por tanto, de lo observado en la Figura 5.11, se intuye que hay una fuerte correlación entre el *onset* de fluctuaciones térmicas y la pérdida de efectividad de los defectos correlacionados.

En la Figura 5.13 se observa que al bajar temperatura por debajo de T_c , la resistencia eléctrica del YBCO con maclas disminuye con una pendiente relativamente constante al bajar temperatura, hasta que por debajo de alguna temperatura (indicada con flechas en la Figura 5.13 para cada campo magnético), esta pendiente aumenta en forma relativa dando lugar a una especie de *plateau*.

Esta temperatura, por debajo de la cual hay un incremento relativo de la disipación, coincide dentro del error experimental con la temperatura (a ese mismo H) en la cual el efecto Nernst alcanza el punto de inflexión, tal como se indica con flechas en la Figura 5.13. Por tanto, a esta temperatura, por arriba de la cual la señal Nernst de la muestra irradiada y no irradiada coinciden, también tiene lugar una anomalía en la respuesta eléctrica de los planos de CuO_2 .

Sorprendentemente, a temperaturas por encima de este *plateau* anómalo del YBCO con maclas, la dependencia en temperatura de la resistividad eléctrica para el cristal irradiado y no irradiado a un mismo H son las mismas, lo cual refuerza la interpretación de que por arriba de esta temperatura los defectos correlacionados pierden su efectividad como centros de anclaje para vórtices. Esto se muestra en la Figura 5.14.

En el diagrama de fases $H - T$ de la Figura 5.15 se muestra la coincidencia de la temperatura en la cual el efecto Nernst se inflexiona, aquella en la cual U_ϕ se aparta del comportamiento tipo campo medio y comienza el *onset* de fluctuaciones térmicas y la temperatura en la cual se observa el *plateau* resistivo en YBCO-OPT con maclas.

Estos hechos experimentales indican que la fuerte proliferación de fluctuaciones térmicas (posiblemente en la forma de *loops*) es la responsable de que por encima de una línea en el diagrama $H - T$ del YBCO-OPT, los vórtices no puedan ser anclados por los defectos correlacionados. Esta imagen se encuentra en sintonía con la propuesta realizada por Nguyen y Sudbo [8]. En esta teoría, existe una línea en el diagrama de fases $H - T$ por encima de la

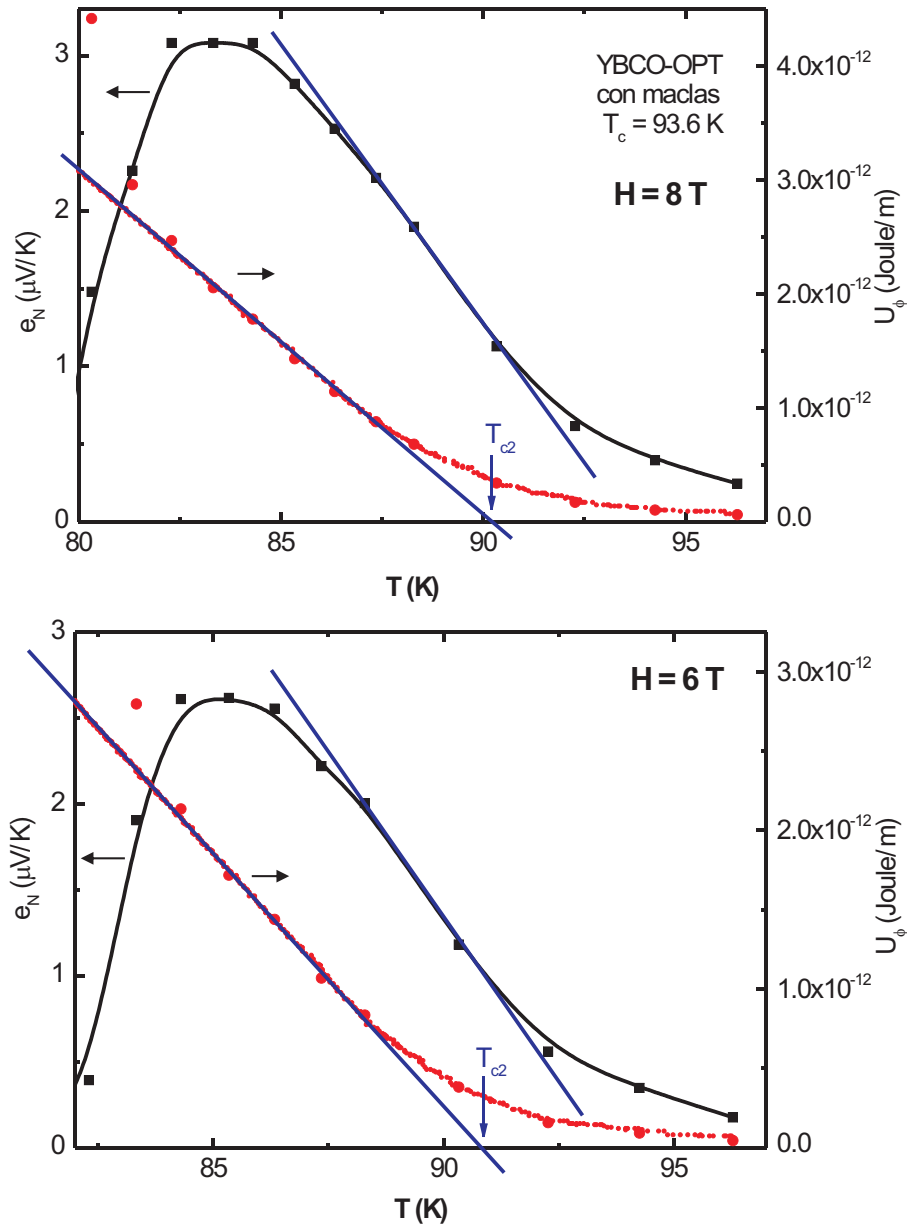


Figura 5.11: U_ϕ (círculos rojos) y señal Nernst (cuadrados negros) en función de la temperatura a 6 y 8 Tesla en YBCO-OPT con maclas. Con trazos más continuos se muestra la extrapolación de la recta tipo campo medio de U_ϕ a temperaturas menores que $T_{thermal}(H)$ (ver sección 5.3). Se muestra el criterio de obtención de T_{c2} a partir de U_ϕ y la coincidencia del punto de inflexión del efecto Nernst con la temperatura en la cual U_ϕ se desvía del comportamiento lineal tipo campo medio.

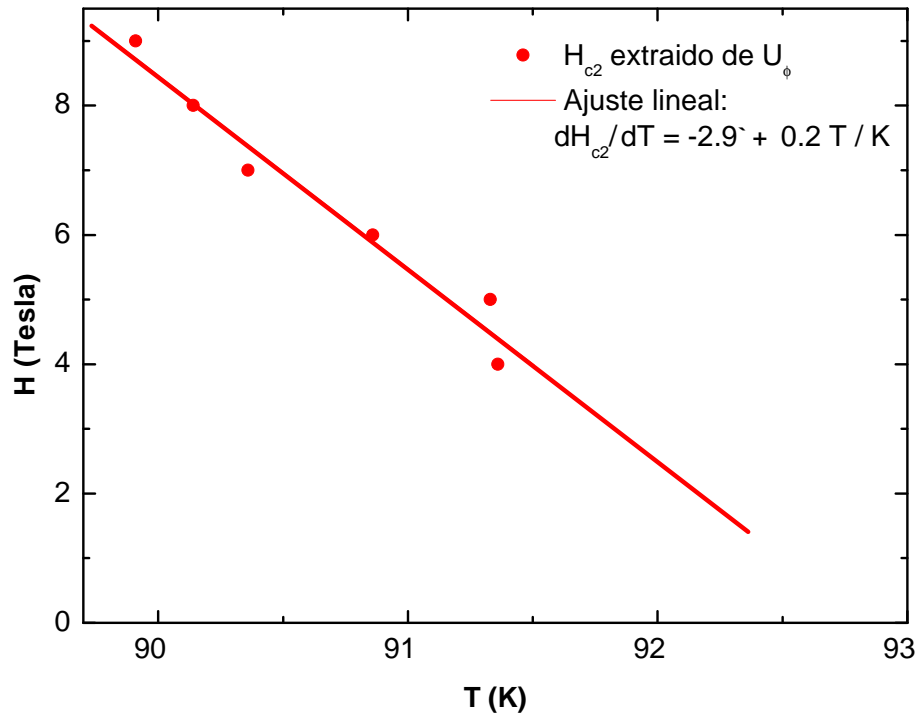


Figura 5.12: Diagrama de fases $H - T$. Se muestra el campo crítico $H_{c2}(T)$ obtenido a partir del criterio utilizado en la Figura 5.11.

cual una fuerte proliferación de *loops* de flujo hace que los vórtices pierdan *tensión de línea de longitud de onda larga* y no puedan ser anclados por los defectos correlacionados. Además, el hecho de que $T_{thermal}(H)$ y $T_{irrev.}(H)$ en la muestra irradiada no puedan superar dicha temperatura, es un fuerte indicador de que esta línea impone una temperatura límite en el diagrama $H - T$ para la coherencia de fase de largo alcance en la dirección del eje c .

5.5. Conclusiones

En este capítulo hemos estudiado la influencia de defectos correlacionados en la señal Nernst de YBCO-OPT. Las mediciones de efecto Nernst han sido complementadas con experimentos de transporte eléctrico. Los resultados indican claramente que el máximo del efecto Nernst está vinculado al fuerte incremento de la movilidad por debajo de $T_{thermal}(H)$, donde el vórtice se hace del largo del espesor de la muestra. En consecuencia, hay un efecto de tamaño finito en $T_{max}(H)$. Todo esto es consistente con el hecho de que al extraer S_ϕ , no aparece un máximo correspondiente.

Por otro lado, se presentan fuertes indicios experimentales de la existencia de una nueva línea en el diagrama $H - T$ por encima de la cual los defectos correlacionados pierden su efectividad como centros de anclaje de vórtices. Esta línea coincide con la temperatura en la cual las fluctuaciones térmicas comienzan a ser apreciables, siendo plausible que estas últimas sean las responsables del desanclaje de vórtices por encima de dicha línea.

Estos resultados están de acuerdo con la propuesta teórica desarrollada por A. Sudbo [8]. Esta predice la existencia de una línea en el diagrama $H - T$ por arriba de la cual existe una fuerte proliferación de fluctuaciones térmicas en la forma de *loops* de flujo que producen la pérdida de elasticidad del vórtice.

Esta nueva línea impone un límite superior para $T_{irrev.}(H)$ y $T_{thermal}(H)$, en concor-

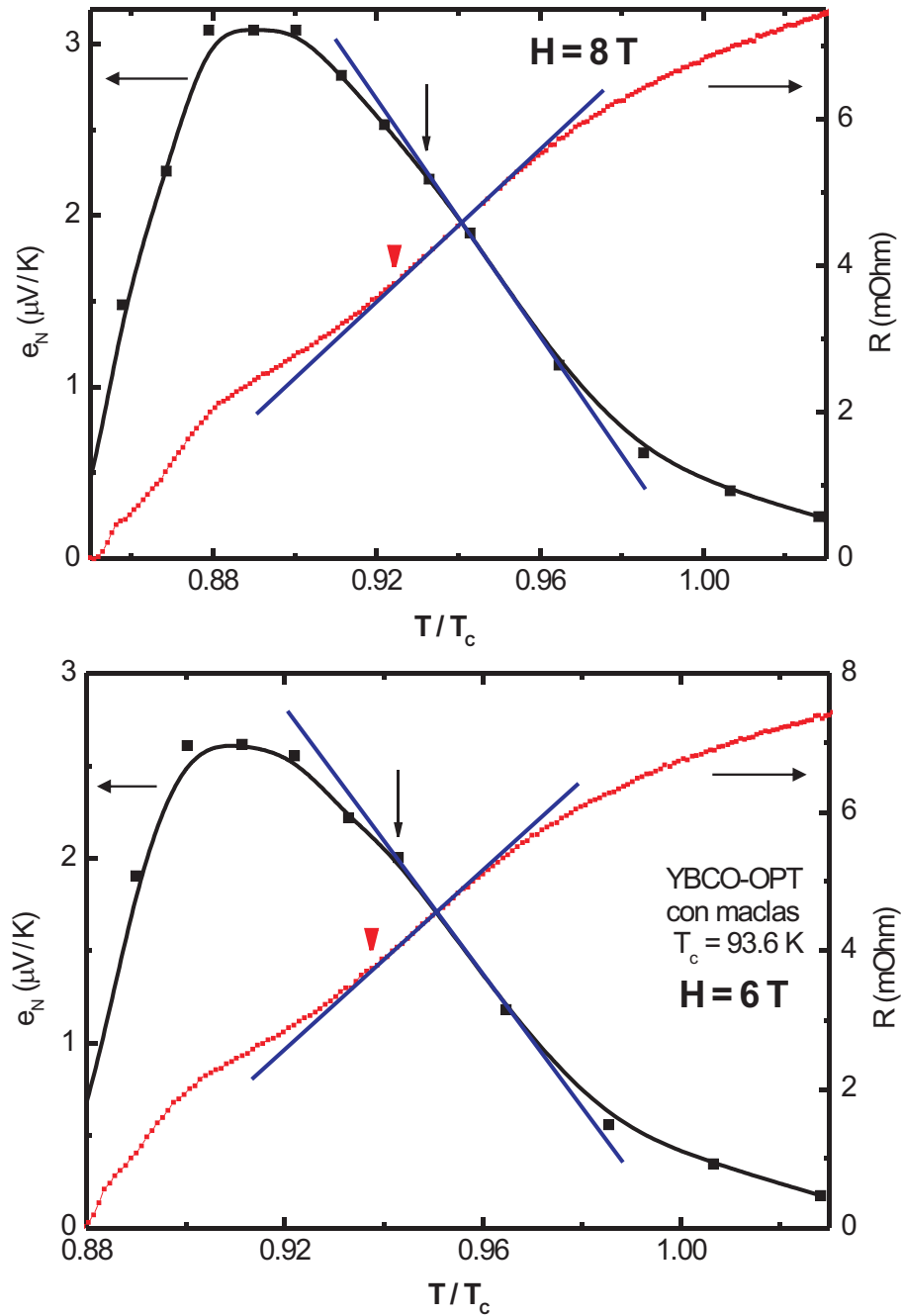


Figura 5.13: Resistencia eléctrica en el plano ab y señal Nernst en función de la temperatura reducida T/T_c , a 6 y 8 Tesla en YBCO-OPT con maclas. Se observa que el *plateau* resistivo (indicado con triángulos) tiene lugar a la misma temperatura que el punto de inflexión de la señal Nernst (indicado con flechas).

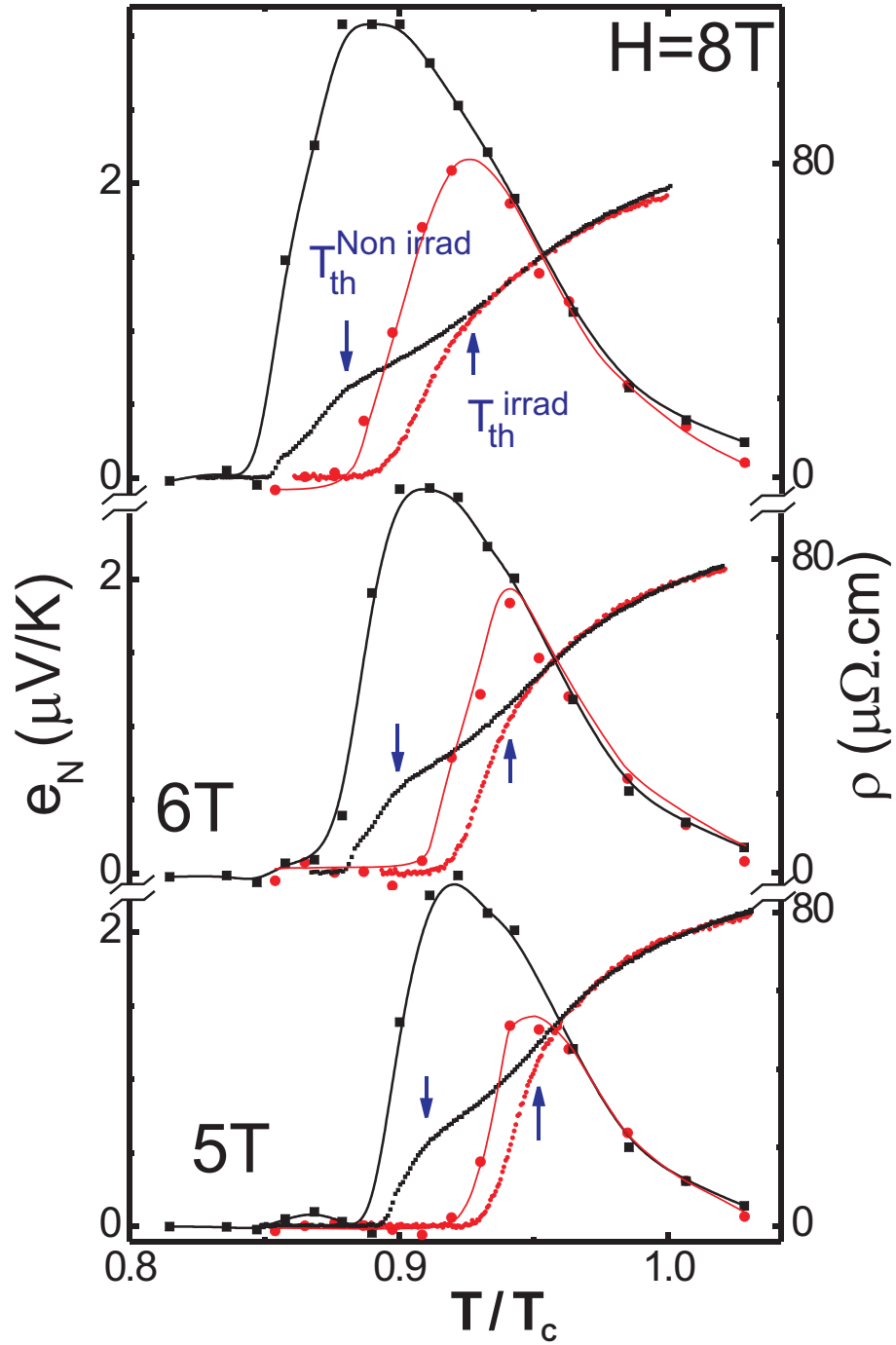


Figura 5.14: Señal Nernst e_N y resistividad eléctrica ρ en función de T/T_c a $H = 5, 6$ and 8T para la muestra irradiada (círculos) y no irradiada (cuadrados). Las $T_{thermal}$ de las dos muestras son indicadas con flechas.

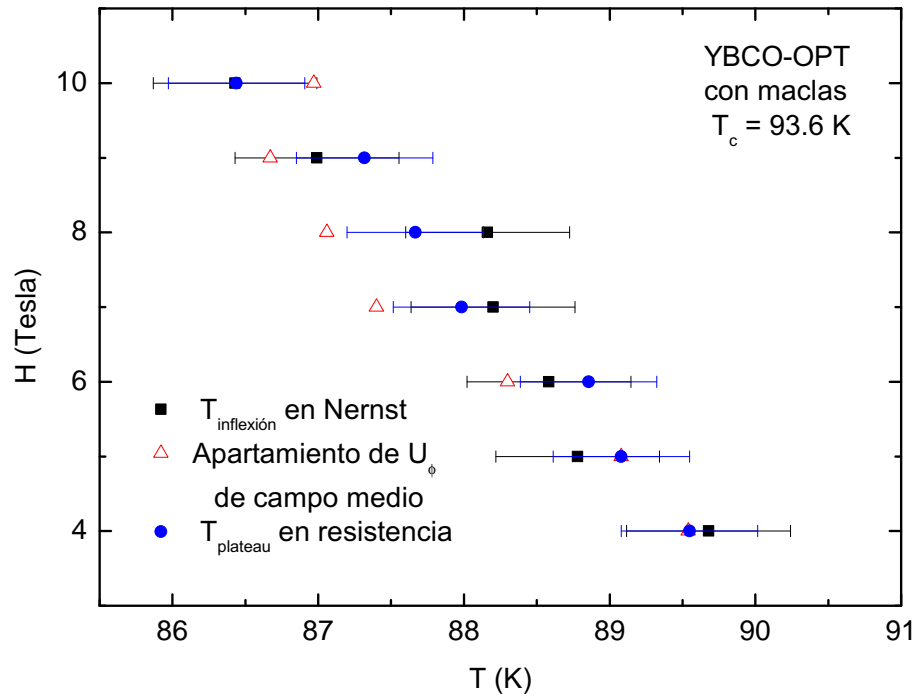


Figura 5.15: Diagrama de fases $H - T$. Se muestra la temperatura en la cual el efecto Nernst se inflexiona (cuadrados), aquella en la cual U_ϕ se aparta del comportamiento tipo campo medio y comienza el *onset* de fluctuaciones térmicas (triángulos) y la temperatura en la cual se observa el *plateau* resistivo (círculos) en YBCO-OPT con maclas.

dancia con el trabajo experimental de la referencia [9].

Bibliografía

- [1] A. V. Silhanek, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro, 2001.
- [2] L. Civale, A. D. Marwick, T. K. Worthington, M. A. Kirk, J. R. Thompson, L. Krusin-Elbaum, Y. Sun, J. R. Clem, y F. Holtzberg, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 648 (1991).
- [3] F. de la Cruz, D. López, y G. Nieva, *Philos. Mag. B* **70**, 773 (1994).
- [4] F. Righi, S. A. Grigera, D. López, G. Nieva, F. de la Cruz, L. Civale, G. Pasquini, y P. Levy, *Phys. Rev. B* **55**, 5663 (1997).
- [5] S. A. Grigera, E. Morré, E. Osquiguil, C. Balseiro, G. Nieva, y F. de la Cruz, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2348 (1998).
- [6] H. Safar, P. L. Gammel, D. A. Huse, S. Majumdar, L. F. Schneemeyer, D. J. Bishop, D. López, G. Nieva, y F. de la Cruz, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1272 (1994).
- [7] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, 2 ed. (McGraw-Hill, New York, 1996).
- [8] A. K. Nguyen y A. Sudbo, *Phys. Rev. B* **60**, 15307 (1999).
- [9] J. Figueras, T. Puig, X. Obradors, W. K. Kwok, L. Paulius, G. W. Crabtree, y G. Deutsher, *Nature Physics* **2**, 402 (2006).

Capítulo 6

Topología de la señal Nernst en el diagrama $H - T$ de YBCO y BSCCO

La introducción de defectos columnares nos ha permitido demostrar que el máximo del efecto Nernst (y de S_ϕ) en BSCCO-OPT al cambiar temperatura, $T_{max}(H)$, corresponde a un *crossover* dimensional en el líquido de vórtices, tal como vimos en el capítulo 4.

En el caso del YBCO-OPT, vimos en el capítulo 5 que la presencia de defectos columnares corre el máximo del efecto Nernst hacia temperaturas más altas. En consecuencia, el máximo del efecto Nernst en YBCO al cambiar temperatura, $T_{max}(H)$, está gobernado por la movilidad y marca el punto en el cual el vórtice adquiere coherencia de fase de lado a lado de la muestra, es decir, coincide con $T_{thermal}(H)$. A diferencia del BSCCO, al extraer S_ϕ en el YBCO, no hay un máximo correspondiente como lo hay en e_N .

En este capítulo presentamos un estudio comparativo del efecto Nernst y S_ϕ en YBCO-OPT y BSCCO-OPT en el diagrama de fases $H - T$.

6.1. Diagrama de fases $H - T$ en BSCCO

En la Figura 6.1 se muestra la superficie que la señal Nernst determina en el diagrama de fases $H - T$ para BSCCO-OPT no irradiado. El cristal con defectos columnares presenta un perfil similar salvo las diferencias marcadas en el capítulo 4.

Como vimos en el capítulo 4, si se fija campo magnético H y se empieza por ejemplo a subir la temperatura a partir de $T_{irrev.}(H)$, se alcanza un máximo en el efecto Nernst, al cual denominamos $T_{max}(H)$. Esto también puede verse en la Figura 6.1.

Curiosamente, puede fijarse la temperatura a algún valor, y empezar a aumentar el campo magnético, obteniéndose nuevamente un máximo en el Nernst, tal como puede apreciarse en la Figura 6.1. Este máximo que se alcanza al barrer H , lo llamaremos $H_{max}(T)$.

En la Figura 6.2 se muestran las líneas que $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$ describen en el diagrama de fases $H - T$ (extraídas a partir de la Figura 6.1). Se observa que a campos altos (por encima de 15 Tesla) ambas líneas parecieran converger en una única curva dentro del error experimental. Al aumentar temperatura acercándonos a T_c , (por debajo de 15 Tesla), $T_{max}(H)$ mantiene su comportamiento lineal y eventualmente pareciera tender a T_c , mientras que $H_{max}(T)$ se aparta de $T_{max}(H)$ hacia temperaturas más altas siguiendo una curva en el diagrama $H - T$ que eventualmente alcanza un mínimo cerca de T_c .

La curva $H_{max}(T)$ siempre se ubica a campos y temperaturas mayores o iguales que la

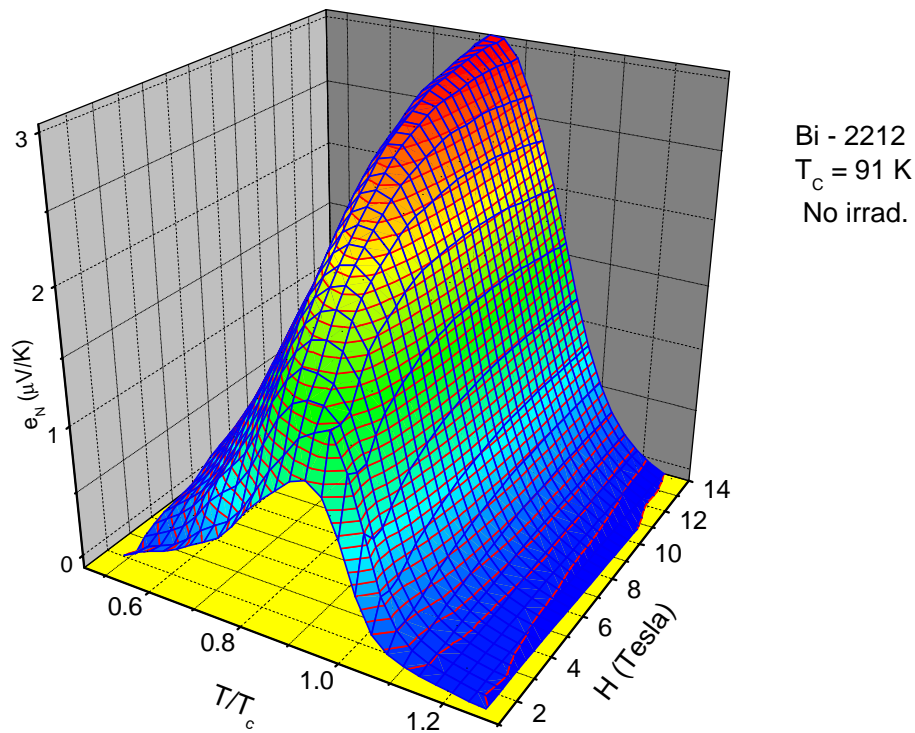


Figura 6.1: Señal Nernst en función del campo magnético y de la temperatura reducida T/T_c en BSCCO-OPT sin defectos columnares ($T_c \sim 91$ K).

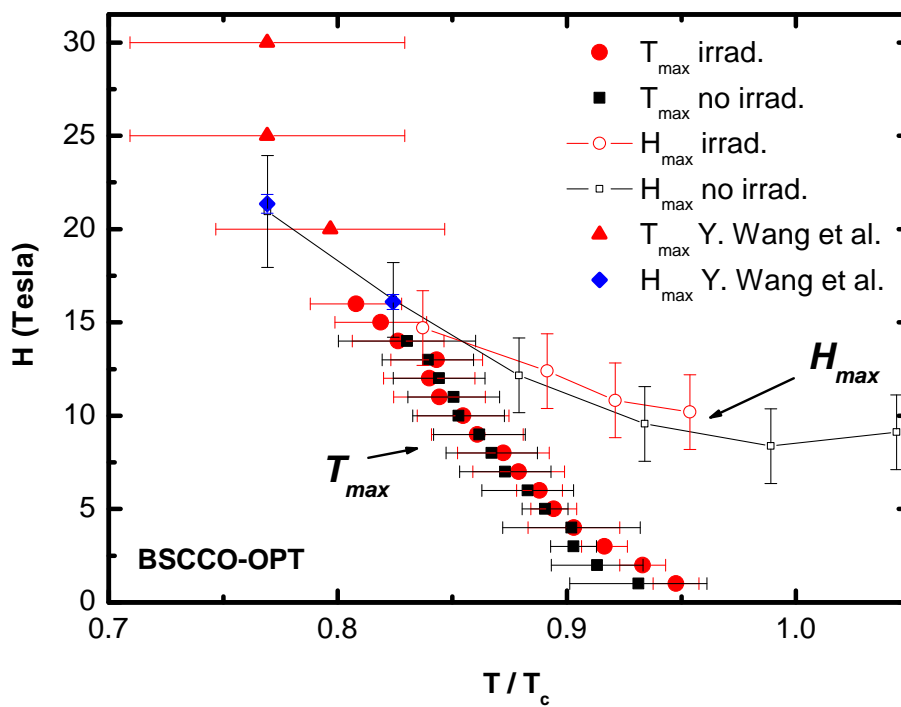


Figura 6.2: Diagrama de fases $H - T$ en BSCCO-OPT. Se muestra $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$ para el cristal irradiado y no irradiado. A campos altos se utilizan los datos de la referencia [1].

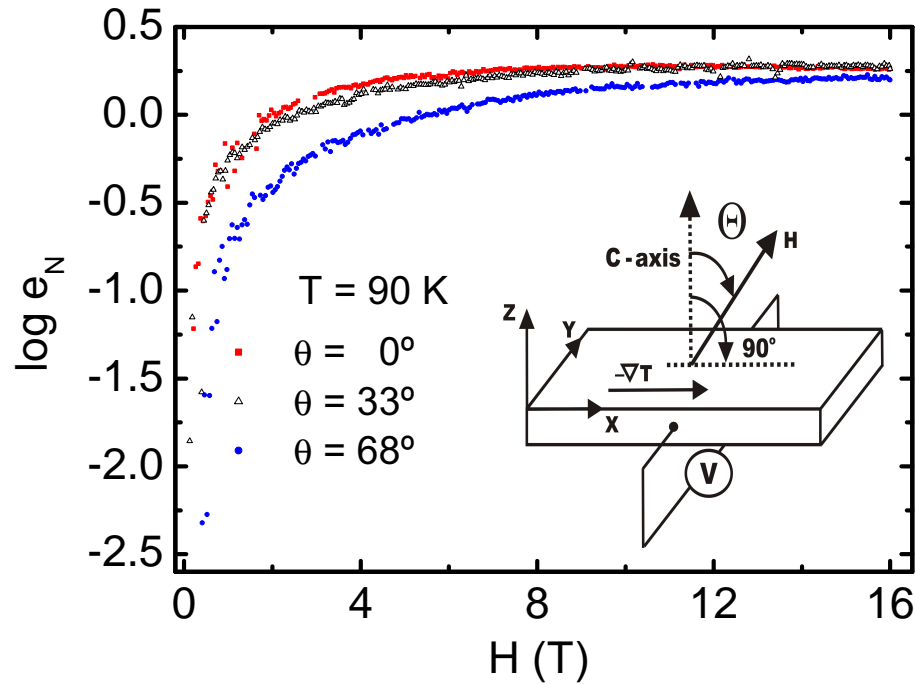


Figura 6.3: Señal Nernst en función del campo magnético en BSCCO-OPT a $T = 90$ K para $\theta = 0, 33$ y 68° . El *inset* muestra un esquema del experimento [2].

línea $T_{max}(H)$ en el diagrama $H - T$. Ambas líneas son insensibles a la presencia o no de defectos columnares, tal como se muestra en la Figura 6.2.

La ausencia de un máximo unívoco al cambiar T a un H fijo o al cambiar H a una T fija, es un comportamiento anómalo respecto a los superconductores tipo II de baja temperatura crítica, donde (como vimos en el capítulo 2) pareciera obtenerse el mismo máximo al cambiar H o T .

Es factible que este desdoblamiento o *splitting* del máximo del Nernst en $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$ al acercarnos a T_c , se deba a la fuerte presencia de fluctuaciones térmicas en las vecindades de la zona crítica. Este pronunciado efecto de las fluctuaciones es todavía más comprensible que ocurra en BSCCO-OPT donde (como vimos en el capítulo 1), las fluctuaciones térmicas aumentan al bajar la dimensionalidad del sistema (o al aumentar su anisotropía).

En el capítulo 4 mostramos que por arriba de $T_{max}(H)$, las fluctuaciones térmicas en la forma de vórtices eran estrictamente bidimensionales. Una manera de determinar la dimensionalidad de estas excitaciones tipo vórtice aún por arriba de T_c , es analizar el comportamiento de la señal Nernst al cambiar la orientación del campo magnético respecto al eje c del monocristal [2].

En el *inset* de la Figura 6.3 se esboza un esquema de este experimento. El cambio de orientación de H es tal que este siempre forma el mismo plano con el gradiente de temperaturas, $\nabla_x T$. El ángulo entre H y la dirección del eje c es θ .

En la Figura 6.3 se muestra la dependencia con campo magnético de la señal Nernst, e_N , en un cristal “limpio” de BSCCO-OPT ($T_c \sim 90$ K) a $T = 90$ K para diferentes valores de θ ($0, 33$ y 68°). Se observa que la señal disminuye al alejar al campo magnético de la dirección del eje c .

En la Figura 6.4 se grafican los mismos datos de la Figura 6.3 pero en función de $H \cos \theta$ en lugar de H . Se observa que las curvas con diferentes valores de θ colapsan en una única

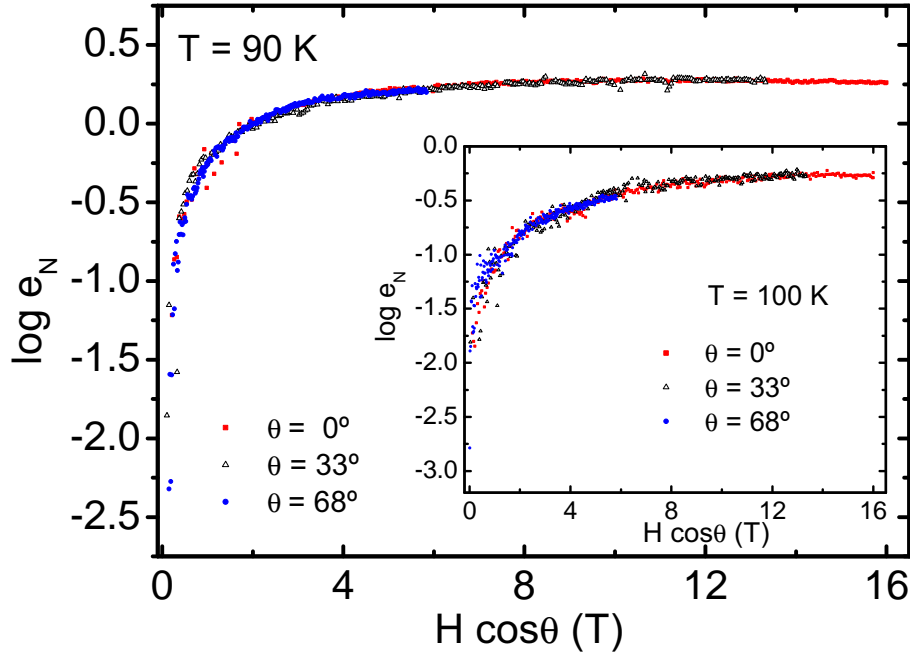


Figura 6.4: Las curvas de la Figura 6.3 graficadas en función de $H \cos \theta$. El *inset* muestra los resultados correspondientes a $T = 100$ K [2].

curva dentro del error experimental. El *inset* de la Figura 6.4 muestra que este escaleo tipo $\cos \theta$ funciona a temperaturas aún más altas que T_c ($T = 100$ K).

Este escaleo también funciona en el caso de la resistencia eléctrica, tal como se observa en la Figura 6.5 para el mismo monocristal. En ella se grafica la dependencia con campo magnético de la resistencia eléctrica para diferentes valores del ángulo θ , (tal como se lo definió en la Figura 3.11 del capítulo 3) a $T = 90$ K. El *inset* de esta figura muestra el colapso de todas estas curvas en una única curva al graficarlas en función de $H \cos \theta$.

El hecho de que este escaleo del tipo $H \cos \theta$ funcione muy bien para el efecto Nernst y la resistividad indica que la contribución a estas señales proviene de planos de CuO_2 completamente desacoplados entre sí. Es decir, las fluctuaciones tipo vórtice en las vecindades y por encima de T_c son estrictamente bidimensionales.

En consecuencia, en BSCCO-OPT existe una correlación directa entre el desdoblamiento del máximo del efecto Nernst y el carácter bidimensional de las fluctuaciones en las cercanías de la zona crítica.

En el capítulo 4, vimos que en BSCCO-OPT el máximo obtenido en el efecto Nernst al cambiar temperatura, $T_{max}(H)$, también se observa cuando se extrae el exceso de entropía, S_ϕ , tal como se muestra en la Figura 6.6 para un campo magnético de 8 Tesla.

Al igual que en el efecto Nernst, en S_ϕ hay un desdoblamiento del máximo en $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$. En la Figura 6.7 se muestra el máximo alcanzado barriendo H , H_{max} , a diferentes temperaturas. Este efecto, causado por las fuertes fluctuaciones presentes en BSCCO-OPT, imposibilita aplicar un tratamiento de campo medio para obtener H_{c2} a partir de S_ϕ o U_ϕ , tal como se hizo en el capítulo 5 para YBCO.

6.2. Diagrama de fases $H - T$ en YBCO

En la Figura 6.8 se muestra la superficie que la señal Nernst determina en el diagrama de fases $H - T$ para un cristal de YBCO-OPT con maclas. El cristal con defectos columnares

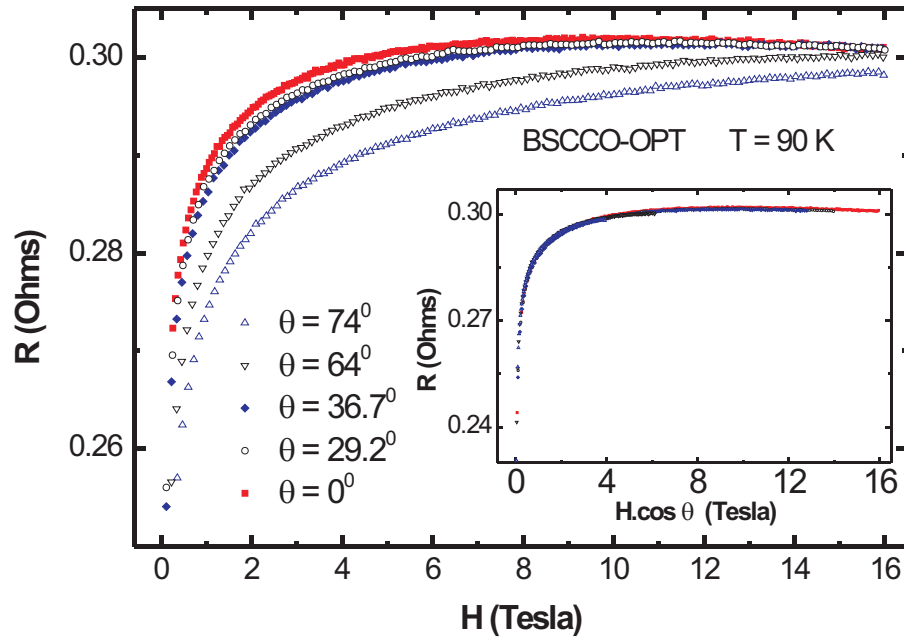


Figura 6.5: Resistencia eléctrica en función del campo magnético en BSCCO-OPT a $T = 90$ K para $\theta = 0, 29.2, 36.7, 64$ y 74° . El *inset* muestra los mismos datos graficados en función de $H \cos \theta$. La corriente utilizada es de 0.1 mA.

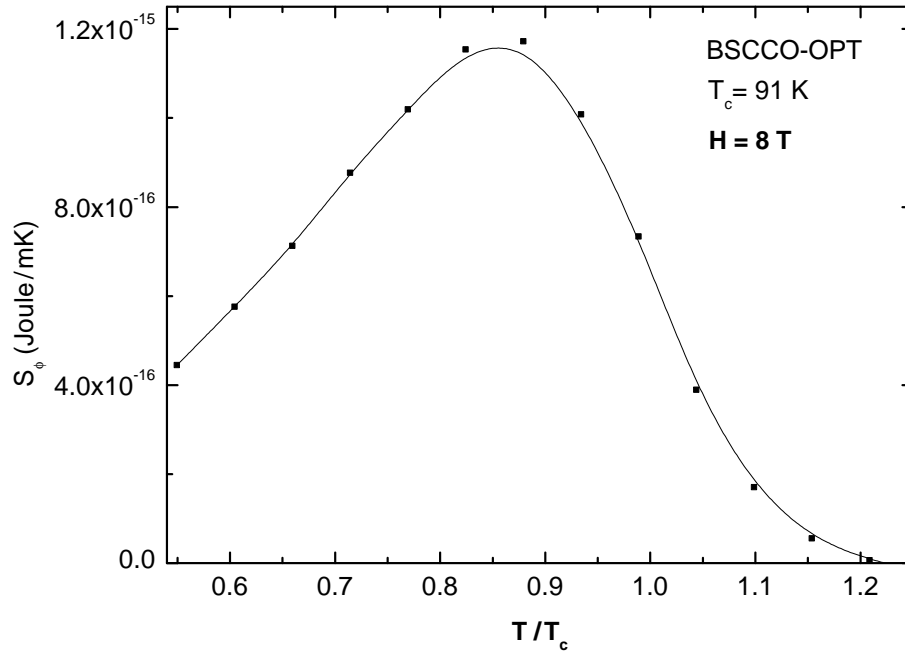


Figura 6.6: S_ϕ en función de la temperatura reducida T/T_c en BSCCO-OPT a $H = 8$ Tesla.

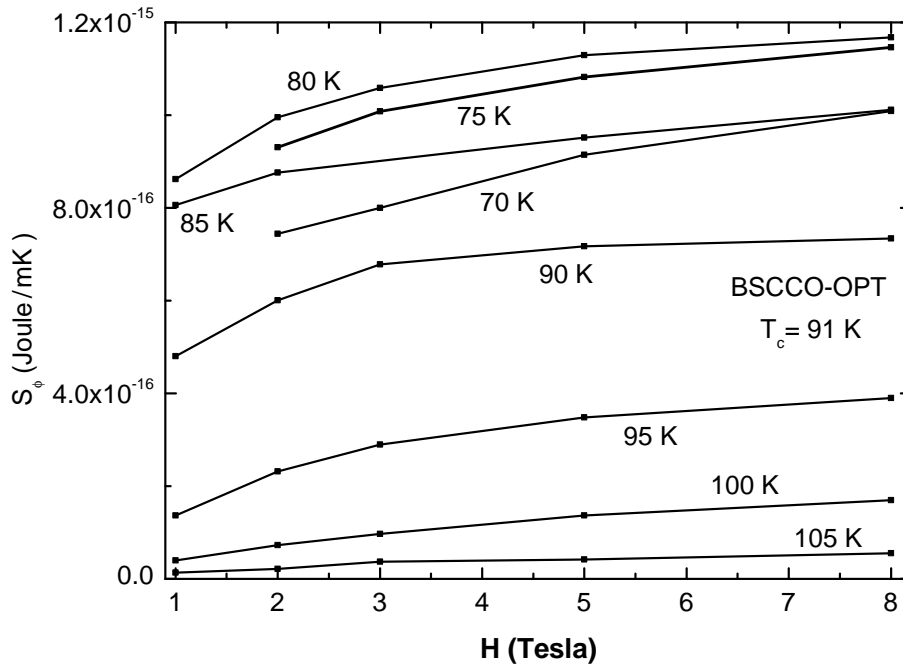


Figura 6.7: S_ϕ en función del campo magnético aplicado a diferentes temperaturas en BSCCO-OPT.

presenta un perfil similar salvo las diferencias marcadas en el capítulo 5.

En el capítulo 5 vimos que si se empieza a subir temperatura a partir de $T_{irrev.}(H)$ a algún H fijo, a cierta temperatura $T_{max}(H)$ el efecto Nernst alcanza un máximo, algo que también puede verse en la Figura 6.8.

También puede fijarse la temperatura a algún valor, y empezar a aumentar el campo magnético, obteniéndose nuevamente un máximo en el Nernst, tal como puede apreciarse en la Figura 6.8. Este máximo que se alcanza al barrer H , lo llamaremos $H_{max}(T)$.

En la parte superior de la Figura 6.9 se muestra el diagrama de fases $H - T$ para el YBCO-OPT irradiado. A diferencia del BSCCO-OPT, se observa que dentro del error experimental, $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$ determinan una única línea en este diagrama a temperaturas menores que T_c . Esto también ocurre en el caso de la muestra no irradiada, tal como se muestra en la parte inferior de la Figura 6.9.

En el capítulo 5, concluimos que $T_{max}(H)$ en YBCO-OPT, correspondía a $T_{thermal}(H)$, y por ende, el máximo del efecto Nernst cambiando T a H fijo estaba gobernado por la fuerte caída de la resistividad por debajo de $T_{thermal}(H)$. El diagrama de fases $H - T$ de la Figura 6.9 pareciera estar indicando que $H_{max}(T)$ corresponde al campo por debajo del cual la longitud de correlación del vórtice, l_c , se hace igual al espesor del monocristal, es decir $H_{thermal}(T)$. Esta última afirmación se ve reforzada por el hecho de que al extraer S_ϕ ($S_\phi = e_N \phi_0 / \rho$), tampoco hay un máximo barriendo H a T fija, $H_{max}(T)$, a temperaturas menores que T_c , tal como se muestra en la Figura 6.10 para el cristal de YBCO-OPT irradiado. La misma situación ocurre en el caso del YBCO-OPT con maclas.

Por debajo de 3 Tesla, $H_{max}(T)$ comienza a separarse de $T_{max}(H)$ al acercarnos a T_c , alcanzando un mínimo en el diagrama $H - T$ para $T = T_c$, tal como ocurría en el caso del BSCCO-OPT, pero en una región mucho más reducida de campo y temperatura. A temperaturas cercanas o por encima de T_c , $H_{max}(T)$ también aparece al extraer S_ϕ , tal como se muestra en la Figura 6.10 para el cristal irradiado. El mismo comportamiento tiene lugar en el caso del YBCO con maclas.

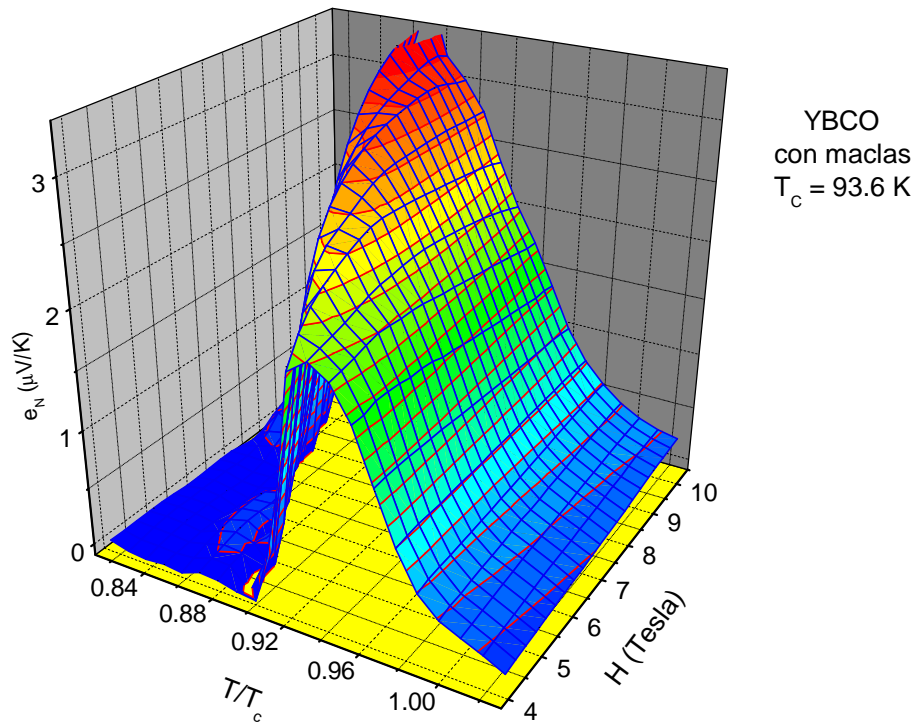


Figura 6.8: Señal Nernst en función del campo magnético y de la temperatura reducida T/T_c en YBCO-OPT con maclas ($T_c \sim 93.6$ K).

En la Figura 6.11 se muestra la dependencia en temperatura de S_ϕ a diferentes campos magnéticos para el YBCO-OPT con maclas. Se observa que el máximo obtenido en el efecto Nernst al cambiar T a H fijo, tampoco aparece cuando se extrae S_ϕ . Esto también ocurre en el caso de la muestra irradiada, tal como se mostró en el capítulo 5.

Por tanto, por debajo de T_c , $H_{max}(T)$, al igual que $T_{max}(H)$, constituyen una única línea en el diagrama $H - T$ controlada por movilidad, por debajo de la cual la longitud de correlación del vórtice, l_c , se hace igual al espesor del cristal.

Al acercarnos a T_c a campos bajos, $H_{max}(T)$ se separa de $T_{thermal}(H)$, describiendo una curva similar al BSCCO-OPT, pero en una región mucho más limitada del diagrama $H - T$, ya que el YBCO-OPT es más tridimensional que el BSCCO-OPT y por ende las fluctuaciones son menos pronunciadas. En esta región, $H_{max}(T)$ también aparece al extraer el exceso de entropía, S_ϕ , tanto en YBCO-OPT como en BSCCO-OPT. Esto indica que el *splitting* de $H_{max}(T)$ y su permanencia por arriba de T_c corresponden a fluctuaciones térmicas que se mantienen incluso en el límite termodinámico.

6.3. Conclusiones

En este capítulo hemos presentado un mapeo de la señal Nernst y del exceso de entropía en el diagrama de fases $H - T$ del YBCO y BSCCO en el régimen de dopaje óptimo.

A pesar de que en ambos sistemas los experimentos Nernst y de transporte eléctrico se realizan con el campo magnético en la dirección del eje c y de que T_c y los parámetros superconductores en el plano ab son similares ($\xi_{ab}(0)$ y $\lambda_{ab}(0)$), los comportamientos del YBCO y BSCCO son radicalmente diferentes a causa de la enorme diferencia en sus respectivas anisotropías.

En el YBCO-OPT, por debajo de T_c , $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$ obtenidos a partir de las

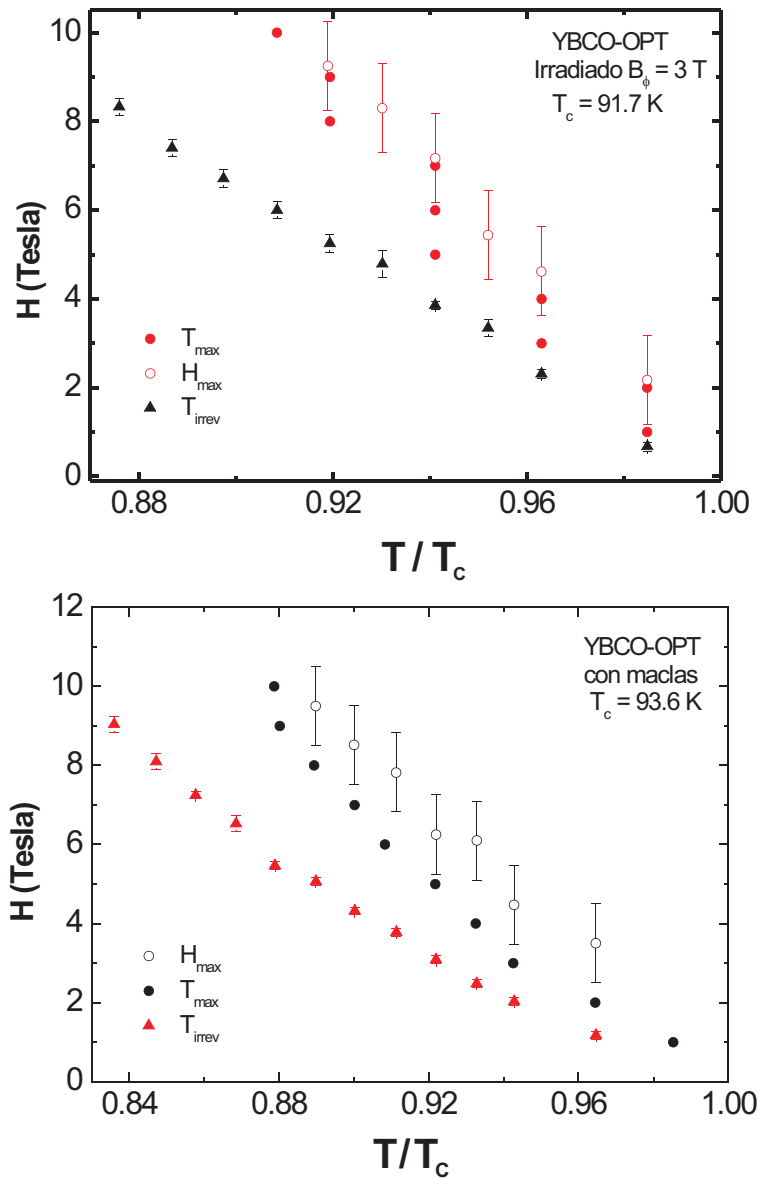


Figura 6.9: Parte superior: Diagrama de fases $H - T$ en YBCO-OPT irradiado. Se muestra $T_{max}(H)$, $H_{max}(T)$ y $T_{irrev.}(H)$. Parte inferior: Diagrama $H - T$ correspondiente para el cristal no irradiado.

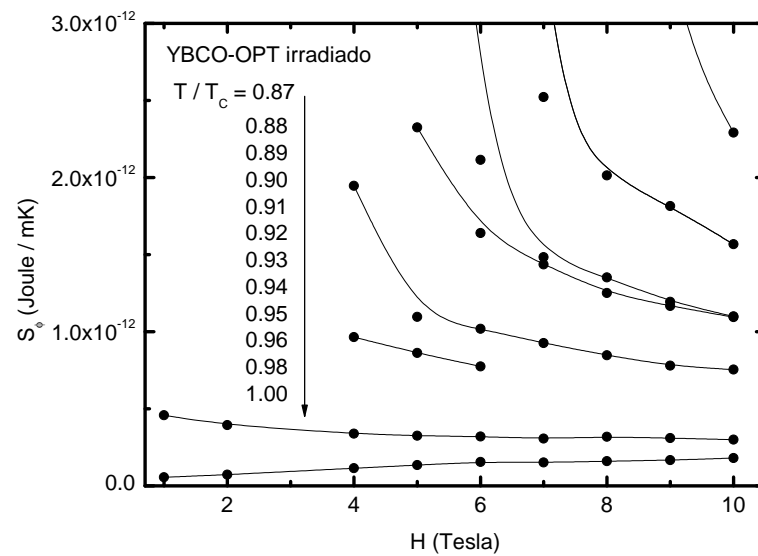


Figura 6.10: S_ϕ en función del campo magnético a diferentes temperaturas en YBCO-OPT irradiado.

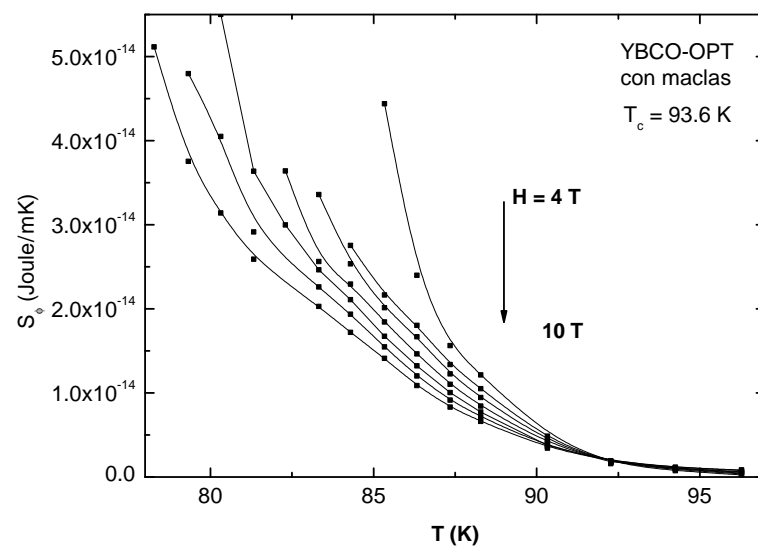


Figura 6.11: S_ϕ en función de la temperatura a diferentes campos magnéticos en YBCO-OPT con maclas.

mediciones de efecto Nernst, constituyen una sola línea en el diagrama de fases $H - T$ controlada por movilidad (y en consecuencia, por el *pinning*). Estos máximos ($T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$), no aparecen en la dependencia en T y H de S_ϕ . Por debajo de esta línea, la longitud de correlación del vórtice, l_c , se hace igual al espesor del monocristal. Por tanto, en esta región, $T_{max}(H)$ y por ende $H_{max}(T)$, son sensibles al espesor de la muestra.

A diferencia del YBCO-OPT, en un sistema mucho más anisotrópico como es el caso del BSCCO-OPT, $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$ obtenidos a partir del efecto Nernst, solo coinciden a campos altos (por encima de 15 Tesla). Por debajo de ese campo, hay un desdoblamiento del máximo en $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$, encontrándose $H_{max}(T)$ a temperaturas siempre por encima de $T_{max}(H)$. Este *splitting* del máximo del efecto Nernst, está relacionado al fuerte aumento de las fluctuaciones térmicas en las vecindades de T_c al aumentar la anisotropía del sistema. De hecho, un estudio de la dependencia angular de la señal Nernst en BSCCO-OPT, revela que estas fluctuaciones tipo vórtice por arriba de T_c poseen un carácter estrictamente bidimensional, en concordancia con el *crossover* dimensional en $T_{max}(H)$ propuesto en el capítulo 4. Contrariamente a lo que ocurre en YBCO-OPT, al extraer S_ϕ , aparece un máximo en T y en H ($T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$), del mismo modo que en e_N . Es decir, ambos máximos no están vinculados a la movilidad o a la resistividad.

En una pequeña ventana de temperaturas alrededor de T_c , y por debajo de 3 Tesla, el YBCO-OPT también presenta un *splitting* de $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$. $H_{max}(T)$ sigue el mismo comportamiento que en el caso del BSCCO-OPT, pero en forma menos pronunciada y en una región mucho más reducida del diagrama $H - T$. Tanto en el YBCO así como en el BSCCO, $H_{max}(T)$ persiste en el límite termodinámico en las cercanías de T_c , y están relacionados a la presencia de fluctuaciones térmicas, siendo este efecto mucho más notable en BSCCO-OPT debido a su baja dimensionalidad.

En YBCO-OPT, la tridimensionalidad del líquido de vórtices (l_c es del orden del espesor de la muestra), todavía nos permite aplicar un tratamiento tipo campo medio, a pesar de la presencia de fluctuaciones.

En el caso del BSCCO-OPT, la baja dimensionalidad del líquido de vórtices (l_c es del orden de la distancia entre planos de CuO_2), da lugar a un notable incremento de las fluctuaciones térmicas y una propagación de las mismas en una porción más amplia del diagrama $H - T$. Por ende, un tratamiento tipo campo medio es muy difícil de aplicar en este caso.

Sería de gran interés un estudio de la topología de la señal Nernst al cambiar la anisotropía del sistema en forma continua. De esta manera podría verse como el sistema pasa de un comportamiento tipo YBCO-OPT en el diagrama $H - T$ a uno tipo BSCCO-OPT. De hecho, mediciones de efecto Nernst en YBCO subdopado (el cual es más anisotrópico que el YBCO-OPT), revelan un comportamiento más parecido al BSCCO-OPT, aunque esto no haya sido notado por los autores [3].

Bibliografía

- [1] Y. Wang, S. Ono, Y. Onose, G. Gu, Y. Ando, Y. Tokura, S. Uchida, y N. P. Ong, *Science* **299**, 86 (2003).
- [2] G. Bridoux, P. Pedrazzini, F. de la Cruz, y G. Nieva, *Physica C* **460-462**, 841 (2007).
- [3] Y. Wang, N. P. Ong, Z. A. Xu, T. Kakeshita, S. Uchida, D. A. Bonn, R. Liang, y W. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 257003 (2002).

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo se ha presentado un estudio del diagrama de fases $H - T$ de superconductores de alta temperatura crítica (SAT) a través de mediciones de efecto Nernst. El hecho de que esta señal sea prácticamente nula en el estado normal, y que los vórtices contribuyan de manera apreciable a la misma, abre una nueva ventana para el estudio de los vórtices y las fluctuaciones superconductoras. El rol crucial que desempeña la dimensionalidad en estos cupratos, ha motivado el estudio de dos sistemas con anisotropía muy diferente, YBCO-OPT y BSCCO-OPT. La fuerte competencia existente entre energías de interacción vórtice-vórtice y vórtice-defecto junto a la alta energía térmica permiten que la física de vórtices en los SAT sea por sí misma, un nuevo campo de estudio. En consecuencia, uno de los parámetros que pueden variarse para obtener información física del sistema de vórtices es la densidad y tipo de defectos. En la presente tesis, se ha estudiado la respuesta de la señal Nernst bajo la influencia de defectos correlacionados tales como columnares y maclas. La eficiencia que han tenido las mediciones de transporte eléctrico para revelar la estructura y dinámica de vórtices en los últimos años, ha hecho imprescindible su utilización a lo largo de esta tesis. La combinación de estos experimentos junto a los de efecto Nernst constituyen una poderosa herramienta que permiten incluso extraer variables físicas, tales como el exceso de entropía, S_ϕ . Los resultados marcan un punto de quiebre respecto a lo observado y predicho en superconductores tipo II de baja temperatura crítica.

En la Figura 7.1 se muestra un esquema con un resumen de los resultados obtenidos a lo largo de esta tesis. En el caso del YBCO-OPT con maclas o defectos columnares, el sólido de vórtices (un estado con coherencia de fase de largo alcance en todas las direcciones), se funde en $T_{irrev.}(H)$ (la cual es sensible a la presencia de defectos) por medio de una transición de segundo orden. El líquido de vórtices por encima de $T_{irrev.}(H)$, posee coherencia de fase únicamente en la dirección del eje c , siempre y cuando la longitud de correlación del vórtice, l_c , sea mayor o igual que el espesor de la muestra, d . Por encima de $T_{thermal}(H)$ (la cual es sensible a la presencia de defectos y al espesor de la muestra), l_c es menor que d , y se pierde la coherencia de fase de lado a lado de la muestra. El máximo del efecto Nernst en YBCO-OPT es un detector de $T_{thermal}(H)$. Por encima de alguna temperatura, $T_{depinning}$, el fuerte *onset* de fluctuaciones térmicas, provoca que los vórtices no puedan ser anclados por ningún tipo de defecto correlacionado. Esta línea, es insensible al tipo de defectos correlacionados presentes en la muestra y debería estar presente inclusive en el límite termodinámico.

El caso del BSCCO-OPT es radicalmente diferente. En este sistema, l_c en el líquido de vórtices es del orden de la distancia entre planos de CuO_2 , s , o sea, unos pocos Å, mientras que en YBCO-OPT, l_c es del orden de los micrones. En BSCCO-OPT, por arriba de $T_{irrev.}(H)$, el líquido de vórtices es cuasi-3D con $l_c > s$. Al aumentar T a H fijo, el efecto Nernst alcanza un máximo, $T_{max}(H)$, el cual es insensible a la presencia de defectos correlacionados. Por encima de $T_{max}(H)$, $l_c < s$, y los vórtices son estrictamente

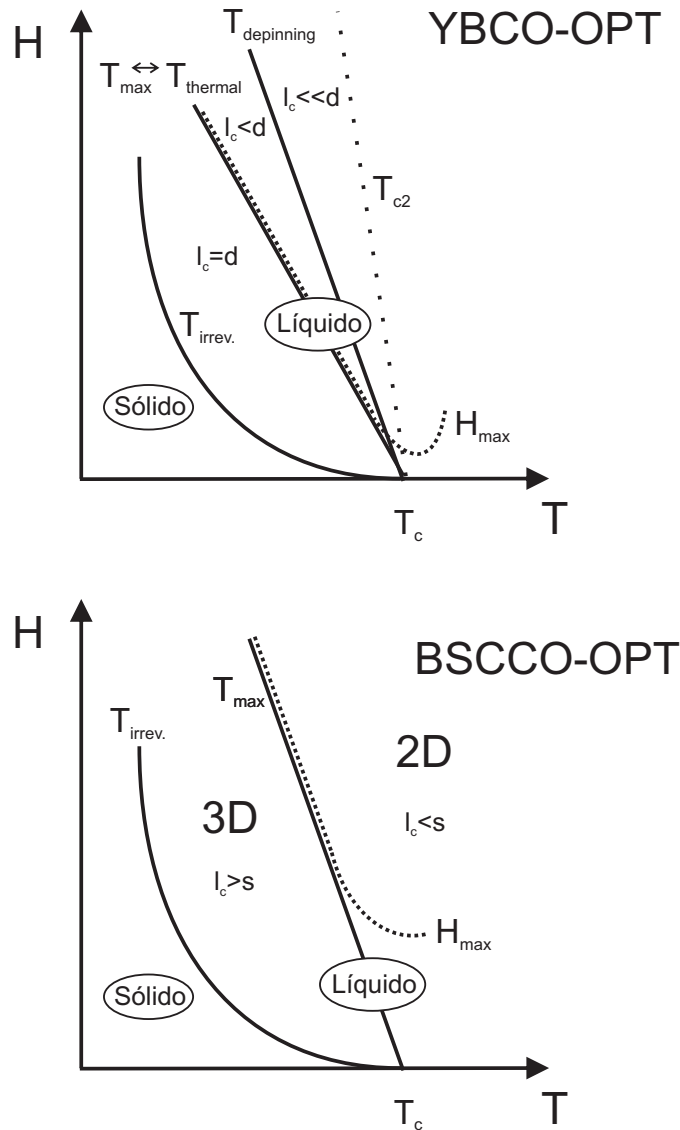


Figura 7.1: Esquema del diagrama de fases $H - T$ de YBCO-OPT y BSCCO-OPT propuesto en esta tesis.

bidimensionales. Además, en BSCCO-OPT, también aparece un máximo en el efecto Nernst al cambiar H a T fijo, $H_{max}(T)$, seguramente causado por las fuertes fluctuaciones térmicas que se generan en este sistema bidimensional en las vecindades de T_c . $T_{max}(H)$ y $H_{max}(T)$ también aparecen al extraer S_ϕ . En las vecindades de T_c , el YBCO-OPT también presenta este máximo al cambiar H a T fija, pero en una región de campo y temperatura mucho más comprimida, ya que en este sistema 3D las fluctuaciones son menos pronunciadas. $H_{max}(T)$ en YBCO-OPT también aparece cuando se extrae S_ϕ en esta pequeña región del diagrama $H - T$.

Lejos de estar cerrado, el estudio de la señal Nernst en los SAT puede ser aún más profundizado a través de nuevos experimentos. La respuesta del efecto Nernst (por ejemplo en YBCO) al cambiar gradualmente la anisotropía variando el contenido de oxígeno o al introducir una alta densidad de defectos puntuales (por ejemplo utilizando irradiación de electrones) son sólo algunas de las muchas propuestas que se desprenden de esta tesis.

Agradecimientos

En primer lugar quiero agradecer a mi directora, Gladys por haber confiado en mí en todo momento para sacar adelante esta tesis y facilitarme todas las condiciones para que esto sea así. Además, sin sus excelentes monocristales esta tesis no hubiera sido posible.

A Paco, mi maestro a lo largo de estos cinco años. Su entusiasmo y pasión por la física van a ser una guía para mí. Esta tesis es en gran parte mérito tuyo. Gracias Paco.

Al Osqui, quien me enseñó a dar los primeros pasos en la facilidad de altos campos magnéticos. Compartimos también largas horas de charla (de física y otras yerbas) y de programación en Labview.

A Pablito Pedrazzini, quien me acompañó en el difícil primer año desarrollando la técnica del efecto Nernst.

A Mariano, por sus buenos consejos en física experimental y su contribución en el desarrollo del portamuestras y el equipo de medición en vacío, cruciales para la medición del efecto Nernst.

A Hernán y Diego, que me ayudaron en el desarrollo de termómetros fabricados por litografía óptica. Hernán, lamento no haber podido sacar adelante lo de las maclas artificiales.

A Gerardo y Rodo, porque siempre estuvieron a disposición para resolver problemas técnicos y contratiempos experimentales. Además Gerardo, Sergio, Pablo y el Gringo fueron responsables de licuar la gran cantidad de helio necesaria para la facilidad de altos campos magnéticos. A Eduardo Calfín por mantener la limpieza y el orden en el labo.

A Nestor, por los *films* que utilicé a lo largo de este periodo. Por largas charlas de manganitas y otras yerbas en mitad de noches de medición.

Agradezco a los docentes y secretarías del IB. A la AGENCIA y al CONICET.

A la muchachada de BT. Ronda de mate en la cocina, facturas, chistes y discusiones. Adiós a todas esas cosas.

A Julio, el “jefe”, que siempre estuvo dispuesto a ayudarme. Gracias por el depto. A Javier, al Tano y a Víctor por las buenas charlas y consejos. A Quique que me facilitó mediciones de transporte eléctrico en BSCCO no irradiado. A María Elena y su preocupación por mi oscilante salud. A Ana Emilia por ayudarme en temas varios (viajes, papeles, bastón, etc).

A Carlos, Darío y Moira, mis compañeros y amigos en esta linda experiencia en Bariloche. Asados, “merienda time”, las cosas que no salen, fiestas, cervezas, risas, viajes, salidas y discusiones a lo largo de estos años. También va mi agradecimiento a mis compañeros y amigos dentro y fuera del CAB.

A mis amigos en Tucumán, Ale, Adrian y Maxi. A mis compañeros de la UNT, Brunito Silvera, el “Pato” Darmanín y Manuel Lazarte. A la muchachada del LAFISO de la UNT, que fue crucial para mi formación previa al doctorado.

Y lo más importante, mi familia. Gracias Mami. Al Papi, a la Margocita, al Bebo y a la Yi. A la Abuba, al resto de la familia y a la nueva familia.

Muchas Gracias a todos,

Germán.

Trabajos Publicados

Angular field dependence of the Nernst effect in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$

G. Bridoux, P. Pedrazzini, F. de la Cruz, y G. Nieva. *Physica C*, **460-462**, 841-842 (2007).

Growth of $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ thin films on single crystalline substrates of $\text{Y}_{1-x}\text{Pr}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

R. F. Luccas, N. Haberkorn, J. Guimpel, G. Bridoux, y G. Nieva. *Physica C*, **460-462**, 1377-1378 (2007).

Hall effect in a $\text{GdBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}/\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{MnO}_3$ perovskite bilayer

N. Haberkorn, G. Bridoux, E. Osquiguil, G. Nieva, y J. Guimpel. *Appl. Surf. Sci.*, **254**, 3977 (2007).

Phase coherence effects in vortex transport entropy

G. Bridoux, G. Nieva y F. de la Cruz. Enviado a *Phys. Rev. Lett.*