



CENTRO INTERNACIONAL DE ESTUDOS
DE DOUTORAMENTO E AVANZADOS
DA USC (CIEDUS)

TESE DE DOUTORAMENTO

**ESTUDIO DE EFECTOS DE BAJA
DIMENSIONALIDAD EN
SUPERCONDUCTORES DE ALTA T_c
INTRÍNSECAMENTE
NANOESTRUCTURADOS Y EN
CAPAS DELGADAS DE
SUPERCONDUCTORES METÁLICOS
DE BAJA T_c**

Daniel Sóñora Vidal

ESCOLA DE DOUTORAMENTO INTERNACIONAL EN CIENCIAS E TECNOLOXÍAS DA USC

PROGRAMA DE DOUTORAMENTO EN CIENCIA DE MATERIAIS

SANTIAGO DE COMPOSTELA

2018





DECLARACIÓN DO AUTOR DA TESE

Estudio de efectos de baja dimensionalidad en superconductores de alta T_c intrínsecamente nanoestructurados y en capas delgadas de superconductores metálicos de baja T_c

D. Daniel Sónora Vidal

Presento miña tese, seguindo o procedemento adecuado ao Regulamento, e declaro que:

- 1) A tese abarca os resultados da elaboración do meu traballo.
- 2) No seu caso, na tese se fai referencia as colaboracións que tivo este traballo.
- 3) A tese é a versión definitiva presentada para a súa defensa e coincide ca versión enviada en formato electrónico.
- 4) Confirmo que a tese non incorre en ningún tipo de plaxio de outros autores nin de traballos presentados por min para a obtención de outros títulos.

En Santiago de Compostela, 24 de xullo de 2018

Asdo.

Daniel Sónora Vidal





AUTORIZACIÓN DO DIRECTOR / TITOR DA TESE

Estudio de efectos de baja dimensionalidad en superconductores de alta T_c intrínsecamente nanoestructurados y en capas delgadas de superconductores metálicos de baja T_c

D. Jesús Manuel Mosqueira Rey
D. Carlos Carballeira Romero

INFORMAN:

*Que a presente tese, correspóndese co traballo realizado por D. **Daniel Sóñora Vidal** baixo a miña dirección, e autorizo a súa presentación, considerando que reúne os requisitos esixidos no Regulamento de Estudos de Doutoramento da USC, e que como director desta non incorre nas causas de abstención establecidas na Lei 40/2015.*

En Santiago de Compostela, 24 de xullo de 2018

Asdo.
Jesús Manuel Mosqueira Rey

Asdo.
Carlos Carballeira Romero



Agradecementos

Chegado o final da miña etapa de tese, gustaríame dedicarlle unhas liñas de agradecemento a todas as persoas que directa ou indirectamente estiveron presentes durante este período.

En primeiro lugar quero agradecerlle aos meus directores de tese, os doutores Jesús Mosqueira e Carlos Carballeira, os consellos e apoio que me brindaron durante estes catro anos. Particularmente, a Suso quero agradecerlle todos os coñecementos e trucos que me ensinou, os cales me permitiron levar a cabo as tarefas experimentais e de análise de datos que deron orixe a esta tese, e, sobre todo, o optimismo co que afrontou todos e cada un dos desafíos que se nos foron presentando. A Carlos, a súa inestimable axuda para desentrañar os misteriosos cálculos cos que intentamos explicar as características dalgunha mostra e que remataron por conformar gran parte deste traballo. Merece unha mención especial o Profesor Félix Vidal por acollerme no grupo e por todos os consellos derivados da súa ampla experiencia investigadora, que sen dúbida, foron fundamentais para a consecución desta tese. Asemade, foi o impulsor das medidas nos filmes de aluminio que conduciron aos interesantes resultados que se resumen neste traballo.

Gustaríame tamén recoñecer o traballo levado a cabo polo Profesor Huiqian Luo e os seus colaboradores, do Laboratorio Nacional de Pekín para a Física da Materia Condensada, e polo Profesor Thierry Grenet, do Departamento de Materia Condensada e Baixas Temperaturas do instituto Néel (CNRS) en Grenoble, quen, respectivamente, fabricaron os monocristais de $(\text{Ca}, \text{La})(\text{Fe}, \text{Ni})\text{As}_2$ e os filmes de aluminio granular.

Tamén me gustaría darlle as grazas aos restantes membros do grupo: Manuel, Carolina, Jesús e Antonio por todos os consellos puntuais e bo trato que sempre tiveron de cara á miña persoa. Non podo esquecerme de Juan Ponte, fundamental para levar a cabo as medidas de transporte eléctrico co PPMS, nin dos técnicos de laboratorio: Juan Turnes, Magdalena e Benito pola súa axuda e charla amena ao longo destes anos.

Quero dedicar unhas liñas a todos os doutorandos cos que compartín despacho durante este período, xa que de todos eles aprendín algo. Gracias Ramón Iglesias, Alberto Ramos, Juan Doval, Daniel Failde, Alejandro Gómez e Alberto Sebastián. Con particular atención quero mencionar a Jose, amigo co que non só compartín toda unha etapa de tese repleta de sesións de *metal*, senón tamén gran parte dos meus estudos de grao e máster.

A todos os demais amigos que iniciaron comigo esta etapa tamén lles debo unhas palabras. Moitas grazas Manolo, Damián, Javi, Juan Prieto, Manu e Víctor por todos os momentos vividos ao longo destes nove anos aquí en Santiago e pola infinidade de xantares na facultade de matemáticas. Grazas a vós tamén María, Lucía, Eli, Ramiro, Amina e Juan por estar aí nos últimos anos. Quero agradecer tamén o apoio de todos os demais compañeiros que non escolleron percorrer este camiño comigo pero cos que compartín, comparto e espero seguir compartindo «interesantes» conversas no noso chat grupal.

Por último, quero agradecerlle a miña familia, especialmente a miña nai, todo o respaldo proporcionado durante esta etapa. Xuntos superamos as miñas épocas máis complicadas tanto a nivel académico como persoal.

A todos os aquí mencionados e ás demais persoas non nomeadas que dalgunha forma contribuíron a que estea hoxe aquí escribindo estas liñas, quero expresarlles de novo a miña gratitude.

Todo o traballo realizado dentro desta tese e as publicacións asociadas foron financiados polo Ministerio de Ciencia e Innovación baixo o proxecto FIS2010-19807, pola Xunta de Galicia baixo o proxecto GPC2014/038 e pola Axencia Estatal de Investigación a través do proxecto FIS2016-79109-P. Fondos adicionais destinados a conferencias foron proporcionados pola Unión Europea baixo proxectos ENERMAT y COST.

“No elegimos cómo empezamos en esta vida. La verdadera grandeza es qué hacemos con lo que nos ha tocado.”

Índice general

1. Introducción	1
2. Aspectos teóricos	5
2.1. Introducción a la teoría de Ginzburg y Landau (GL)	7
2.2. Contribución directa a la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones superconductoras: término de Aslamazov-Larkin (AL)	10
2.2.1. Sistemas bidimensionales (2D)	11
2.2.2. Sistemas laminares: planos bidimensionales acoplados por efecto Josephson	14
2.2.3. Sistemas tridimensionales (3D)	16
2.2.4. Sistemas con dimensionalidad intermedia 2D-3D	18
2.3. Contribución indirecta a la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones superconductoras: término de Maki-Thompson (MT)	21
2.3.1. Sistemas bidimensionales (2D)	22
2.3.2. Sistemas laminares	26
2.3.3. Sistemas tridimensionales (3D)	30
2.3.4. Sistemas con dimensionalidad intermedia 2D-3D	32
2.4. Magnetización inducida por fluctuaciones superconductoras	35
3. Comportamiento cuasi-2D de la conductividad eléctrica y de la magnetización inducida por fluctuaciones en superconductores basados en hierro de la familia 112	37
3.1. Introducción	37
3.2. Detalles de la fabricación y caracterización de las muestras	40
3.3. Descripción del proceso de medida de la resistividad eléctrica	47
3.4. Análisis de las medidas y discusión de resultados	51
3.4.1. Análisis de la paraconductividad por encima de T_c	51

3.4.2. Análisis de la magnetización inducida por fluctuaciones por encima de T_c	61
3.4.3. Discusión	68
4. Análisis de la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones superconductoras en capas delgadas desordenadas de aluminio a altas temperaturas y campos magnéticos reducidos	73
4.1. Introducción	73
4.2. Detalles de la fabricación y caracterización y medida de las muestras	74
4.3. Análisis de la conductividad inducida por fluctuaciones y discusión de resultados	76
4.4. Conclusiones	97
5. Conclusiones generales	99
Bibliografía	102
Lista de publicaciones	113



Capítulo 1

Introducción

La presente tesis tiene por finalidad estudiar efectos de dimensionalidad reducida en diferentes superconductores de gran interés científico-técnico. Estos efectos ocurren cuando alguna de las dimensiones espaciales es comparable a las longitudes características del sistema (por ejemplo, en el caso de la superconductividad, estas escalas son la longitud de coherencia, ξ , y la longitud de penetración magnética, λ) [1]. El estudio de estos efectos es importante porque dan lugar a una serie de propiedades muy interesantes. Un ejemplo son las uniones Josephson entre superconductores, que por su sensibilidad a la presencia de campos magnéticos se emplean en magnetometría de alta resolución [1]. Otro ejemplo es el aumento de la temperatura crítica (T_c) que experimentan algunos superconductores cuando se crecen en forma de capa delgada o de muestra granular, lo que da lugar a temperaturas críticas varias veces superiores a las observadas en muestras *bulk*. Ejemplos de este fenómeno son el aluminio [2] (estudiado en este trabajo) o el FeSe, que cuando se fabrica en forma de filme puede mostrar temperaturas críticas mayores de 100 K [3], en contraposición al valor registrado para muestras *bulk*, de aproximadamente 15 K.

Los materiales que se estudian en este trabajo son capas delgadas de superconductores metálicos de baja temperatura crítica y superconductores de alta T_c basados en hierro intrínsecamente nanoestructurados. El interés de los superconductores metálicos de baja T_c reside en sus posibles aplicaciones en dispositivos de interferencia cuántica, como los SQUID (*Superconducting QUantum Interference Devices*) [1], de utilidad en el desarrollo de dispositivos lógicos cuánticos [4–11]. Por su parte, los superconductores basados en hierro (*Iron-Based Superconductors*, IBS por sus siglas en inglés) han suscitado un gran interés desde su descubrimiento

[12, 13], y como consecuencia se han originado nuevas líneas de investigación centradas en sus diversas características [14–19]. Además de su interés básico en relación al mecanismo de su superconductividad (posiblemente similar al de los cupratos de alta T_c), los IBS son también interesantes debido a que sus corrientes críticas son cuasi-isotrópicas comparadas con las observadas en cupratos y a que sus campos críticos superiores son elevados en relación a los obtenidos en superconductores de baja temperatura crítica [20–22]. Estas propiedades hacen de los IBS sistemas con gran potencial para aplicaciones de transporte de energía eléctrica [23]. El estudio de su anisotropía y dimensionalidad, y de su dependencia con el nivel de dopaje, es fundamental para la utilización práctica de estos materiales.

Los efectos de dimensionalidad reducida se estudian en este trabajo a través de su influencia en la conductividad eléctrica y la magnetización inducidas por fluctuaciones superconductoras ($\Delta\sigma$ y ΔM , respectivamente) [1]. Estos efectos son extremadamente sensibles a la dimensionalidad del sistema tanto en su amplitud como en su dependencia funcional. En particular, es bien conocido que la dependencia de estos observables con la temperatura reducida ($\varepsilon \equiv \ln(T/T_c)$) sigue una ley de potencias, estando el exponente directamente relacionado con la dimensionalidad del sistema (por ejemplo, en muestras 3D se encuentra un valor $-1/2$ mientras que en materiales bidimensionales este valor cambia a -1) [24]. Los efectos de fluctuaciones son también una poderosa herramienta para determinar parámetros superconductores fundamentales como las longitudes de coherencia o los campos magnéticos críticos [1, 25], y son sensibles incluso a la estructura electrónica multibanda [26–28]. Es por ello que estos efectos se han utilizado recientemente en diversos trabajos para la caracterización de las propiedades de los superconductores basados en hierro a través de observables como la conductividad eléctrica, magnetización o calor específico [20, 29–49].

Esta tesis se estructura de la siguiente forma: en el capítulo 2 se presenta el marco teórico en el que se desarrollan las expresiones que utilizaremos para analizar nuestras medidas. Explicaremos cómo extender el rango de aplicabilidad de los resultados clásicos para $\Delta\sigma$ y ΔM a la región de altas temperaturas y campos magnéticos reducidos mediante la introducción de un *cutoff* en la energía total de los pares de Cooper fluctuantes. En el capítulo 3 se estudia el comportamiento de las fluctuaciones superconductoras en un superconductor basado en hierro, el $(\text{Ca, La})(\text{Fe, Ni})\text{As}_2$, en función del nivel de dopaje de La a través de medidas de $\Delta\sigma$ y de ΔM . En el capítulo 4 estudiamos efectos de

baja dimensionalidad en películas delgadas desordenadas de aluminio. Por último, en el capítulo 5 se presentan las conclusiones generales de la tesis.





Capítulo 2

Aspectos teóricos

En este capítulo presentamos los fundamentos teóricos, basados en la teoría de Ginzburg-Landau (GL), que conducen a las expresiones que utilizaremos para analizar nuestros resultados experimentales con el fin de extraer información acerca de las características superconductoras de las muestras estudiadas.

En esta tesis, las fluctuaciones superconductoras se utilizan con el fin de determinar parámetros relevantes de muestras de superconductores basados en hierro (IBS) y de filmes de aluminio granular, atendiendo especialmente a las fluctuaciones en la conductividad eléctrica (o paraconductividad, $\Delta\sigma$). Existen dos contribuciones principales a este observable. En primer lugar, la contribución directa (Aslamazov-Larkin, AL) es debida a la aceleración de los pares superconductores creados por encima de la temperatura crítica, T_c [50]. Dichos pares de Cooper asociados a las fluctuaciones decaen eventualmente en pares de cuasipartículas, los cuales pueden volver a formar pares de Cooper o ser acelerados durante su tiempo de vida hasta que disipan toda su energía. Este segundo proceso, denominado Maki-Thompson (MT) [51–53] en honor a los investigadores que lo discutieron originalmente, contribuye de modo indirecto a incrementar la conductividad de los portadores normales, y su peso en el exceso de conductividad inducido por fluctuaciones puede ser comparable, o incluso mayor, que el término AL [1, 24]. Sin embargo, en el caso de los superconductores de alta temperatura se ha demostrado que este observable puede ser explicado exclusivamente en términos de la contribución directa [29, 49, 54–57]. Esto ha sido atribuido a la simetría del acoplo de los pares de Cooper (de tipo d, en contraposición al tipo s de los superconductores de tipo s), que podría anular la contribución de MT [58, 59]. Nuestros resultados en IBS

han demostrado que estos efectos indirectos están también ausentes en la conductividad inducida por fluctuaciones en estos nuevos superconductores [56]. No obstante, será necesario tenerlos en cuenta en nuestro análisis de películas de aluminio granular.

La organización de este capítulo es la siguiente: comenzaremos con una breve introducción a la teoría fenomenológica de la superconductividad formulada por Ginzburg y Landau [60], resaltando sus aproximaciones básicas y limitaciones asociadas. En particular, nos centraremos en las dificultades que presenta la teoría GL a altas temperaturas reducidas y campos magnéticos reducidos (aproximadamente para $\varepsilon \geq 0.1$ y $h \geq 0.1$ respectivamente) debido a la sobrestimación que esta aproximación teórica realiza de la contribución de las fluctuaciones más energéticas [1, 24, 54–57, 61–71]. Estos problemas pueden solventarse mediante la introducción de un corte (*cutoff*) sobre la energía total máxima de las fluctuaciones [54, 62, 63], cuyo fundamento también discutiremos. A continuación, presentaremos los cálculos de las contribuciones AL y MT a la paraconductividad en todos los casos dimensionales conocidos con y sin *cutoff*. En primer lugar obtendremos la ecuación para la contribución directa, $\Delta\sigma_{AL}$, en el escenario 2D, esto es, en sistemas en los que el espesor de la muestra es mucho menor que la longitud de coherencia del material, de tal forma que el espectro de fluctuaciones en esa dirección (que asociamos con el eje z) se ve frustrado. Acto seguido explicaremos como hacer la extensión a dimensionalidades superiores para, en primer lugar, estudiar el caso laminar (Lawrence-Doniach, LD), que se aplica a sistemas formados por planos superconductores 2D apilados y acoplados por efecto Josephson. A continuación, obtendremos las expresiones AL en el caso 3D (donde las dimensiones espaciales de la muestra son mucho mayores que la longitud de coherencia en todas las direcciones y, por tanto, la función de onda oscila a lo largo de todas ellas) y en el caso intermedio 2D-3D (donde la longitud de coherencia del material compite con el espesor de la muestra). Después, siguiendo el mismo orden, describiremos los cálculos de la contribución indirecta MT para los diferentes casos dimensionales. Por último resumiremos las expresiones para la magnetización inducida por fluctuaciones para sistema laminares.

Parte de los resultados resumidos en este capítulos fueron ya presentados con anterioridad [24, 29, 53, 56]. No obstante, debido a las características de alguna de las muestras de aluminio granular, para analizar las medidas realizadas hemos extendido, y se presentan por primera vez en este trabajo, los cálculos de $\Delta\sigma_{AL}$ en presencia de campo magnético y con

cutoff en energía total al escenario de dimensionalidad intermedia 2D-3D. Además, y motivados por la necesidad de incluir la contribución indirecta MT a la conductividad eléctrica en este material [24, 72–74], también se calculan por primera vez en esta tesis las expresiones de $\Delta\sigma_{MT}$ con cutoff en energía total para todos los casos dimensionales (salvo 1D y 0D) con y sin campo magnético aplicado. Ello nos permite extender nuestros análisis de $\Delta\sigma$ en estas muestras a la región de altas temperaturas reducidas y campos magnéticos reducidos.

2.1. Introducción a la teoría de Ginzburg y Landau (GL)

En 1950, Ginzburg y Landau (GL) formularon su teoría fenomenológica de la superconductividad basándose en dos hipótesis muy generales [60]: i) El funcional de energía libre, F , puede ser expandido en potencias del parámetro de orden (ψ) y de su derivada espacial ($\nabla\psi$) y ii) la identificación de dicho parámetro de orden con la densidad de portadores superconductores. Teniendo en cuenta estas consideraciones es posible escribir el funcional GL de un superconductor isotrópico 3D (relativo a la energía libre del estado normal) en ausencia de campo magnético (es decir, para $\mu_0 H = 0$ T) de la forma [1, 24, 75]

$$\Delta F[\psi] = F[\psi] - F_N = \int d^3\vec{r} \{ \alpha_0 \varepsilon |\psi|^2 + \alpha_0 \xi^2(0) |\nabla\psi|^2 \}. \quad (2.1)$$

En esta ecuación $\varepsilon \equiv \ln(T/T_c)$ es la temperatura reducida y α_0 es la denominada constante de normalización GL, que se puede relacionar con la longitud de coherencia de Ginzburg-Landau $\xi(0)$ a través de [1, 24]

$$\alpha_0 = \frac{\hbar^2}{2m^* \xi^2(0)},$$

donde \hbar el constante de Planck reducida y m^* es la masa efectiva de los pares de Cooper. Nótese que la ecuación (2.1) está escrita dentro de la denominada aproximación Gaussiana (Gaussian Ginzburg-Landau, GGL), que consiste en despreciar los términos de orden mayor a 2 tanto en $|\psi|$ como en $|\nabla\psi|$.

Llegados a este punto resulta conveniente realizar una expansión de la función de onda en serie de Fourier:

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}} \psi_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}},$$

siendo $\psi_{\mathbf{q}}$ el modo de fluctuación superconductor con vector de onda \mathbf{q} . Insertando esta expansión en la ecuación (2.1), y teniendo en cuenta que el conjunto de ondas planas que conforman la expansión en serie de Fourier son funciones ortogonales, se obtiene que

$$\Delta F = V \sum_{\mathbf{q}} E_{\mathbf{q}} |\psi_{\mathbf{q}}|^2, \quad (2.2)$$

donde $E_{\mathbf{q}}$ representa la energía asociada al modo de fluctuaciones con vector de onda \mathbf{q} y V es el volumen del material. Asumiendo que la longitud de coherencia se puede expresar en función de la temperatura reducida a través de la expresión convencional GL, $\xi(\varepsilon) = \xi(0)\varepsilon^{-1/2}$ (donde $\xi(0)$ representa la amplitud de la longitud de coherencia GL), $E_{\mathbf{q}}$ puede reescribirse como [1]

$$E_{\mathbf{q}} = \frac{\hbar^2 \mathbf{q}^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2}{2m^* \xi^2(\varepsilon)} = \alpha_0 \epsilon_{\mathbf{q}}, \quad (2.3)$$

donde

$$\epsilon_{\mathbf{q}} = \varepsilon + \xi^2(0) \mathbf{q}^2 \quad (2.4)$$

contiene la dependencia de la energía del modo fluctuante de momento \mathbf{q} con la temperatura. La ecuación (2.2) nos indica que la energía libre se puede expresar como una simple suma de la energía de cada modo \mathbf{q} , $E_{\mathbf{q}}$, multiplicada por la concentración de portadores superconductores asociados a dicho modo, $|\psi_{\mathbf{q}}|^2$. A su vez, la ecuación (2.3) muestra que la energía de cada modo se compone de dos contribuciones. El primer término puede identificarse fácilmente con la energía cinética de los pares de Cooper inducidos por fluctuaciones sin más que considerar que el vector de onda \mathbf{q} coincide con su momento. Para entender el origen del segundo término basta con aplicar el principio de indeterminación de Heisenberg, $\Delta x \Delta p \sim \hbar$. A continuación, tomando $\Delta x = \xi(\varepsilon)$ y $\Delta p = \sqrt{2m^* \Delta E}$ encontramos que un par de Cooper tiene asociada una energía de confinamiento en $\xi(\varepsilon)$ dada por $\hbar^2/2m^* \xi^2(\varepsilon)$, que coincide con el segundo sumando de $E_{\mathbf{q}}$.

Debido a su simplicidad, la teoría GL presenta una serie de limitaciones cuando se aplica al estudio de las fluctuaciones por encima de la transición. El límite de validez más popular viene dado por el criterio de Levanyuk-Ginzburg, que establece un límite a la temperatura mínima a la que nos

podemos acercar a T_c [76, 77]: por debajo de cierto valor, $T_{LG} > T_c$, las fluctuaciones térmicas asociadas a la transición se vuelven tan importantes que ya no es válido realizar una expansión en serie de potencias de F en la amplitud de ψ .

Algo similar ocurre cuando el espectro de fluctuaciones está dominado por aquellas cuya variación espacial es del orden o menor que $\xi(0)$. Dichas fluctuaciones no verifican la condición de variación espacial lenta que está implícita en la expansión de F en potencias de $\nabla\psi$ [1, 24, 60]. Como hemos indicado anteriormente, esto sucede a altas temperaturas reducidas o campos magnéticos reducidos altos (aproximadamente para $\varepsilon \geq 0.1$ y $h \geq 0.1$ respectivamente), una región del espacio de fases denominada *régimen de fluctuaciones de corta longitud de onda*. Los primeros intentos para superar las dificultades de la teoría GL en este régimen de fluctuaciones se basaron en la introducción del llamado *cutoff en momento* [78–82]. Esta aproximación considera que las fluctuaciones que no verifican la hipótesis de variación espacial lenta, es decir, aquellas con vector de onda \mathbf{q} tal que $q \sim \xi^{-1}(0)$, son tan energéticamente desfavorables que su contribución puede ser suprimida del modelo. En ausencia de campo magnético externo ello implica que debe aplicarse la siguiente condición sobre los vectores de onda de las fluctuaciones:

$$\mathbf{q}^2 \leq c\xi^{-2}(0), \quad (2.5)$$

donde c es una constante del orden de la unidad. Sin embargo, el corte en momento no tiene en cuenta un aspecto básico que debería estar incluido en cualquier descripción de la superconductividad: la longitud de coherencia superconductor no puede ser en ningún caso inferior al tamaño mínimo de un par de Cooper, dado por la longitud de coherencia de la teoría BCS (cuyo nombre se debe a las iniciales de John Bardeen, Leon Cooper y John Robert Schrieffer, quienes la idearon), ξ_0 . Dicha longitud de coherencia coincide además con la longitud de coherencia superconductor a $T = 0$ K [83]. Por tanto, para cualquier temperatura por encima de T_c se debe de cumplir que [54, 61–63]

$$\xi(T) \geq \xi_0.$$

¿Qué consecuencias tiene esta restricción sobre el comportamiento de los pares de Cooper fluctuantes? En primer lugar, es evidente que esta ecuación limita la energía de confinamiento de dichos pares a ser siempre inferior a la correspondiente a $T = 0$ K. A temperaturas finitas las interacciones coherentes deben compensar tanto la energía de confinamiento de los pares

de Cooper como su energía cinética asociada a la agitación térmica. Como consecuencia, el cutoff debe de aplicarse sobre la energía total de las fluctuaciones mediante [54, 61–63]

$$\xi^{-2}(\varepsilon) + \mathbf{q}^2 \leq \xi_0^{-2}.$$

No obstante, para introducir este cutoff en energía total en las aproximaciones GL es preferible expresarlo únicamente en términos de la longitud de coherencia de Ginzburg-Landau. Esto puede hacerse introduciendo una amplitud de cutoff c que se corresponde con la temperatura reducida para la que dicha longitud de coherencia GL coincide con ξ_0 , esto es,

$$\xi(c) = \xi_0 \rightarrow c\xi^{-2}(0) = \xi_0^{-2},$$

y equivale a la temperatura reducida máxima a la que pueden existir fluctuaciones superconductoras. Finalmente, el cutoff en energía total se expresa como [54, 61–63]

$$\mathbf{q}^2 \leq \xi(0)^{-2}(c - \varepsilon). \quad (2.6)$$

2.2. Contribución directa a la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones superconductoras: término de Aslamazov-Larkin (AL)

Comenzamos por presentar las expresiones para la contribución directa a la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones en los diferentes casos dimensionales. En el marco de la aproximación GGL la paraconductividad $\Delta\sigma$ debería verificar [1]

$$\Delta\sigma_{AL} \propto \sum_{\mathbf{q}} \langle |\psi_{\mathbf{q}}|^2 \rangle \tau_{\mathbf{q}}. \quad (2.7)$$

En esta ecuación $\langle |\psi_{\mathbf{q}}|^2 \rangle$ se corresponde con el promedio térmico de la amplitud al cuadrado del modo fluctuante con vector de onda \mathbf{q} , y representa la densidad de pares de Cooper con ese momento. Esta cantidad viene determinada por el cociente entre la energía térmica de activación $k_B T$ y la energía total del modo, definida en la ecuación (2.3) [1, 24]:

$$n_s(\mathbf{q}, \varepsilon) = \langle |\psi_{\mathbf{q}}|^2 \rangle = \frac{k_B T}{E_{\mathbf{q}}} = \frac{2m^* \xi^2(0)}{\hbar^2} \frac{k_B T}{\varepsilon + \xi^2(0) \mathbf{q}^2}, \quad (2.8)$$

donde asumimos $k_B T \approx k_B T_c$ en las proximidades de T_c . Por su parte, el parámetro $\tau_{\mathbf{q}}$ es el tiempo de relajación de cada modo fluctuante y viene dado por [1, 24, 84, 85]

$$\tau_s(\mathbf{q}, \varepsilon) = \frac{\tau_0(0)}{\varepsilon + \xi^2(0) \mathbf{q}^2} = \frac{\pi \hbar}{8k_B T \epsilon_{\mathbf{q}}}, \quad (2.9)$$

donde

$$\tau_0(0) = \frac{\pi \hbar}{8k_B T_c} \quad (2.10)$$

es el tiempo de relajación de los pares de Cooper a $T = 0$ K [1, 24, 84, 85]. La combinación de las ecuaciones (2.7)-(2.9) implica que debería verificarse que

$$\Delta\sigma_{AL} \propto \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\epsilon_{\mathbf{q}}^2},$$

con $\epsilon_{\mathbf{q}}$ dado por la ecuación (2.4). Un cálculo más riguroso muestra que, en efecto, [29]

$$\Delta\sigma_{AL} = \frac{\pi e^2 \xi^2(0)}{4V \hbar} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\epsilon_{\mathbf{q}}^2}. \quad (2.11)$$

2.2.1. Sistemas bidimensionales (2D)

Caso 2D en ausencia de campo

En este apartado vamos a calcular las expresiones para $\Delta\sigma_{AL}$ en el caso 2D, considerando en primer lugar la ausencia de campo magnético. El punto de partida es la ecuación (2.11), que es una expresión general válida tanto para casos 2D como 3D. Para superconductores bidimensionales tenemos que tener en cuenta que el espectro de fluctuaciones en la dirección z se frustra debido a que el espesor del material, d , es mucho menor que la amplitud de la longitud de coherencia asociada a dicha dirección ($\xi_c(0)$, si asociamos la dirección espacial z con la cristalográfica c), y por tanto tomamos $q_z = 0$ en el sumatorio de (2.11), lo que implica que $\mathbf{q}^2 = q_x^2 + q_y^2$. Hacemos el paso al continuo mediante la transformación

$$\sum_{\mathbf{q}} \rightarrow \frac{S}{(2\pi)^2} \iint dq_x dq_y, \quad (2.12)$$

donde $S/(2\pi)^2$ (siendo S la superficie de la muestra) representa el número de estados por unidad de volumen en el espacio de fases (k_x, k_y) . De esta forma obtenemos,

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D} = \frac{\pi e^2 \xi^2(0)}{4V\hbar} \frac{S}{(2\pi)^2} \iint dq_x dq_y \frac{1}{[\varepsilon + \xi^2(0)(q_x^2 + q_y^2)]^2}. \quad (2.13)$$

Para las componentes en el plano xy recurrimos a coordenadas polares,

$$q_x^2 + q_y^2 = q_{xy}^2 \quad (2.14)$$

y

$$\iint dq_x dq_y = 2\pi \int dq_{xy} q_{xy}. \quad (2.15)$$

Al aplicar estas consideraciones sobre la ecuación (2.13) obtenemos el siguiente resultado intermedio,

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D} = \frac{e^2 \xi^2(0)}{8\hbar d} \int dq_{xy} \frac{q_{xy}}{[\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2]^2}. \quad (2.16)$$

En el caso sin cutoff, la integral anterior se realiza desde 0 hasta ∞ y el resultado final es la bien conocida expresión de Aslamazov-Larkin [1, 24, 50]

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}. \quad (2.17)$$

En contraste, bajo la condición de cutoff en energía total, la integral sobre q_{xy} en la ecuación (2.16) queda restringida a valores $|q_{xy}| \leq \sqrt{c - \varepsilon}/\xi(0)$ [54, 55, 62–65]. Teniendo esto en cuenta, podemos obtener la expresión 2D con cutoff a partir de,

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D} = \frac{e^2 \xi^2(0)}{8\hbar d} \int_0^{\sqrt{c - \varepsilon}/\xi(0)} dq_{xy} \frac{q_{xy}}{[\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2]^2}.$$

El resultado final es [57],

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{16\hbar d} \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{c} \right), \quad (2.18)$$

que se reduce a (2.17) en el límite $\varepsilon \ll c$.

Caso 2D con campo

Si se aplica un campo magnético H en la dirección z , el espectro de fluctuaciones en el plano xy se vuelve equivalente al de una partícula cargada bajo la influencia de un campo magnético [75, 86, 87]. Por tanto, en la ecuación (2.16) debemos reemplazar

$$q_{xy}^2 \rightarrow \frac{2e\mu_0 H}{\hbar} (2n + 1), \quad (2.19)$$

donde $n = 0, 1, 2, \dots$ es el índice de los niveles de Landau y μ_0 la permeabilidad magnética del vacío. Como consecuencia, la integral en q_{xy} se transforma en una suma sobre n a través de

$$\frac{1}{2\pi} \int dq_{xy} q_{xy} \rightarrow \sum_n. \quad (2.20)$$

Además, debemos incluir el factor de degeneración de Landau, que tiene en cuenta el número de autofunciones que poseen la misma energía (es decir, el mismo nivel de Landau), dado por $\frac{\mu_0 H}{\phi_0}$, donde ϕ_0 es el cuanto de flujo magnético [87]. Aplicando estas transformaciones a la ecuación (2.16) se obtiene la expresión resultante para $\Delta\sigma$ en sistemas bidimensionales bajo el efecto de un campo magnético perpendicular

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D} = \frac{e^2 h}{8\hbar d} \sum_{n=0}^{\infty} [\varepsilon + h(2n + 1)]^{-2}, \quad (2.21)$$

siendo $h = H/H_{c2}(0)$ es el campo magnético reducido y $\mu_0 H_{c2}(0) = \phi_0/2\pi\xi^2(0)$ el campo magnético crítico superior linealmente extrapolado a $T = 0$ K. Haciendo la suma hasta ∞ encontramos el resultado final sin cutoff para superconductores 2D [57],

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, h) = \frac{e^2}{32\hbar d} \frac{1}{h} \psi^1\left(\frac{\varepsilon + h}{2h}\right), \quad (2.22)$$

donde $\psi^1(x)$ es la función poligamma de orden uno.

Para obtener la ecuación de la conductividad inducida por fluctuaciones en presencia de campo magnético y cutoff partimos nuevamente de la ecuación (2.21), pero en lugar de sumar hasta infinito, cortamos la suma en $n_{max} = \frac{c-\varepsilon}{2h} - 1$ [29, 56, 66]. El resultado final es [57],

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, h, c) = \frac{e^2}{32\hbar d} \frac{1}{h} \left[\psi^1\left(\frac{\varepsilon + h}{2h}\right) - \psi^1\left(\frac{c + h}{2h}\right) \right]. \quad (2.23)$$

En el límite de campo débil ($h \ll \varepsilon, c$) se recuperan las expresiones en ausencia de campo magnético. Además, para $c \gg h, \varepsilon$ volvemos a obtener las expresiones independientes del cutoff, ecuaciones (2.17) y (2.22).

2.2.2. Sistemas laminares: planos bidimensionales acoplados por efecto Josephson

Las ecuaciones (2.17), (2.18), (2.22) y (2.23) son también válidas en el caso de superconductores laminares en el límite 2D si cambiamos el espesor de la película, d , por la distancia entre planos superconductores adyacentes, s/N , siendo por lo tanto la condición de aplicabilidad $s/N \ll \xi_c(0)$. Sin embargo, tal y como demostraron Lawrence y Doniach (LD) [88], cuando $\xi_c(0) \sim s/N$ se puede producir un comportamiento intermedio 2D-3D en las fluctuaciones superconductoras en estos materiales laminares. La forma más simple de extender los cálculos GGL a este escenario es la propuesta hecha por Hikami y Larkin [89], cuando estudiaban la conductividad inducida por fluctuaciones sin cutoff en el marco del funcional Tsuzuki-Lawrence-Doniach para superconductores monolaminares (esto es, $N = 1$) [88, 90]. Hikami y Larkin demostraron que todas las aproximaciones GGL para diferentes dimensionalidades tienen el mismo espectro de fluctuaciones en el plano, y solo difieren en el espectro de fluctuaciones fuera del plano. Por consiguiente, en el caso sin cutoff, las expresiones 2D para cualquier observable inducido por fluctuaciones pueden extenderse a dimensionalidades superiores por medio de las sustituciones [89]

$$\frac{2\pi}{d} \rightarrow \int dq_z \quad (2.24)$$

y

$$\varepsilon \rightarrow \varepsilon + \omega_{q_z} \quad (2.25)$$

donde ω_{q_z} es el espectro de fluctuaciones fuera del plano para el caso dimensional correspondiente. En el caso con cutoff, nuestros trabajos anteriores muestran que, además de las transformaciones dadas por las ecuaciones (2.24) y (2.25), para extender resultados 2D a dimensionalidades superiores se ha de realizar la transformación siguiente sobre la constante de cutoff [29, 56]:

$$c \rightarrow c + \omega_{q_z}. \quad (2.26)$$

Caso LD sin campo

Partimos de la expresión 2D en ausencia de campo y sin cutoff, ecuación (2.17),

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1}.$$

En el escenario LD monolaminar, el espectro de fluctuaciones fuera del plano viene dado por [88–90]

$$\omega_{q_z}^{LD} = \frac{B_{LD}}{2} [1 - \cos(q_z s)], \quad (2.27)$$

donde $B_{LD} \equiv [2\xi_c(0)/s]^2$ es el denominado parámetro de Lawrence-Doniach, que controla la dimensionalidad de las fluctuaciones. Además, debido a la estructura laminar del material, el momento de las fluctuaciones fuera del plano se ve limitado a valores $|q_z| \leq \pi/s$. Aplicando las transformaciones (2.24) y (2.25) llegamos a

$$\Delta\sigma_{AL}^{LD}(\varepsilon) = \frac{e^2}{32\hbar\pi} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \left[\varepsilon + \frac{B_{LD}}{2} [1 - \cos(q_z s)] \right]^{-1},$$

y realizando la integral se obtiene la bien conocida expresión tipo AL para la paraconductividad en el escenario LD [88]:

$$\Delta\sigma_{AL}^{LD}(\varepsilon) = \frac{e^2}{16\hbar s} \frac{1}{\varepsilon} \left(1 + \frac{B_{LD}}{\varepsilon} \right)^{-1/2}. \quad (2.28)$$

Para obtener la expresión de la paraconductividad LD bajo la condición de cutoff en energía total supondremos que el cutoff debido a la estructura laminar, $|q_z| \leq \pi/s$, es más restrictivo que el cutoff en energía total asociado a esa dirección del espectro, $|q_z| \leq \sqrt{c - \varepsilon}/\xi_c(0)$. Esto podría no verificarse a temperaturas lo suficientemente elevadas para cumplir la condición $\sqrt{c - \varepsilon} \leq \pi\xi_c(0)/s$. No obstante, en los superconductores laminares estudiados hasta la fecha [54, 56, 57, 61] los correspondientes valores de $\xi_c(0)$ y s permiten realizar esta aproximación en la práctica totalidad del rango de temperaturas estudiado. Aplicamos las transformaciones (2.24)-(2.26) sobre la expresión $\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, c)$, ecuación (2.18), para obtener

$$\Delta\sigma_{AL}^{LD}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{32\hbar\pi} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \left[\frac{1}{\varepsilon + \omega_{q_z}^{LD}} - \frac{1}{c + \omega_{q_z}^{LD}} \right].$$

El resultado final es [56, 57]

$$\Delta\sigma_{AL}^{LD}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{16\hbar s} \left[\frac{1}{\varepsilon} \left(1 + \frac{B_{LD}}{\varepsilon} \right)^{-1/2} - \frac{1}{c} \left(1 + \frac{B_{LD}}{c} \right)^{-1/2} \right], \quad (2.29)$$

que se reduce a (2.28) en el límite $c \gg \varepsilon$.

Caso LD con campo

En este caso vamos a comenzar calculando la expresión con cutoff. Para ello aplicaremos las transformaciones (2.24)-(2.26) a la expresión para $\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, h, c)$, dada por la ecuación (2.23), de tal forma que obtenemos [56, 57]

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{AL}^{LD}(\varepsilon, h, c) &= \frac{e^2}{64\pi\hbar} \frac{1}{h} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \left[\psi^1 \left(\frac{\varepsilon + h + \omega_{q_z}^{LD}}{2h} \right) \right. \\ &\quad \left. - \psi^1 \left(\frac{c + h + \omega_{q_z}^{LD}}{2h} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.30)$$

A partir de esta ecuación podemos obtener todos los límites asintóticos. En particular, en el límite sin cutoff ($c \gg \varepsilon, h$), teniendo en cuenta que $\lim_{x \rightarrow \infty} \psi^1(x) = 0$, obtenemos [57]

$$\Delta\sigma_{AL}^{LD}(\varepsilon, h) = \frac{e^2}{64\pi\hbar} \frac{1}{h} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \psi^1 \left(\frac{\varepsilon + h + \omega_{q_z}^{LD}}{2h} \right), \quad (2.31)$$

para la paraconductividad 2D sin cutoff en presencia de campo magnético. En el límite de campo nulo ($h \ll \varepsilon, c$) se recupera la expresión (2.29). Asimismo, a partir de la ecuación (2.31) se recupera la expresión (2.28) en el límite $h \ll \varepsilon$.

2.2.3. Sistemas tridimensionales (3D)

Caso 3D en ausencia de campo

Por simplicidad, comenzamos por determinar en primer lugar la expresión 3D bajo la condición de cutoff en energía total y a continuación obtendremos la expresión sin cutoff como límite asintótico. El punto de partida es la expresión para $\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, c)$, ecuación (2.18), a la que aplicamos

las transformaciones (2.24)-(2.26), pero teniendo en cuenta que ahora el espectro de fluctuaciones en la dirección z viene dado por [29]

$$\omega_{q_z}^{3D} = \xi_c^2(0)q_z^2. \quad (2.32)$$

El resultado es,

$$\Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{32\hbar\pi} \int_{-\sqrt{c-\varepsilon}/\xi_c(0)}^{\sqrt{c-\varepsilon}/\xi_c(0)} dq_z \left(\frac{1}{\varepsilon + \xi_c^2(0)q_z^2} - \frac{1}{c + \xi_c^2(0)q_z^2} \right),$$

donde los límites de integración se derivan de la ecuación (2.6). Realizando la integral encontramos el siguiente resultado [29],

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon, c) &= \frac{e^2}{16\hbar\pi\xi_c(0)} \left(\frac{\arctan(\sqrt{c-\varepsilon/\varepsilon})}{\sqrt{\varepsilon}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\arctan(\sqrt{c-\varepsilon/c})}{\sqrt{c}} \right). \end{aligned} \quad (2.33)$$

Como hemos anticipado, podemos obtener el resultado para $\Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon)$ tomando el límite $c \gg \varepsilon$ en la expresión anterior,

$$\Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)} \varepsilon^{-1/2}, \quad (2.34)$$

que como era de esperar coincide con el resultado clásico presentado en [24].

Caso 3D con campo

Al igual que en el escenario LD con campo, vamos a partir directamente de la expresión 2D en presencia de campo y con cutoff en energía total, ecuación (2.23), y aplicamos sobre ella las transformaciones (2.24)-(2.26) adaptadas al caso 3D para obtener

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon, h, c) &= \frac{e^2}{64\pi\hbar} \frac{1}{h} \int_{-\sqrt{c-\varepsilon}/\xi_c(0)}^{\sqrt{c-\varepsilon}/\xi_c(0)} dq_z \left[\psi^1 \left(\frac{\varepsilon + h + \xi_c^2(0)q_z^2}{2h} \right) \right. \\ &\quad \left. - \psi^1 \left(\frac{c + h + \xi_c^2(0)q_z^2}{2h} \right) \right]. \end{aligned}$$

Haciendo el cambio de variable $x^2 = \xi_c^2(0)q_z^2/2h$ llegamos a la expresión final para $\Delta\sigma$ en el caso 3D en presencia de campo magnético y bajo la condición de cutoff en energía total [29],

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon, h, c) &= \frac{e^2}{32\hbar\pi\xi_c(0)} \sqrt{\frac{2}{h}} \int_0^{\sqrt{\frac{c-\varepsilon}{2h}}} dx \left[\psi^1 \left(\frac{\varepsilon+h}{2h} + x^2 \right) \right. \\ &\quad \left. - \psi^1 \left(\frac{c+h}{2h} + x^2 \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.35)$$

En el límite $c \gg \varepsilon, h$ obtenemos la expresión independiente de cutoff [29],

$$\Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon, h) = \frac{e^2}{32\hbar\pi\xi_c(0)} \sqrt{\frac{2}{h}} \int_0^\infty dx \psi^1 \left(\frac{\varepsilon+h}{2h} + x^2 \right). \quad (2.36)$$

Por otra parte, como era de esperar en el límite de campo nulo ($h \ll \varepsilon, c$), las ecuaciones (2.35) y (2.36) se reducen a sus correspondientes límites asintóticos dados por (2.33) y (2.34).

2.2.4. Sistemas con dimensionalidad intermedia 2D-3D

Al realizar los análisis de los filmes de aluminio granular hemos comprobado que algunas muestras no se pueden encuadrar en el caso 2D ni en el 3D debido a la relación $d/\xi_c(0)$ que existe entre el espesor y su longitud de coherencia. Por este motivo, hemos tenido que adaptar al caso con cutoff el procedimiento establecido por Thompson [53] para el cálculo de observables inducidos por fluctuaciones en muestras con una dimensionalidad intermedia 2D-3D. Este procedimiento es similar al aplicado en la extensión de las expresiones 2D a los casos LD y 3D, pero con algunas sutilezas. La primera de ellas es que el momento de las fluctuaciones en la dirección perpendicular al plano no puede tomar cualquier valor como en el caso 3D, sino que, debido a las limitaciones de la muestra, se cuantiza de modo análogo al de una partícula en un pozo de potencial infinito, esto es, $q_z = n\pi/d$. Por consiguiente, el espectro de fluctuaciones en la dirección z vendrá dado por [53]

$$\omega_{q_z}^{2D-3D} = \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2. \quad (2.37)$$

El segundo matiz a tener en cuenta es que ahora, al ser el espectro discreto, el promedio a lo largo de esa dirección se realiza mediante una suma sobre

n y no a través de una integral. Por tanto, la transformación (2.24) no se aplica en este caso. Basta con aplicar las transformaciones (2.25), (2.26) y (2.37) sobre las expresiones 2D, y realizar la suma en n para obtener el resultado deseado.

Caso 2D-3D sin campo

En primer lugar vamos a recuperar la expresión correspondiente al caso sin campo ni cutoff ya presentada en la referencia [53]. El punto de partida es la paraconductividad AL en el caso 2D, descrita por la ecuación (2.17), sobre la que realizamos las transformaciones (2.25) y (2.37) para obtener

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{16\hbar d} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\varepsilon + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}.$$

Realizando la suma hasta infinito obtenemos el resultado final

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)\sqrt{\varepsilon}} \left[\frac{\xi_c(0)}{d\sqrt{\varepsilon}} + \coth\left(\frac{d\sqrt{\varepsilon}}{\xi_c(0)}\right) \right], \quad (2.38)$$

que coincide con la ecuación 17 de la referencia [53]. La ecuación anterior interpola perfectamente entre los casos 2D y 3D cuando la relación $d/\xi_c(0)$ se adapta a cada dimensionalidad, como comprobamos a continuación:

a) Caso 2D: $d \ll \xi_c(0) \rightarrow x = d/\xi_c(0) \rightarrow 0$. En este caso tenemos que $\coth(x) \rightarrow 1/x$ y por tanto,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon) &= \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)\sqrt{\varepsilon}} \left[\frac{\xi_c(0)}{d\sqrt{\varepsilon}} + \coth\left(\frac{d\sqrt{\varepsilon}}{\xi_c(0)}\right) \right] \\ &\rightarrow \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)\sqrt{\varepsilon}} \left(\frac{\xi_c(0)}{d\sqrt{\varepsilon}} + \frac{\xi_c(0)}{d\sqrt{\varepsilon}} \right) \\ &= \frac{e^2}{16\hbar d\varepsilon} \equiv \Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon). \end{aligned}$$

b) Caso 3D: $d \gg \xi_c(0) \rightarrow x = d/\xi_c(0) \rightarrow \infty$. Ahora se cumple que $\coth(x) \rightarrow 1$ y $\xi_c(0)/d \rightarrow 0$. Consecuentemente,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon) &= \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)\sqrt{\varepsilon}} \left[\frac{\xi_c(0)}{d\sqrt{\varepsilon}} + \coth\left(\frac{d\sqrt{\varepsilon}}{\xi_c(0)}\right) \right] \\ &\rightarrow \frac{e^2}{32\hbar\xi_c(0)\sqrt{\varepsilon}} (0 + 1) \equiv \Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon). \end{aligned}$$

Para obtener la expresión con cutoff en energía total el procedimiento es similar. Tomamos la expresión $\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, c)$, ecuación (2.18), y aplicamos las transformaciones (2.25), (2.26) y (2.37). Además, para tener en cuenta el cutoff en la dirección z , tenemos que cortar la suma en $n_{max} = d\sqrt{c - \varepsilon}/\pi\xi_c(0)$ (se obtiene a partir de $q_z^{max} = \sqrt{c - \varepsilon}/\xi_c(0)$), de tal forma que obtenemos

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{16\hbar d} \sum_{n=0}^{n_{max}} \left[\frac{1}{\varepsilon + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2} - \frac{1}{c + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2} \right].$$

La suma se puede expresar de forma analítica en función de poligammas complejas de la siguiente forma,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon, c) &= \frac{e^2}{16\hbar d} \left\{ \frac{1}{2\varepsilon} \left[1 + \frac{d\sqrt{\varepsilon}}{\xi_c(0)} \coth \left(\frac{d\sqrt{\varepsilon}}{\xi_c(0)} \right) \right] \right. \\ &\quad - \frac{1}{2c} \left[1 + \frac{d\sqrt{c}}{\xi_c(0)} \coth \left(\frac{d\sqrt{c}}{\xi_c(0)} \right) \right] \\ &\quad + \frac{1}{c} - \frac{1}{2c - \varepsilon} \\ &\quad + \frac{d}{\pi\xi_c(0)\sqrt{\varepsilon}} \operatorname{Im} \left[\psi^0 \left(\frac{d}{\pi\xi_c(0)} (\sqrt{c - \varepsilon} - i\sqrt{\varepsilon}) \right) \right] \\ &\quad \left. - \frac{d}{\pi\xi_c(0)\sqrt{c}} \operatorname{Im} \left[\psi^0 \left(\frac{d}{\pi\xi_c(0)} (\sqrt{c - \varepsilon} - i\sqrt{c}) \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.39)$$

Se ha comprobado numéricamente que esta expresión interpola entre los casos con cutoff 2D, ecuación(2.18), y 3D, ecuación (2.33), en los límites $d \ll \xi_c(0)$ y $d \gg \xi_c(0)$, respectivamente.

Caso 2D-3D con campo

Vamos a comenzar por el caso sin cutoff. Para hacerlo aplicamos las transformaciones (2.25) y (2.37) sobre la expresión (2.22),

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon, h) = \frac{e^2}{32\hbar d} \frac{1}{\hbar} \sum_{n=0}^{\infty} \psi^1 \left(\frac{\varepsilon + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h} \right). \quad (2.40)$$

La expresión final no es analítica, pero se ha comprobado numéricamente que interpola entre los correspondientes límites asintóticos 2D y 3D, dados, respectivamente, por las ecuaciones (2.22) y (2.36).

Por último, para obtener la expresión de la contribución directa de las fluctuaciones superconductoras a la conductividad eléctrica en el escenario intermedio 2D-3D en presencia de campo magnético y bajo la condición de cutoff en energía total, aplicamos las transformaciones (2.25), (2.26) y (2.37) sobre la ecuación (2.23). Al igual que en el caso sin campo magnético, la suma ha de realizarse hasta $n_{max} = d\sqrt{c - \varepsilon}/\pi\xi_c(0)$ para tener en cuenta el cutoff en la dirección z .

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon, h, c) = \frac{e^2}{32\hbar d} \frac{1}{h} \sum_{n=0}^{n_{max}} \left[\psi^1 \left(\frac{\varepsilon + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h} \right) - \psi^1 \left(\frac{c + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h} \right) \right]. \quad (2.41)$$

Análogamente al caso sin cutoff, hemos comprobado numéricamente que para $d \ll \xi_c(0)$ y $d \gg \xi_c(0)$ se recuperan las expresiones con cutoff correspondientes a los casos 2D (2.23) y 3D (2.35) respectivamente.

2.3. Contribución indirecta a la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones superconductoras: término de Maki-Thompson (MT)

Para el cálculo de la contribución indirecta el punto de partida será la relación de dispersión para $\Delta\sigma_{MT}$ obtenida por Thompson [53]:

$$\Delta\sigma_{MT} = \frac{\pi e^2}{2V\hbar} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\mathbf{q}^2(\varepsilon^* + \xi^2(0)\mathbf{q}^2)}, \quad (2.42)$$

donde $\varepsilon^* \equiv \ln(T/T_c^*(0))$. Se entiende como $T_c^*(0)$ la temperatura crítica intrínseca del material, es decir, la que tendría en ausencia de impurezas, no es la $T_c(0)$ accesible experimentalmente.

Es bien conocido que la expresión anterior presenta una divergencia en sistemas de baja dimensionalidad, por lo que es necesario introducir un límite inferior en la suma de momentos, dicho cutoff viene dado por $\mathbf{q}_{min}^2 = \delta/\xi^2(0)$ [53], donde δ es el corrimiento en temperatura reducida debido al corrimiento sufrido en T_c a causa de las impurezas [24, 53]. Esto es, como existen impurezas, $T_c < T_c^* \rightarrow \varepsilon^{exp} > \varepsilon^*$, de tal modo que $\varepsilon^{exp} = \varepsilon^* + \delta \rightarrow \varepsilon^* = \varepsilon - \delta$ (por simplicidad utilizaremos la notación

$\varepsilon^{exp} = \varepsilon$). Por tanto, si sobre la ecuación (2.42) aplicamos el cambio de variable

$$\mathbf{q}^2 \rightarrow \mathbf{q}^2 + \frac{\delta}{\xi^2(0)}, \quad (2.43)$$

estaremos teniendo en cuenta este cutoff inferior en momento. Esto nos permitirá comenzar nuestras sumas e integrales en el espacio de momentos en $\mathbf{q} = 0$ en lugar de introducir un corte inferior. La expresión de partida para nuestros cálculos será finalmente

$$\Delta\sigma_{MT} = \frac{\pi e^2 \xi^2(0)}{2V\hbar} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{(\delta + \xi^2(0)\mathbf{q}^2)(\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2)}. \quad (2.44)$$

2.3.1. Sistemas bidimensionales (2D)

Caso 2D en ausencia de campo

Al igual que en el análisis de la contribución directa, el primer paso consiste en adaptar la ecuación (2.44) a un escenario 2D tomando $\mathbf{q}^2 = q_x^2 + q_y^2$ y aplicando las transformaciones (2.12), (2.14) y (2.15). Así obtenemos

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D} = \frac{e^2 \xi^2(0)}{4\hbar d} \int_0^\infty dq_{xy} \frac{q_{xy}}{(\delta + \xi^2(0)q_{xy}^2)(\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2)}. \quad (2.45)$$

Realizando la integral se obtiene la expresión para $\Delta\sigma_{MT}^{2D}$ presentada en [24],

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right). \quad (2.46)$$

La extensión de los cálculos para la contribución de MT a altas temperaturas y campos magnéticos reducidos no es tan directa como en el caso de la paraconductividad AL, debido a que no puede obtenerse aplicando directamente el cutoff en energía total a las sumas e integrales sobre \mathbf{q} . Para entender esto, compararemos las expresiones tipo Drude $\sigma = \frac{e^*2}{m^*} n\tau$ (donde n representa la densidad de portadores y τ , e^* y m^* son, respectivamente, sus tiempos de relajación, carga y masa), para ambas contribuciones, siguiendo los argumentos de Patton [91].

Comencemos con el término AL. Su mecanismo físico es totalmente superconductor y tiene su origen en la aceleración de los pares de Cooper

durante el tiempo de vida de la fluctuación. Esta visión simplificada debe tener además en cuenta que los pares más energéticos son más difíciles de crear (y por tanto deben tener una densidad menor) y tienen un tiempo de vida más corto. En el marco de la teoría GL sabemos que la densidad de pares de Cooper con momento \mathbf{q} , $n_s(\mathbf{q}, \varepsilon)$, y su tiempo de relajación, $\tau_s(\mathbf{q}, \varepsilon)$, vienen dados respectivamente por las ecuaciones (2.8) y (2.9), que cumplen las características que acabamos de mencionar. En consecuencia, tal como puede verse en la ecuación (2.11) y ya anticipamos en la ecuación (2.7), la expresión final para la paraconductividad AL verifica

$$\sigma_{AL}(\varepsilon) \propto \sum_{\mathbf{q}} n_s(\mathbf{q}, \varepsilon) \tau_s(\mathbf{q}, \varepsilon) \propto \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{[\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2]^2}. \quad (2.47)$$

Obsérvese que las ecuaciones (2.8) y (2.9) indican que tanto $n_s(\mathbf{q}, \varepsilon)$ como $\tau_s(\mathbf{q}, \varepsilon)$ son inversamente proporcionales a la energía (en el marco GL) de los pares fluctuantes, $\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2$ (en unidades de α_0). Por tanto, cuando se aplica una cota superior al espectro de energía de las fluctuaciones a través del cutoff en energía total, $\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2 \leq c$, se está imponiendo un límite inferior a la densidad de partículas superconductoras y a su tiempo de vida. Concretamente encontramos que

$$n_s(\mathbf{q}, \varepsilon) = \frac{k_B T}{\alpha_0 [\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2]} \geq \frac{k_B T}{\alpha_0 c}, \quad (2.48)$$

y

$$\tau_s(\mathbf{q}, \varepsilon) = \frac{\tau_0(0)}{\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2} \geq \frac{\tau_0(0)}{c}. \quad (2.49)$$

Estas dos limitaciones se tienen en cuenta de forma implícita cuando se aplica el cutoff para cortar la suma en \mathbf{q} en la expresión (2.47).

En contraste con el caso AL, el origen físico del término de MT no es puramente superconductor: cuando un par de Cooper fluctuante con momento \mathbf{q} decae, los dos electrones resultantes se propagan en el estado normal hasta que su momento se desvanece, dando lugar a una contribución extra a la conductividad. Dado que estos electrones provienen de pares superconductores, el término MT debe ser proporcional a $n_s(\mathbf{q}, \varepsilon)$, al igual que $\sigma_{AL}(\varepsilon)$. Sin embargo, el decaimiento de estos portadores normales dentro del material no tiene nada que ver con el fenómeno de la superconductividad, y por tanto su tiempo de relajación no está relacionado con $\tau_s(\mathbf{q}, \varepsilon)$. En lugar de esto, los portadores normales sufren un proceso de difusión en un tiempo de vida $1/D\mathbf{q}^2$, donde D es la constante de difusión

[91]. Como resultado, y tal como describe la ecuación (2.42), la contribución MT tiene la forma

$$\sigma_{MT}(\varepsilon) \propto \sum_{\mathbf{q}} \frac{n_s(\mathbf{q}, \varepsilon)}{D\mathbf{q}^2} \propto \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{D\mathbf{q}^2} \frac{1}{\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2}. \quad (2.50)$$

Llegados a este punto surge un problema al intentar aplicar el cutoff en energía total. Por un lado, la expresión es proporcional a la densidad de pares de Cooper creados por fluctuaciones y, dado que la condición de cutoff prohíbe la existencia de fluctuaciones por encima de $\varepsilon = c$, $\sigma_{MT}(\varepsilon, c)$ debe anularse a esta temperatura reducida al igual que lo hace la contribución directa. Por otra parte, si cortamos directamente la suma sobre \mathbf{q} en la ecuación (2.50), estaremos imponiendo de forma indirecta un límite inferior al tiempo de relajación de los electrones normales que, en contraste con los pares de Cooper limitados por la ecuación (2.49), deben decaer sin ningún tipo de restricción. De hecho, limitar su tiempo de vuelo conduciría a una sobrestimación de esta contribución indirecta a la conductividad.

Para solventar estas dificultades, en lugar de cortar directamente la suma sobre \mathbf{q} en la expresión (2.50), hemos calculado la contribución MT bajo la condición de cutoff en energía total restando a la densidad superfluida $n_s(\mathbf{q}, \varepsilon)$ su valor en $\varepsilon = c$. Dicho de otro modo, se ha realizado la siguiente transformación

$$n_s(\mathbf{q}, \varepsilon, c) \rightarrow n_s(\mathbf{q}, \varepsilon) - n_s(\mathbf{q}, c), \quad (2.51)$$

para obtener

$$\sigma_{MT}(\varepsilon, c) \propto \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{D\mathbf{q}^2} \frac{1}{\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2} - \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{D\mathbf{q}^2} \frac{1}{c + \xi^2(0)\mathbf{q}^2},$$

donde las sumas sobre \mathbf{q} se realizan hasta infinito. Siguiendo este procedimiento reproducimos las características básicas de la inclusión del cutoff en energía total (principalmente el hecho de que los efectos de fluctuaciones desaparecen por encima de $\varepsilon = c$), pero actuando únicamente en la parte superconductora de la contribución MT. Además, cuando calculamos observables puramente superconductores, este proceso conduce exactamente a los mismos resultados que la limitación directa de las sumas sobre \mathbf{q} por medio de la condición de cutoff. Esto puede comprobarse calculando la contribución AL mediante este nuevo procedimiento y comparando los resultados con los obtenidos en la sección anterior, o evaluando la densidad superfluida promedio $\langle n_s(\varepsilon) \rangle = \sum_{\mathbf{q}} n_s(\mathbf{q}, \varepsilon)$ mediante los dos procedimientos descritos para la inclusión del cutoff.

Después de este pequeño, pero fundamental paréntesis, podemos retomar el cálculo de las expresiones para la contribución indirecta a la conductividad eléctrica en presencia de cutoff. Si aplicamos a la ecuación (2.45) la transformación (2.51) sobre la parte ligada a la densidad superfluida, ello equivale a

$$\frac{1}{\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2} \rightarrow \frac{1}{\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2} - \frac{1}{c + \xi^2(0)q_{xy}^2},$$

obtenemos

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{MT}^{2D} &= \frac{e^2\xi^2(0)}{4\hbar d} \int_0^\infty dq_{xy} \left[\frac{q_{xy}}{(\delta + \xi^2(0)q_{xy}^2)(\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2)} \right. \\ &\quad \left. - \frac{q_{xy}}{(\delta + \xi^2(0)q_{xy}^2)(c + \xi^2(0)q_{xy}^2)} \right], \end{aligned} \quad (2.52)$$

y en consecuencia

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{8\hbar d} \left[\frac{\ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right)}{\varepsilon - \delta} - \frac{\ln\left(\frac{c}{\delta}\right)}{c - \delta} \right]. \quad (2.53)$$

Nótese que en el límite $c \gg \varepsilon, \delta$ recuperamos la expresión para $\Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon)$ en ausencia de cutoff, ecuación (2.46).

Caso 2D con campo

Ya hemos visto anteriormente como se introduce el efecto de un campo magnético aplicado perpendicularmente a la muestra en el cálculo de la contribución directa. En el caso de la contribución de MT, esta puede obtenerse repitiendo el proceso, es decir, aplicando las transformaciones (2.19) y (2.20) sobre la ecuación (2.45), e incluyendo el factor de degeneración de Landau, $\mu_0 H / \phi_0$. Así obtenemos,

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon, h) = \frac{e^2 h}{4\hbar d} \sum_{n=0}^{\infty} [\delta + h(2n+1)]^{-1} [\varepsilon + h(2n+1)]^{-1}. \quad (2.54)$$

Haciendo la suma se obtiene el resultado final

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon, h) = \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left[\psi^0\left(\frac{\varepsilon + h}{2h}\right) - \psi^0\left(\frac{\delta + h}{2h}\right) \right], \quad (2.55)$$

donde $\psi^0(x)$ es la función poligamma de orden cero. Esta última expresión se reduce a la ecuación (2.46) para $\Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon)$ en el límite $h \ll \varepsilon, \delta$ sin más que aplicar que $\lim_{x \rightarrow \infty} \psi^0(x) = \ln(x)$.

Para obtener $\Delta\sigma_{MT}^{2D}$ en presencia de campo magnético y bajo la condición de cutoff en energía total aplicamos la transformación que involucra la parte relacionada con la densidad superfluida, ecuación (2.51), sobre el caso sin cutoff dado por la ecuación (2.54). El resultado es

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon, h, c) &= \frac{e^2 h}{4\hbar d} \sum_{n=0}^{\infty} \{ [\delta + h(2n+1)]^{-1} [\varepsilon + h(2n+1)]^{-1} \\ &\quad - [\delta + h(2n+1)]^{-1} [c + h(2n+1)]^{-1} \}, \end{aligned}$$

y realizando la suma obtenemos

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon, h, c) &= \frac{e^2}{8\hbar d} \left[\frac{1}{\varepsilon - \delta} \psi^0\left(\frac{\varepsilon + h}{2h}\right) \right. \\ &\quad - \frac{1}{c - \delta} \psi^0\left(\frac{c + h}{2h}\right) \\ &\quad \left. + \frac{\varepsilon - c}{(\varepsilon - \delta)(c - \delta)} \psi^0\left(\frac{\delta + h}{2h}\right) \right], \end{aligned} \quad (2.56)$$

expresión que se reduce a la ecuación (2.53) para $h \ll \varepsilon, \delta$.

2.3.2. Sistemas laminares

Según hemos visto en la sección 2.2.2, para extender los resultados 2D a dimensionalidades superiores en el caso de la contribución directa a la conductividad, basta con realizar las transformaciones (2.24)-(2.26). Sin embargo, esto podría no ser aplicable al caso MT. Para entender por qué, vamos a ver lo que sucede con observables tipo AL. En este caso, en unidades de $\hbar/2m^* \xi^2(0)$, la energía cinética $\xi^2(0) \mathbf{q}^2$ aparece siempre sumada a la energía potencial (o de confinamiento), ε . Por esta razón es equivalente hacer la transformación $\xi^2(0)(q_x^2 + q_y^2) \rightarrow \xi^2(0)(q_x^2 + q_y^2) + \omega_{q_z}$ a $\varepsilon \rightarrow \varepsilon + \omega_{q_z}$. Por el contrario, en la contribución indirecta, el término $\xi^2(0) \mathbf{q}^2$ aparece desligado de ε en una parte de la expresión integral para $\Delta\sigma_{MT}$. Entonces, para hacer la extensión de esta contribución a otras dimensionalidades tenemos que deshacer las integrales en $q_{xy} = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$ y realizar la transformación

$$\xi^2(0)q_{xy}^2 \rightarrow \xi^2(0)q_{xy}^2 + \omega_{q_z}. \quad (2.57)$$

Caso LD sin campo

El primer caso que vamos a estudiar es el LD en ausencia de cutoff. Como acabamos de discutir, nuestro punto de partida ha de ser la ecuación (2.45) antes de realizar la integral,

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D} = \frac{e^2\xi^2(0)}{4\hbar d} \int_0^\infty dq_{xy} \frac{q_{xy}}{(\delta + \xi^2(0)q_{xy}^2)(\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2)}.$$

donde a continuación debemos aplicar la transformación dada por ecuación (2.57), donde ω_{q_z} es $\omega_{q_z}^{LD}$, dado por (2.27). Es importante señalar que estas transformaciones solo afectan a la dependencia en q_{xy} del denominador, que es la que está relacionada con la energía de los portadores a través de la densidad superfluida y el tiempo de relajación electrónico. La q_{xy} que aparece en el numerador está asociada con el elemento de volumen de la integral en coordenadas cilíndricas, y por tanto, no se ve afectada. Teniendo en cuenta que, como en el caso de la contribución directa, el momento de las fluctuaciones en la dirección z está acotado entre $-\pi/s \leq q_z \leq \pi/s$, llegamos a

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon) &= \frac{e^2\xi^2(0)}{8\pi\hbar} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \\ &\times \int_0^\infty \frac{dq_{xy}q_{xy}}{(\delta + \xi^2(0)q_{xy}^2 + \omega_{q_z}^{LD})(\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2 + \omega_{q_z}^{LD})}, \end{aligned} \quad (2.58)$$

y realizando la integral en q_{xy} obtenemos

$$\Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon) = \frac{e^2}{16\pi\hbar} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \ln \left(\frac{\varepsilon + \omega_{q_z}^{LD}}{\delta + \omega_{q_z}^{LD}} \right). \quad (2.59)$$

El resultado final para este caso es

$$\Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar s} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left[\ln \left(\frac{\varepsilon}{\delta} \right) + 2 \ln \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \frac{B_{LD}}{\varepsilon}}}{1 + \sqrt{1 + \frac{B_{LD}}{\delta}}} \right) \right], \quad (2.60)$$

a partir del cual se recupera el límite 2D (ecuación 2.46) sin más que hacer $B_{LD} = 0$.

La ecuación (2.59) es todavía una expresión intermedia, pero tiene relevancia porque nos indica que en el caso de la contribución indirecta MT, para pasar de un caso 2D sin cutoff a una dimensionalidad superior no solo tenemos que hacer las transformaciones (2.24) y (2.25), sino que además debemos añadir una nueva transformación sobre el parámetro δ ,

$$\delta \rightarrow \delta + \omega_{q_z}. \quad (2.61)$$

Para incluir el cutoff en energía total procedemos de modo análogo al caso 2D, es decir, aplicando la transformación (2.51) sobre la parte relacionada con la densidad superfluida en la expresión integral para $\Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon)$, dada por la ecuación (2.58), para obtener en primera instancia

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon, c) &= \frac{e^2 \xi^2(0)}{8\hbar\pi} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \\ &\times \int_0^\infty dq_{xy} \left[\frac{q_{xy}}{(\delta + \xi^2(0)q_{xy}^2 + \omega_{q_z}^{LD})(\varepsilon + \xi^2(0)q_{xy}^2 + \omega_{q_z}^{LD})} \right. \\ &\left. - \frac{q_{xy}}{(\delta + \xi^2(0)q_{xy}^2 + \omega_{q_z}^{LD})(c + \xi^2(0)q_{xy}^2 + \omega_{q_z}^{LD})} \right]. \end{aligned}$$

Resolviendo las integrales en q_{xy} en cada sumando por separado llegamos al siguiente resultado intermedio,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon, c) &= \frac{e^2}{16\hbar\pi} \left[\frac{1}{\varepsilon - \delta} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \ln \left(\frac{\varepsilon + \omega_{q_z}^{LD}}{\delta + \omega_{q_z}^{LD}} \right) \right. \\ &\left. - \frac{1}{c - \delta} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \ln \left(\frac{c + \omega_{q_z}^{LD}}{\delta + \omega_{q_z}^{LD}} \right) \right]. \end{aligned}$$

Cabe destacar que esta última expresión se puede obtener a partir del caso 2D con cutoff, ecuación (2.53), si aplicamos sobre ella las transformaciones (2.24), (2.25), (2.26) y (2.61). En otras palabras, como hemos comentado anteriormente, para extender $\Delta\sigma_{MT}^{2D}$ a dimensionalidades superiores, además de las transformaciones que se realizan en el caso de la contribución directa hemos de añadir la transformación $\delta \rightarrow \delta + \omega_{q_z}$.

Realizando la integral en q_z obtenemos el resultado final en este caso

$$\Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{8\hbar s} \left\{ \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left[\ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right) + 2 \ln\left(\frac{1 + \sqrt{1 + \frac{B_{LD}}{\varepsilon}}}{1 + \sqrt{1 + \frac{B_{LD}}{\delta}}}\right) \right] - \frac{1}{c - \delta} \left[\ln\left(\frac{c}{\delta}\right) + 2 \ln\left(\frac{1 + \sqrt{1 + \frac{B_{LD}}{c}}}{1 + \sqrt{1 + \frac{B_{LD}}{\delta}}}\right) \right] \right\}. \quad (2.62)$$

Nótese que en el límite 2D ($B_{LD} \ll \varepsilon, c, \delta$) recuperamos la expresión 2D con cutoff, ecuación (2.53). En el límite $c \rightarrow \infty$ recuperamos la expresión sin cutoff, ecuación (2.60), debido a que $\lim_{x \rightarrow \infty} \ln(x)/x = 0$.

Caso LD con campo

El estudio detallado del caso LD sin campo que acabamos de desarrollar nos ha permitido establecer las reglas de transformación necesarias para extender los resultados 2D a dimensionalidades superiores. En lo sucesivo las aplicaremos de forma directa, comenzando con el caso LD en presencia de campo magnético. En el caso sin cutoff la expresión 2D correspondiente es la ecuación (2.55). Introduciendo las transformaciones (2.24) (en la que cambiamos d por s), (2.25) y (2.61) obtenemos

$$\Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon, h) = \frac{e^2}{16\pi\hbar} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \left[\psi^0\left(\frac{\varepsilon + h + \omega_{q_z}^{LD}}{2h}\right) - \psi^0\left(\frac{\delta + h + \omega_{q_z}^{LD}}{2h}\right) \right]. \quad (2.63)$$

De forma análoga, para tener en cuenta el cutoff en energía total partimos de la ecuación 2D correspondiente, ecuación (2.56). Como en el caso anterior, aplicamos las transformaciones (2.24), (2.25) y (2.61), incluyendo además (2.26) dado que ahora tenemos dependencia del cutoff. Finalmente obtenemos

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma_{MT}^{LD}(\varepsilon, c, h) &= \frac{e^2}{16\pi\hbar} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \left[\frac{1}{\varepsilon - \delta} \psi^0 \left(\frac{\varepsilon + h + \omega_{q_z}^{LD}}{2h} \right) \right. \\
&\quad - \frac{1}{c - \delta} \psi^0 \left(\frac{c + h + \omega_{q_z}^{LD}}{2h} \right) \\
&\quad \left. + \frac{\varepsilon - c}{(\varepsilon - \delta)(c - \delta)} \psi^0 \left(\frac{\delta + h + \omega_{q_z}^{LD}}{2h} \right) \right]. \quad (2.64)
\end{aligned}$$

Para $h \ll \varepsilon, \delta, c$ las expresiones (2.63) y (2.64) se reducen a las correspondientes en ausencia de campo magnético, dadas por las ecuaciones (2.60) y (2.62).

2.3.3. Sistemas tridimensionales (3D)

Para obtener las expresiones en el caso 3D para la contribución indirecta de MT procedemos de forma análoga al caso LD que acabamos de estudiar. Partimos de las expresiones 2D y aplicamos sobre ellas las transformaciones (2.24), (2.25), (2.26) y (2.61), con ω_{q_z} dado por (2.32). Es necesario discutir, sin embargo, los límites de integración para la variable q_z . Estos serán siempre $-\infty$ e ∞ , pues el cutoff está ya implementado a través de la transformación en la densidad superfluida, dada por la ecuación (2.51). Cabe destacar además que esta transformación es también aplicable directamente al caso 3D dado que

$$\frac{1}{\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2} \rightarrow \frac{1}{\varepsilon + \xi^2(0)\mathbf{q}^2} - \frac{1}{c + \xi^2(0)\mathbf{q}^2}$$

no depende de si $\mathbf{q}^2 = q_x^2 + q_y^2$ o $\mathbf{q}^2 = q_x^2 + q_y^2 + q_z^2$.

Caso 3D en ausencia de campo

Del mismo modo que en el caso de la contribución directa, vamos a comenzar por obtener la expresión con cutoff. Introduciendo en la ecuación (2.53) las transformaciones (2.24), (2.25), (2.26) y (2.61) obtenemos

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma_{MT}^{3D}(\varepsilon, c) &= \frac{e^2}{16\hbar\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \left[\frac{\ln\left(\frac{\varepsilon + \xi_c^2(0)q_z^2}{\delta + \xi_c^2(0)q_z^2}\right)}{\varepsilon - \delta} - \frac{\ln\left(\frac{c + \xi_c^2(0)q_z^2}{\delta + \xi_c^2(0)q_z^2}\right)}{c - \delta} \right] \\
&= \frac{e^2}{8\hbar\xi_c(0)} \left(\frac{1}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\delta}} - \frac{1}{\sqrt{c} + \sqrt{\delta}} \right). \quad (2.65)
\end{aligned}$$

Para obtener la expresión independiente de cutoff no tenemos más que tomar el límite $c \gg \varepsilon, \delta$ en la expresión anterior, para obtener,

$$\Delta\sigma_{MT}^{3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar\xi(0)} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\delta}}. \quad (2.66)$$

Esta expresión no coincide con la presentada por Thompson en [53] debido que este autor realiza sus cálculos en función de ε^* , que no es experimentalmente accesible. En particular, el resultado encontrado por Thompson es

$$\Delta\sigma_{MT}^{3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar\xi(0)\tau^{1/2}} = \frac{e^2}{8\hbar\xi(0)} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon - \delta}},$$

donde $\tau = \varepsilon - \delta$ es la temperatura reducida intrínseca (ε^*). No obstante, en [92] se presenta una expresión idéntica a la que acabamos de obtener aquí y además cabe esperar que $\delta \ll \varepsilon$ en el rango de temperaturas accesible experimentalmente, por lo que ambas expresiones son equivalentes en dicho rango.

3D con campo

Obtenemos directamente la expresión con cutoff en energía total aplicando las transformaciones (2.24), (2.25), (2.26) y (2.61) a la expresión 2D para la contribución indirecta de MT en presencia de campo magnético y bajo la condición de cutoff en energía total, ecuación (2.56). El resultado es

$$\begin{aligned}
\Delta\sigma_{MT}^{3D}(\varepsilon, c, h) &= \frac{e^2}{16\hbar\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \left[\frac{1}{\varepsilon - \delta} \psi^0 \left(\frac{\varepsilon + h + \xi_c^2(0)q_z^2}{2h} \right) \right. \\
&\quad - \frac{1}{c - \delta} \psi^0 \left(\frac{c + h + \xi_c^2(0)q_z^2}{2h} \right) \\
&\quad \left. + \frac{\varepsilon - c}{(\varepsilon - \delta)(c - \delta)} \psi^0 \left(\frac{\delta + h + \xi_c^2(0)q_z^2}{2h} \right) \right]. \quad (2.67)
\end{aligned}$$

Se ha comprobado numéricamente que en límite de campo nulo ($h \ll \varepsilon, c, \delta$) se recupera la expresión (2.65). El límite sin cutoff ($c \gg \varepsilon, h, \delta$) se puede obtener de forma analítica a partir de (2.67) utilizando los límites asintóticos de la función $\psi^0(x)$. El resultado es

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{MT}^{3D}(\varepsilon, h) &= \frac{e^2}{16\hbar\pi} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \left[\psi^0 \left(\frac{\varepsilon + h + \xi_c^2(0)q_z^2}{2h} \right) \right. \\ &\quad \left. - \psi^0 \left(\frac{\delta + h + \xi_c^2(0)q_z^2}{2h} \right) \right]. \end{aligned} \quad (2.68)$$

2.3.4. Sistemas con dimensionalidad intermedia 2D-3D

Caso 2D-3D sin campo

Comenzamos estudiando el caso sin campo ni cutoff, por lo que nuestro punto de partida será la expresión 2D correspondiente, que en este caso viene dada por la ecuación (2.46). A continuación aplicamos las transformaciones (2.25) y (2.61), con ω_{q_z} dado por la expresión (2.37) para obtener

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \sum_{n=0}^{\infty} \ln \left(\frac{\varepsilon + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{\delta + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2} \right).$$

Realizando la suma obtenemos el siguiente resultado,

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left\{ \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\varepsilon}{\delta} \right) + \ln \left[\frac{\sinh(d\sqrt{\varepsilon}/\xi_c(0))}{\sinh(d\sqrt{\delta}/\xi_c(0))} \right] \right\}. \quad (2.69)$$

Como sucede con el caso 3D, esta expresión no coincide con la presentada por Thompson en [53],

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar\tau d} \left\{ \ln \left[\frac{\xi_c(0)}{d\tau_c^{1/2}} \sinh \left(\frac{d(\tau + \tau_c)^{1/2}}{\xi_c(0)} \right) \right] + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\tau + \tau_c}{\tau_c} \right) \right\},$$

donde $\tau = \varepsilon - \delta$ es la temperatura reducida intrínseca (ε^*) y $\tau_c = \delta$ es el cutoff inferior en momento necesario para corregir la divergencia de la integral en 2D. No obstante, al igual que en el caso 3D, dado que $\delta \ll \varepsilon$ en el rango de temperaturas accesible, ambas expresiones son equivalentes en dicho rango.

Comprobemos a continuación los límites asintóticos de la $\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}$ dada por la ecuación (2.69).

a) Caso 2D: $d \ll \xi_c(0) \rightarrow x = d/\xi_c(0) \rightarrow 0$. En este límite podemos aplicar $\sinh(x) \rightarrow x$,

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon) &= \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left\{ \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right) + \ln\left[\frac{\sinh(d\sqrt{\varepsilon}/\xi_c(0))}{\sinh(d\sqrt{\delta}/\xi_c(0))}\right] \right\} \\ &\rightarrow \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right) + \ln\left(\frac{d\sqrt{\varepsilon}/\xi_c(0)}{d\sqrt{\delta}/\xi_c(0)}\right) \right] \\ &= \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right) \equiv \Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon),\end{aligned}$$

que como era de esperar coincide con la ecuación (2.46).

b) Caso 3D: $d \gg \xi_c(0) \rightarrow x = d/\xi_c(0) \rightarrow \infty$. En esta límite podemos aplicar que $\sinh(x) \rightarrow \exp(x)/2$. Por lo tanto,

$$\ln\left[\frac{\sinh(d\sqrt{\varepsilon}/\xi_c(0))}{\sinh(d\sqrt{\delta}/\xi_c(0))}\right] \rightarrow \ln\left[\frac{\exp(d\sqrt{\varepsilon}/\xi_c(0))}{\exp(d\sqrt{\delta}/\xi_c(0))}\right] \rightarrow \frac{d}{\xi_c(0)}(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\delta}).$$

Sustituyendo en la ecuación (2.69) obtenemos

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left[\frac{1}{2} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right) + \frac{d}{\xi_c(0)}(\sqrt{\varepsilon} - \sqrt{\delta}) \right].$$

En este punto podría asumirse que el primer sumando es despreciable respecto al segundo al ser $d/\xi_c(0) \gg 1$. Así llegamos a,

$$\Delta\sigma_{MT}^{3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar \xi_c(0)} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\delta}},$$

que coincide con el caso 3D obtenido previamente, dado por la ecuación (2.66).

El caso con cutoff se obtiene transformando la expresión 2D correspondiente, ecuación (2.53), de acuerdo a lo que acabamos de ver en el caso sin cutoff pero añadiendo la transformación (2.26).

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{8\hbar d} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\ln\left(\frac{\varepsilon + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{\delta + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}\right)}{\varepsilon - \delta} - \frac{\ln\left(\frac{c + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{\delta + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}\right)}{c - \delta} \right].$$

La suma se hace hasta infinito pues, como se ha discutido en la caso 3D, en el cálculo de esta contribución indirecta no se corta el espectro de las fluctuaciones en la dirección z . El resultado es,

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon, c) &= \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left\{ \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right) + \ln\left[\frac{\sinh(d\sqrt{\varepsilon}/\xi_c(0))}{\sinh(d\sqrt{\delta}/\xi_c(0))}\right] \right\} \\ &- \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{c - \delta} \left\{ \frac{1}{2} \ln\left(\frac{c}{\delta}\right) \right. \\ &+ \left. \ln\left[\frac{\sinh(d\sqrt{c}/\xi_c(0))}{\sinh(d\sqrt{\delta}/\xi_c(0))}\right] \right\}. \quad (2.70)\end{aligned}$$

Los límites asintóticos se pueden comprobar de forma análoga a lo realizado en el caso sin cutoff. En el límite 2D se recupera la ecuación (2.53) y en el 3D la ecuación (2.65).

Caso 2D-3D con campo

En el caso sin cutoff partimos de la ecuación 2D correspondiente, ecuación (2.55), y aplicamos las transformaciones (2.25) y (2.61). El resultado es

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon, h) &= \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\psi^0\left(\frac{\varepsilon + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h}\right) \right. \\ &- \left. \psi^0\left(\frac{\delta + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h}\right) \right]. \quad (2.71)\end{aligned}$$

Para tener en cuenta el efecto del cutoff en presencia de campo magnético, partimos de la ecuación para $\Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon, h, c)$, ecuación (2.56), y aplicamos las transformaciones (2.25), (2.26) y (2.61) para obtener

$$\begin{aligned}\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon, c, h) &= \frac{e^2}{8\hbar d} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{\varepsilon - \delta} \psi^0\left(\frac{\varepsilon + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h}\right) \right. \\ &- \frac{1}{c - \delta} \psi^0\left(\frac{c + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h}\right) \\ &+ \left. \frac{\varepsilon - c}{(\varepsilon - \delta)(c - \delta)} \psi^0\left(\frac{\delta + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h}\right) \right] \quad (2.72)\end{aligned}$$

La ecuación (2.72) se reduce a la (2.71) cuando $c \gg \varepsilon, h, \delta$. Por otra parte, en estas dos expresiones, hemos comprobado numéricamente que se recuperan los límites 2D y 3D correspondientes al tener en cuenta $d \ll \xi_c(0)$ (ecuaciones (2.46) y (2.55)) y, respectivamente, $d \gg \xi_c(0)$ (ecuaciones (2.66) y (2.68)).

2.4. Magnetización inducida por fluctuaciones superconductoras

Vamos a resumir aquí los resultados para la magnetización inducida por fluctuaciones en sistemas laminares formados por apilamiento de planos 2D acoplados por efectos Josephson en presencia de campo magnético y bajo la condición de cutoff en energía total. Ya hemos visto como se introduce el efecto de un campo magnético aplicado perpendicularmente a los planos superconductores, como se implementa la condición de cutoff en energía total y como se extienden resultados 2D a dimensionalidades superiores cuando estudiamos la paraconductividad. Para este observable, el procedimiento es análogo y nos conduce al siguiente resultado [57]

$$\begin{aligned} \Delta M^{LD}(\varepsilon, h, c) &= -\frac{k_B T}{2\pi\phi_0} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \left[\frac{\varepsilon + \omega_{q_z}}{2h} \psi \left(\frac{\varepsilon + h + \omega_{q_z}}{2h} \right) \right. \\ &\quad - \ln \Gamma \left(\frac{\varepsilon + h + \omega_{q_z}}{2h} \right) + \ln \Gamma \left(\frac{c + h + \omega_{q_z}}{2h} \right) \\ &\quad \left. - \frac{c + \omega_{q_z}}{2h} \psi \left(\frac{c + h + \omega_{q_z}}{2h} \right) + \frac{c - \varepsilon}{2h} \right]. \end{aligned} \quad (2.73)$$

En el límite de campo bajo ($h \ll \varepsilon, c$) la ecuación (2.73) se reduce a [56, 57]

$$\begin{aligned} \frac{\Delta M^{LD}(\varepsilon, c)}{H} &= -\frac{\pi k_B T \mu_0 \xi_{ab}^2(0)}{3\phi_0^2 s} \left[\frac{1}{\varepsilon} \left(1 + \frac{B_{LD}}{\varepsilon} \right)^{-1/2} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{c} \left(1 + \frac{B_{LD}}{c} \right)^{-1/2} \right], \end{aligned} \quad (2.74)$$

y para $c \gg \varepsilon$ recuperamos la predicción GGL en el límite de Schmidt para superconductores laminares, propuesta por primera vez por Lawrence y Doniach [88] e, independientemente por Tsuzuki [90] y Yamaji [93]

$$\frac{\Delta M^{LD}(\varepsilon)}{H} = -\frac{\pi k_B T \mu_0 \xi_{ab}^2(0)}{3\phi_0^2 s} \frac{1}{\varepsilon} \left(1 + \frac{B_{LD}}{\varepsilon}\right)^{-1/2}. \quad (2.75)$$



Capítulo 3

Comportamiento cuasi-2D de la conductividad eléctrica y de la magnetización inducida por fluctuaciones en superconductores basados en hierro de la familia 112

3.1. Introducción

Todas las familias de superconductores basados en hierro (*Iron-Based Superconductors*, IBS) comparten una estructura similar formada por capas superconductoras de FeAs separadas por capas separadoras que determinan muchas de sus propiedades [14–19]. Recientemente se ha descubierto una nueva clase de IBS perteneciente a la familia 112, basada en el compuesto $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{FeAs}_2$ [94], que ha suscitado un enorme interés [95–101]. Además de la capa separadora formada por Ca/La, estos compuestos presentan una capa adicional con cadenas de As en zigzag que introducen una banda electrónica adicional cercana al nivel de Fermi [98, 102]. De acuerdo con un estudio teórico previo [99] esta banda presenta una estructura de cono de Dirac [101], lo que implica que estos compuestos podrían comportarse como superconductores topológicos naturales por debajo de T_c [99, 101]. Esta capa adicional también incrementa de forma significativa la distancia

entre las distintas capas de FeAs (hasta $\sim 10.3 \text{ \AA}$) en comparación con las familias de IBS más estudiadas. Este último hecho podría aumentar de forma drástica la anisotropía e incluso afectar a la dimensionalidad espacial del parámetro de orden superconductor, un tema todavía abierto en IBS. Por ejemplo, compuestos con interdistancias FeAs menores que las presentes en este material han sido propuestos como materiales 2D (LiFeAs [30, 45], FeSe $_{1-x}$ Te $_x$ [37] y SmFeAsO [31, 103, 104]), aunque trabajos recientes en los mismos compuesto o similares sugieren un comportamiento 3D anisotrópico [20, 39, 40, 42, 105–107].

En este trabajo estudiamos la dimensionalidad, anisotropía y otros parámetros superconductores de monocristales de alta calidad de la familia 112 por medio de medidas de la conductividad eléctrica y la magnetización inducidas por fluctuaciones. En particular analizamos muestras de Ca $_{1-x}$ La $_x$ Fe $_{1-y}$ Ni $_y$ As $_2$, un pñturo de hierro de reciente descubrimiento [94] (en la figura 3.1 se muestra un esquema de la estructura cristalina de este compuesto). La sustitución parcial de Fe por Ni (o Co en otros casos) mejoras las propiedades superconductoras y estrecha la transición [100, 108], una condición esencial para el estudio de fenómenos críticos en torno a T_c .



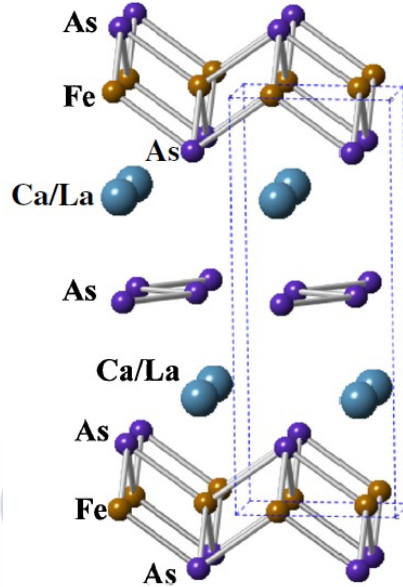


Figura 3.1: Estructura cristalina del $(Ca, La)(Fe, Ni)As_2$ extraída de [94].

En primer lugar vamos a presentar las medidas de resistividad eléctrica frente a la temperatura realizadas sobre dos monocristales (6 y 9) y posteriormente analizaremos los efectos de la conductividad inducida por fluctuaciones por encima de T_c . Las medidas de magnetoconductividad correspondientes al cristal 6 se analizan en términos de la generalización de la teoría de Lawrence-Doniach (LD) desarrollada en la referencia [56], válida en presencia de campos magnéticos finitos. Estos cálculos nos permiten obtener información interesante sobre este compuesto, por ejemplo el alto factor de anisotropía $\gamma \sim 30$, que se encuentra entre los más altos jamás reportados en IBS. Además, el análisis de esta muestra proporciona evidencias del carácter cuasi-2D para niveles de dopado próximo al óptimo, que se espera esté sobre $x = 0.15$ [95, 97]. En el caso del cristal 9, los datos experimentales se analizan en términos de la aproximación GL Gaussiana 3D anisotrópica desarrollada previamente en [29], que incluye un cutoff en energía total para los modos fluctuantes [62] y que es válida en presencia de campos finitos. Ambas expresiones se han presentado en el capítulo 2. Los experimentos se realizaron con un Sistema de Medida de Propiedades Físicas (PPMS) bajo campos magnéticos H de hasta 9 T aplicados perpendicular y paralelamente a las capas de FeAs (ab). Estas

amplitudes de campo son suficientes para explorar la región de *campo finito* o de *Prange* [1, 25] y para suprimir los efectos no convencionales observados en otros IBS por debajo de ~ 1 T, frecuentemente atribuidos a fluctuaciones de fase [44, 109] o a distribuciones de T_c [29, 110]. Con la intención de confirmar los resultados obtenidos en el análisis de la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones, se realizaron medidas de magnetización sobre otro monocristal (11) para analizar los efectos de la magnetización inducida por fluctuaciones, ΔM , en torno a T_c . Este observable es proporcional a la fracción de volumen superconductora efectiva y confirma la naturaleza *bulk* de la superconductividad en estos materiales. Además, proporciona pruebas que respaldan los resultados obtenidos previamente en el análisis de $\Delta\sigma$, como por ejemplo, que los parámetros obtenidos en este último cristal encajan perfectamente con los encontrados en los cristales 6 y 9 si atendemos al nivel de dopaje, aún cuando el observable estudiado es distinto.

3.2. Detalles de la fabricación y caracterización de las muestras

Los cristales utilizados en este capítulo fueron crecidos por el Prof. Huiqian Luo y colaboradores en el Laboratorio Nacional de Pekín para la Física de la Materia Condensada (China) mediante el método de crecimiento en el propio flujo (*self-flux*). Los materiales precursores CaAs, LaAs, FeAs, y NiAs fueron molidos con un ratio molar 3.7 : 0.3 : 0.95 : 0.05. El polvo resultante fue comprimido para formar una pastilla, cargado en un crisol de Al_2O_3 y sellado en un tubo de cuarzo. La ampolla se calentó hasta los 1180°C , luego fue enfriada lentamente hasta 950°C y a continuación hasta temperatura ambiente. Después de romper la pastilla resultante se obtienen monocristales de tamaño típico $1 \times 1 \times 0.05$ mm³, como los que se muestran en la figura 3.2. Se puede ver una descripción completa del proceso de fabricación y de caracterización de este compuesto en la referencia [111].

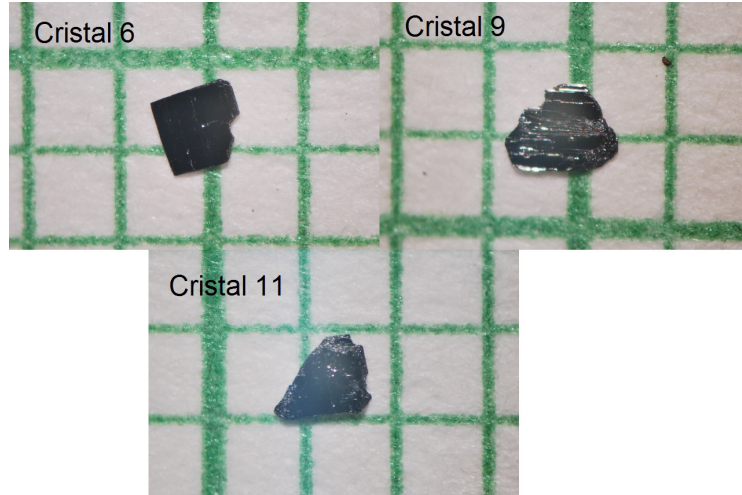


Figura 3.2: Fotografía sobre papel milimetrado de los tres cristales utilizados en el estudio. Los detalles de caracterización se encuentran resumidos en la tabla 3.1 y los parámetros superconductores en la tabla 3.2.

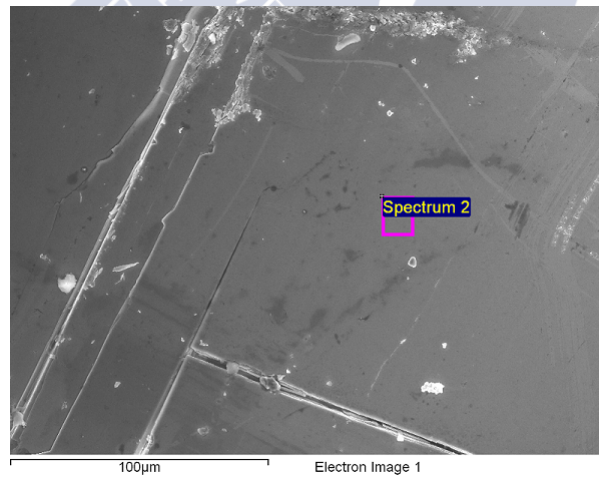


Figura 3.3: Imagen obtenida mediante SEM para el cristal 6. El recuadro indica una de las cinco regiones sobre las que se realizó el análisis de la composición con EDX.

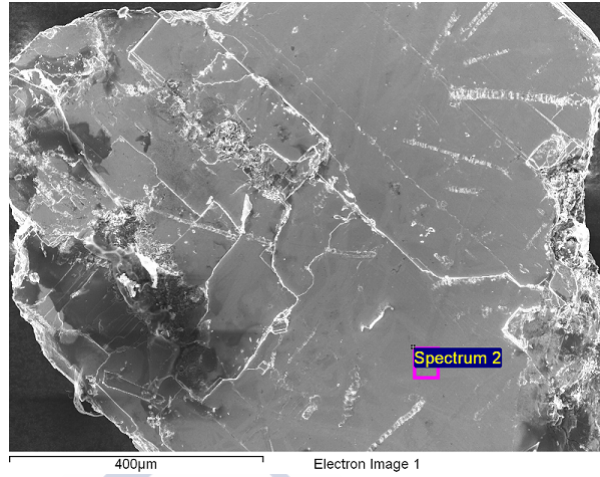


Figura 3.4: Imagen de la muestra 9 obtenida mediante SEM. La zona delimitada por el cuadrado representa una de las regiones sobre las que se realizó el análisis EDX.

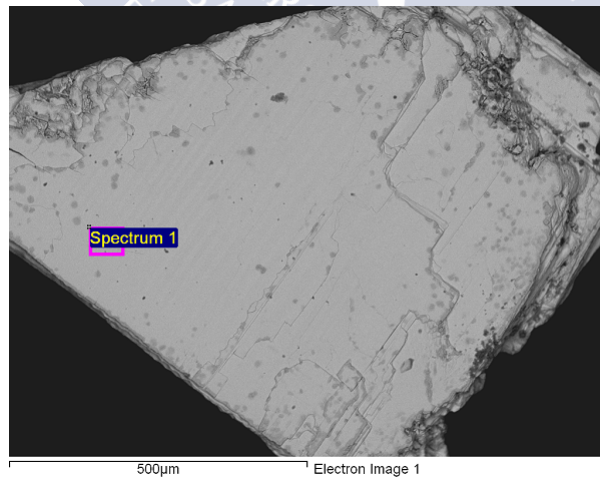


Figura 3.5: Imagen SEM obtenida para el cristal 11. La región indicada es una de las zonas analizadas para obtener la composición del cristal mediante EDX.

La composición de los tres cristales usados en este estudio es $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{1-y}\text{Ni}_y\text{As}_2$ con $x = 0.17-0.20$ e $y = 0.044(3)$. La estequiometría se comprobó mediante *Energy Dispersive X-ray Spectroscopy* (EDX), realizada con un sistema Zeiss FE-SEM Ultra Plus. Los espectros de EDX se tomaron en cinco puntos diferentes para cada muestra. En las figuras 3.3-3.5 se muestran imágenes *Scanning Electron Microscope* (SEM) de los tres cristales estudiados. En la figura 3.6 se muestra como ejemplo un espectro EDX para cada uno de los tres cristales. La composición media se presenta en la tabla 3.1, donde el número entre paréntesis representa la desviación estándar. Las diferencias en el contenido de La entre cristales se encuentran ligeramente por encima de dichas desviaciones, lo que nos será útil para explorar la dependencia de los parámetros superconductores con la concentración de La.

Cuadro 3.1: Composición media e interdistancia entre capas superconductoras, s , en las muestras estudiadas, tal como se deriva de los análisis de EDX y XRD.

Cris- tal	Composición					s (Å)
	Ca	La	Fe	Ni	As	
6	0.829(5)	0.172(2)	0.925(8)	0.044(3)	2.030(7)	10.336(1)
9	0.802(4)	0.199(7)	0.921(3)	0.044(2)	2.034(6)	10.343(1)
11	0.833(5)	0.176(3)	0.950(7)	0.045(3)	1.996(7)	10.348(1)

La estructura cristalográfica se estudió mediante difracción de Rayos-X (XRD) usando un difractómetro Rigaku MiniFlex II con un blanco de Cu ($\lambda = 1.540598$ Å). Los difractogramas θ - 2θ mostrados en la figura 3.7, obtenidos con la disposición adecuada para observar las reflexiones asociadas a los planos cristalográficos (001), presentan únicamente picos (00 l), lo que nos indica que los cristales tienen una estructura cristalina excelente. En la figura 3.8 se muestra la posición de los picos de difracción encontrados para las tres muestras bajo estudio. Se ha realizado un ajuste sobre la posición de los mismos según la ley de Bragg, $n(\theta) = 2d/\lambda \times \sin(\theta - \theta_0)$ (se ha introducido el parámetro libre θ_0 para dar cuenta de un posible *offset*), con la idea de determinar el parámetro de red c . El valor resultante, que para estas muestras coincide con la distancia entre capas de FeAs, es de $c \equiv s = 10.34$ Å (ver tabla 3.1), en acuerdo con los datos presentes en la literatura para cristales de composición similar [94]. Cabe destacar que la totalidad de las medidas necesarias para la caracterización experimental de las muestras se realizaron en nuestro

laboratorio.

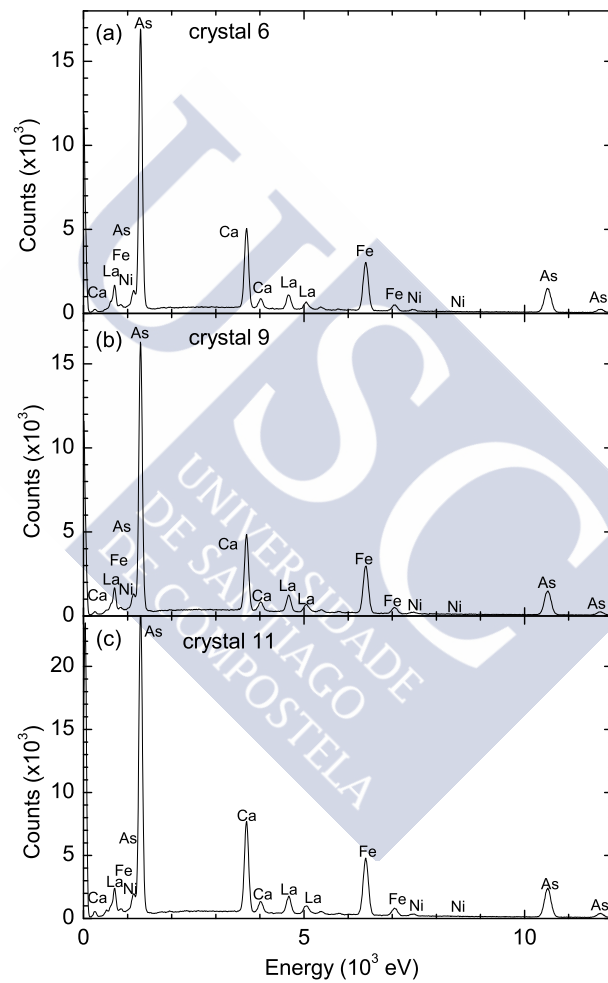


Figura 3.6: Ejemplos de espectros EDX obtenidos en cada uno de los cristales analizados. La composición de cada muestra se puede estimar a partir de las concentraciones relativas de los diferentes elementos, en la tabla 3.1 se resumen los resultados.

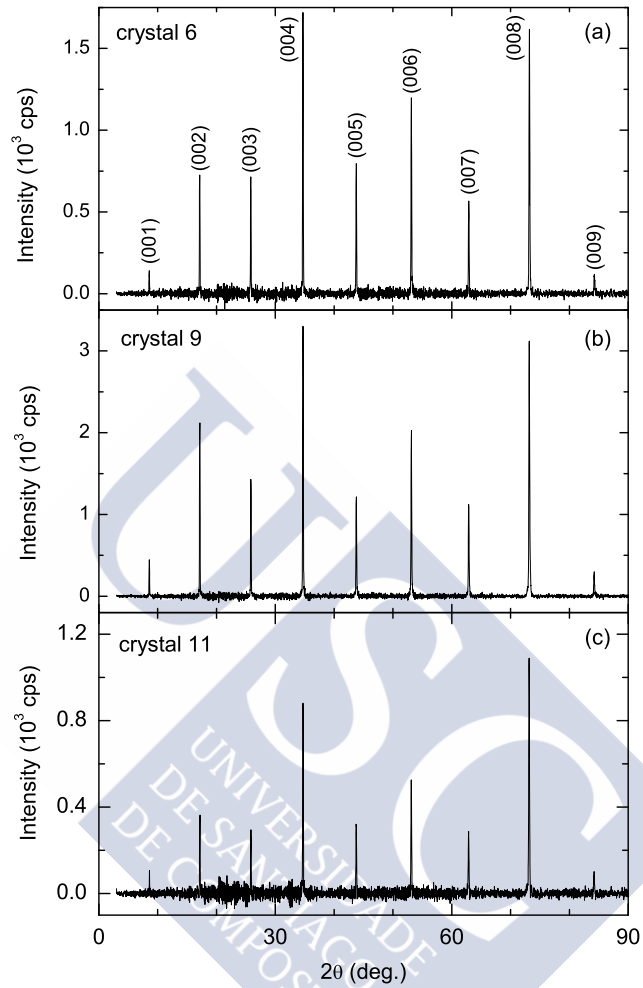


Figura 3.7: Difractogramas de rayos-X de las muestras estudiadas (ya corregidos de la contribución del *background*).

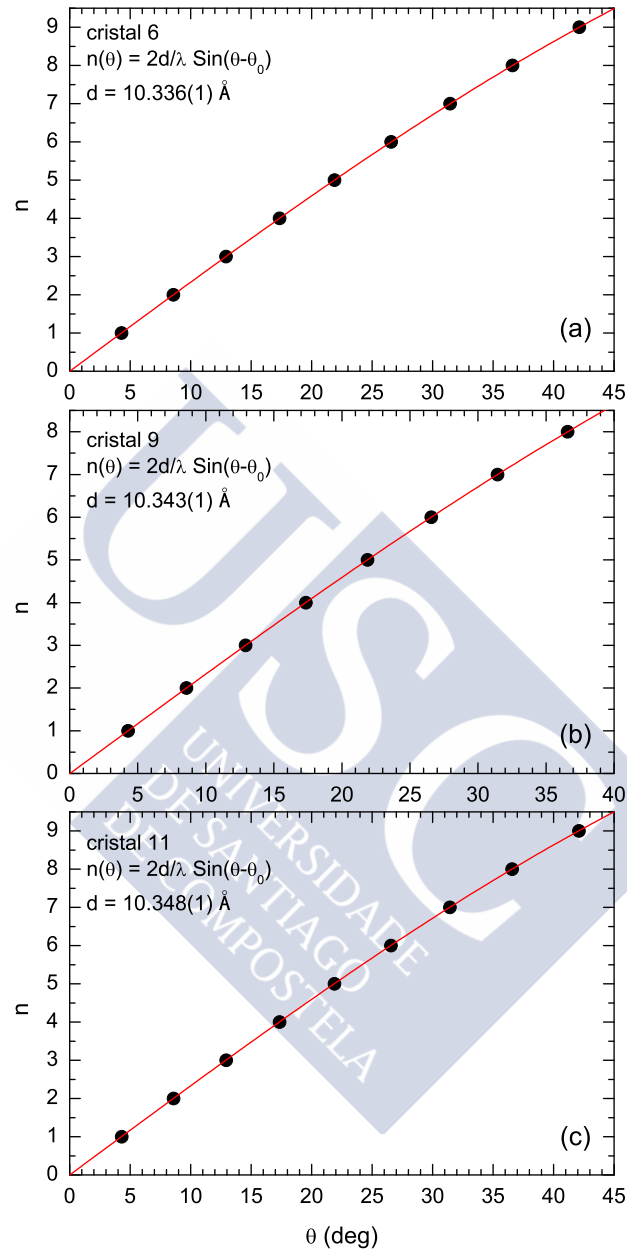


Figura 3.8: Posición de los picos de difracción para las tres muestras estudiadas. La línea representa un ajuste a la ecuación $n(\theta) = 2s/\lambda \times \sin(\theta - \theta_0)$. Los valores encontrados están resumidos en la tabla 3.1 (ver texto principal para más detalles).

3.3. Descripción del proceso de medida de la resistividad eléctrica

Para llevar a cabo las medidas de transporte eléctrico empleamos la técnica de medida a 4 hilos, con dos contactos para inyectar corriente eléctrica y otros dos para determinar la caída de tensión. De esta forma obtenemos curvas $V(T)$, que posteriormente convertimos en curvas $\rho(T)$ para poder estudiar la conductividad inducida por fluctuaciones. En el caso de la muestra 6 los contactos se colocaron en las 4 esquinas por lo que es necesario llevar a cabo un análisis numérico con el fin de determinar el factor de conversión $V(T) \rightarrow \rho(T)$. El primer paso consiste en determinar la geometría de la muestra mediante las fotografías tomadas sobre papel milimetrado mostradas en la figura 3.2. A continuación, introducimos el contorno de la muestra en la aplicación COMSOL para poder llevar a cabo la simulación que nos permitirá encontrar el factor de conversión que buscamos. El sistema de unidades por defecto es el SI, lo que quiere decir que el software interpreta las distancias en metros. Recordemos que los puntos del contorno están en milímetros, lo que significa que somos nosotros los que tenemos que introducir las unidades adecuadas (mediante un factor 1/1000 a la hora de especificar las coordenadas). El siguiente paso consiste en establecer los distintos parámetros de la simulación. En *Physics* \Rightarrow *Subdomain Settings* tenemos que indicar un espesor (estamos tratando el problema como 2D) y una conductividad eléctrica de referencia. Se eligen los siguientes valores: $d = 35 \mu\text{m}$ y $\sigma_{sim} = \rho_{sim}^{-1} = 6 \times 10^7 \text{ Sm}^{-1}$ (valor por defecto en el programa). El espesor de la muestra se determina a partir de la masa y la densidad teórica (ver abajo). En *Physics* \Rightarrow *Point Settings* tenemos que indicar el valor de la corriente en la simulación. Como estamos tratando un problema 2D el programa nos pide un valor de densidad de corriente (escogemos el mismo valor que el utilizado en el experimento, es decir, 1 mA, y lo normalizamos con el espesor de la muestra): $1 \text{ mA} \rightarrow 10^{-3}/3,5 \times 10^{-5} \text{ A/m}$. El último paso consiste en determinar la resistividad experimental teniendo en cuenta que $V_{sim} \propto I_{sim}\rho_{sim}$ y $V_{exp} \propto I_{exp}\rho_{exp}$. Por lo tanto,

$$\rho_{exp} = \frac{1}{\sigma_{sim}} \frac{I_{sim} V_{exp}}{I_{exp} V_{sim}}.$$

Adicionalmente se utilizó la técnica de Van der Pauw [112] para obtener la *sheet resistance* (R_s), que está relacionada con la resistividad y con el espesor de la muestra a través de $R_s = \rho/d$ (Ω/\square). En la figura 3.9 se

muestra el resultado de las medidas realizadas sobre el cristal 6 para dos disposiciones diferentes de los contactos eléctricos. Los valores para las resistencias eléctricas asociadas son $R_1 = 0.03013 \Omega$ y $R_2 = 0.00793 \Omega$. El resultado para la *sheet resistance* se obtiene a través de [112]

$$\exp(-\pi R_1/R_s) + \exp(-\pi R_2/R_s) = 1,$$

y conduce a un valor $R_s = 0.07495 \Omega$, consistente con el valor observado en el cristal 6 después de realizar la simulación, y nos sirve por tanto para confirmar el resultado.

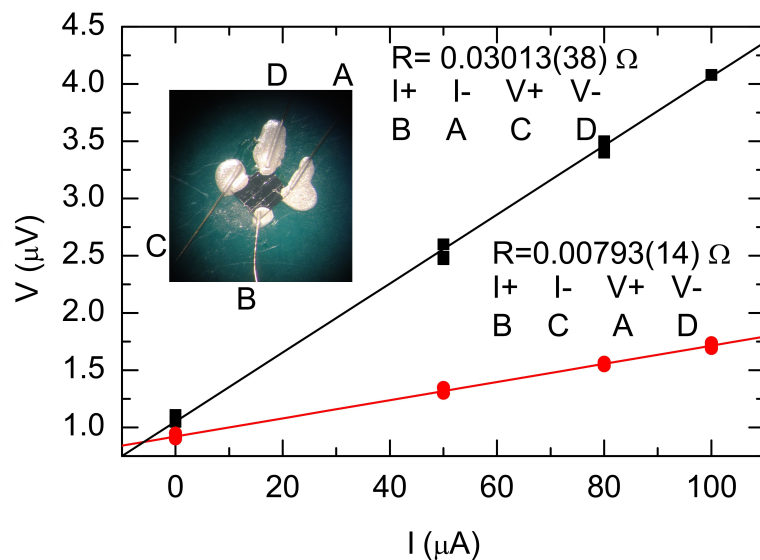


Figura 3.9: Resultados para las medidas $V - I$ llevadas a cabo mediante la técnica de Van der Pauw (ver texto principal para detalles). Inset: Fotografía del cristal 6 una vez hemos colocado los contactos eléctricos mediante laca de plata. Como referencia, el grosor de los hilos es $50 \mu\text{m}$.

Por su parte, en el cristal 9 la medida se realizó con 4 contactos en línea (ver figura 3.10) por lo que no es necesario repetir el proceso de simulación. En primera aproximación utilizamos la ley de Ohm, $R = \frac{V}{I} = \rho \frac{L}{S}$ para obtener la relación entre el voltaje medido y la resistividad del cristal. La expresión final es:

$$\rho = V_{exp} \frac{L_y L_z}{L_x I_{exp}},$$

que en nuestro caso particular ($L_x = 0.390$ mm, $L_y = 1.100$ mm, L_z (espesor) = $60.3 \mu\text{m}$ e $I_{exp} = 1$ mA) conduce a $\rho_{exp} = V_{exp} \times 0.17 \Omega\text{m}$.

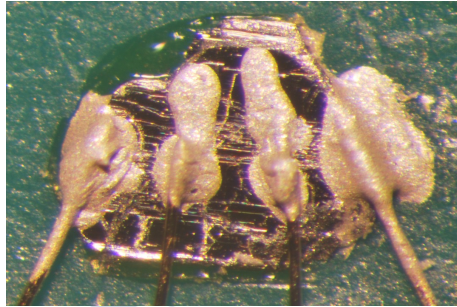


Figura 3.10: Fotografía del cristal 9 sobre el portamuestras después de colocarle los contactos eléctricos mediante laca de plata. Como referencia, el grosor de los hilos es $50 \mu\text{m}$.

En ambos casos necesitamos el espesor de la muestra. Para estimarlo tenemos que conocer la masa, superficie y densidad teórica de cada cristal. La masa se obtiene pesando cada cristal de forma individual en una báscula de precisión de la casa comercial Mettler Toledo (modelo AT20). La superficie se estima a partir de las fotografías tomadas sobre papel milimetrado (ver figura 3.2). Por último, el cálculo de la densidad teórica se hace de la siguiente forma:

$$\rho_{teo} = 2 \frac{\sum \text{número de átomos por celda} \times \text{masa atómica}}{\text{volumen celda unitaria} \times N_A},$$

donde $N_A = 6.022140857(74) \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ es el número de Avogadro. El factor 2 se debe a que existen dos fórmulas de $(\text{Ca}, \text{La})(\text{Fe}, \text{Ni})\text{As}_2$ en cada celda unitaria. Los parámetros de red para calcular el volumen de la celda unitaria son los siguientes [94]: $a = 3.94710(10) \text{ \AA}$, $b = 3.87240(10) \text{ \AA}$, $c = 10.3210(7) \text{ \AA}$, $\alpha = 90^\circ$, $\beta = 91.415(6)^\circ$, $\gamma = 90^\circ$. Las masas que entran en juego son: $m_{Ca} = 40.078 \text{ g/mol}$, $m_{La} = 138.9055 \text{ g/mol}$, $m_{Fe} = 55.845 \text{ g/mol}$, $m_{Ni} = 58.6934 \text{ g/mol}$ y $m_{As} = 74.9216 \text{ g/mol}$. Para estimar la densidad teórica tomamos la composición nominal de los cristales, es decir, $\text{Ca}_{0.86}\text{La}_{0.2}\text{Fe}_{0.96}\text{Ni}_{0.04}\text{As}_2$. El resultado final para la densidad teórica es $\rho_{teo} = 5.64 \text{ g/cm}^3$.

Después de aplicar los factores de conversión correspondientes obtenemos las curvas $\rho(T, H \perp ab)$ y $\rho(T, H \parallel ab)$ que se muestran en la figura 3.11.

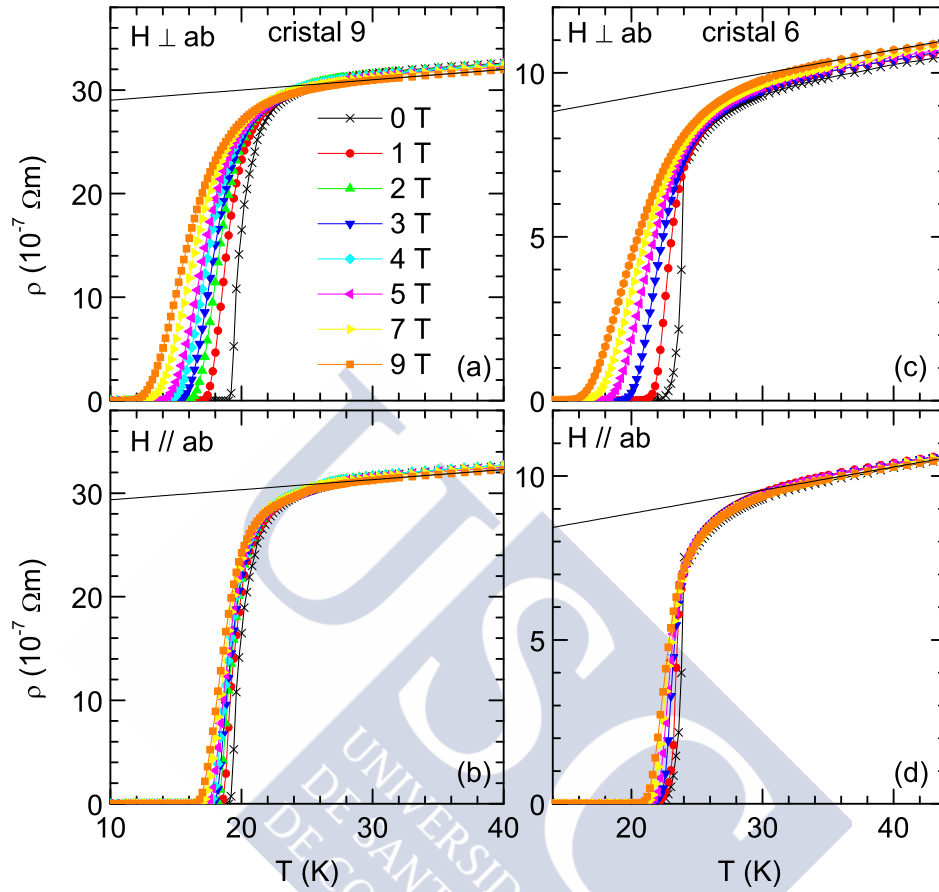


Figura 3.11: (a)-(d) Dependencia con la temperatura de la resistividad eléctrica en las proximidades de la transición superconductora para los cristales 9 (paneles (a) y (b)) y 6 (paneles (c) y (d)) estudiados y para las dos orientaciones de campo magnético. Las líneas rectas representan la contribución del estado normal para $\mu_0 H = 9$ T (ver texto principal para más detalles).

3.4. Análisis de las medidas y discusión de resultados

En esta sección se presentan los análisis de la paraconductividad en los cristales 6 y 9 y del diamagnetismo de exceso debido a fluctuaciones superconductoras en el cristal 11.

3.4.1. Análisis de la paraconductividad por encima de T_c

Una vez que tenemos las curvas de $\rho(T)$ el primer paso para llevar a cabo el análisis es determinar la temperatura crítica, $T_c(0)$. Los valores para la temperatura crítica de las muestras 6 y 9 (ver tabla 3.2) fueron estimados a partir del punto medio de la transición en ausencia de campo magnético. Las semi-anchuras de transición, estimadas usando el criterio 50%-10% (por encima del 50% los propios efectos de fluctuaciones contribuyen al ensanchamiento de la transición), son de 0.6 K. Esto nos permite estudiar los efectos de fluctuaciones a temperaturas reducidas tan bajas como $\varepsilon_{inf} = (\Delta T_c/2)/T_c \approx 0.03$.

En la figura 3.11 se aprecia que el redondeo debido a fluctuaciones se extiende en ambas muestras hasta ~ 30 K ($\varepsilon \approx 0.22$ para el cristal 6 y $\varepsilon \approx 0.41$ para el cristal 9), por encima de esta temperatura la muestra entra en estado normal. La contribución de las fluctuaciones a la conductividad eléctrica, $\Delta\sigma(T, H)$, se obtuvo a través de $\rho(T, H)$ mediante $\Delta\sigma(T, H) = 1/\rho(T, H) - 1/\rho_B(T, H)$, donde la resistividad correspondiente al estado normal $\rho_B(T, H) = a(H) + b(H)T$ se determinó a partir de un ajuste lineal entre 35 K y 40 K. La primera temperatura está por encima de la temperatura de inicio de las fluctuaciones, T^{onset} . El límite superior del intervalo se escogió para evitar un sutil cambio en el comportamiento de la resistividad $\rho(T, H)$ a temperaturas más elevadas, cualitativamente similar al observado bien por encima de T_c en otros compuestos de la familia 112 y atribuido a transiciones de fase magnéticas y/o estructurales [100]. Un primer análisis cualitativo permite observar que la amplitud de $\Delta\sigma$ es mayor que en otros IBS con similar T_c y resistividad normal [29, 49]. El modelo de Aslamazov-Larkin para un superconductor 3D anisotrópico predice que $\Delta\sigma \propto \xi_c^{-1}(0)$ [1, 25], donde $\xi_c(0)$ es la longitud de coherencia correspondiente al eje c . Por tanto, el elevado efecto de las fluctuaciones que observamos en este material es un primer síntoma de que presentan una $\xi_c(0)$ muy pequeña, e incluso podrían exhibir un carácter cuasi-2D si esta longitud de coherencia fuese menor que la interdistancia entre capas de FeAs. Este parece ser el caso en virtud del casi inapreciable corrimiento

en $T_c(H)$ para $H \parallel ab$, principalmente en la muestra 6.

Cristal 9

Las curvas de $\Delta\sigma(T, H)$ para esta muestra se presentan en la figura 3.13. Estos datos se analizaron en términos del modelo de Ginzburg-Landau para superconductores anisotrópicos, en la aproximación Gaussiana, desarrollado en [29] y resumido en el capítulo 2 de esta tesis,

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon, h, c) &= \frac{e^2}{32\hbar\pi\xi_c(0)} \sqrt{\frac{2}{h}} \int_0^{\sqrt{\frac{c-\varepsilon}{2h}}} dx \left[\psi^1 \left(\frac{\varepsilon+h}{2h} + x^2 \right) \right. \\ &\quad \left. - \psi^1 \left(\frac{c+h}{2h} + x^2 \right) \right]. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Aquí ψ^1 es la primera derivada de la función digamma, e es la carga del electrón, \hbar es la constante de Planck reducida, $h = H/H_{c2}(0)$ es el campo magnético reducido, $H_{c2}(0)$ es el campo crítico superior extrapolado linealmente a $T=0$ K (H_{c2}^c cuando $H \perp ab$ y H_{c2}^{ab} cuando $H \parallel ab$), y c es la constante de cutoff, correspondiente al valor de ε en el cual $\Delta\sigma$ se desvanece, esto se produce en $T^{onset} - T_c \approx 12$ K, lo que significa que $c = \ln(T^{onset}/T_c) \approx 0.47$.

En primer lugar se presenta el análisis para $H \perp ab$ en la figura 3.13(a). Las líneas se corresponden con el mejor ajuste de la ecuación (3.1) a los datos obtenidos para campos magnéticos entre 1 y 4 T, y estableciendo como límite inferior la temperatura correspondiente a $\Delta\sigma^{max} = 8 \times 10^4 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ (indicado por una flecha horizontal). Se ha comprobado que extender la región de ajuste a valores más altos que esta cota en $\Delta\sigma$ (lo que es equivalente a temperaturas más próxima a $T_c(0)$) incrementa significativamente el valor del parámetro χ^2 , calculado como la suma de las diferencias cuadráticas entre los datos experimentales y la teoría evaluada con diferentes parámetros. Por tanto, este $\Delta\sigma^{max}$ puede asociarse con el inicio de la región crítica, donde los efectos de fluctuaciones son tan importantes que la aproximación Gaussiana deja de tener validez y la ecuación (3.1) ya no es aplicable. En la figura 3.12(b) puede verse la evolución del χ^2 en función del límite superior $\Delta\sigma^{max}$. En lo referente al rango de campos magnéticos, cabe destacar que los datos tomados con $\mu_0 H \geq 5$ T fueron excluidos debido a que empeoran considerablemente la calidad del ajuste. En vista del valor de $H_{c2}^c(0)$ resultante del análisis (ver abajo), esto puede relacionarse con el límite de aplicabilidad de la teoría.

Por otra parte, los datos por debajo de 1 T han sido también excluidos porque en esta región $\Delta\sigma(H)$ presenta un *upturn* anómalo, mostrado en la figura 3.14, un efecto ya observado en otros IBS y atribuido a la posible presencia de fluctuaciones de fase [44, 109] pero también a una posible distribución de temperaturas críticas [29, 110].

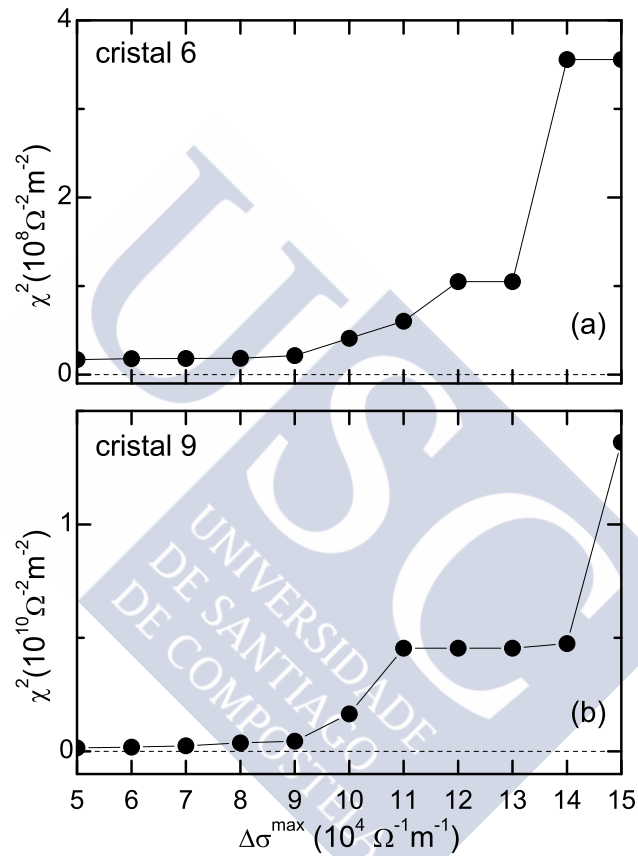
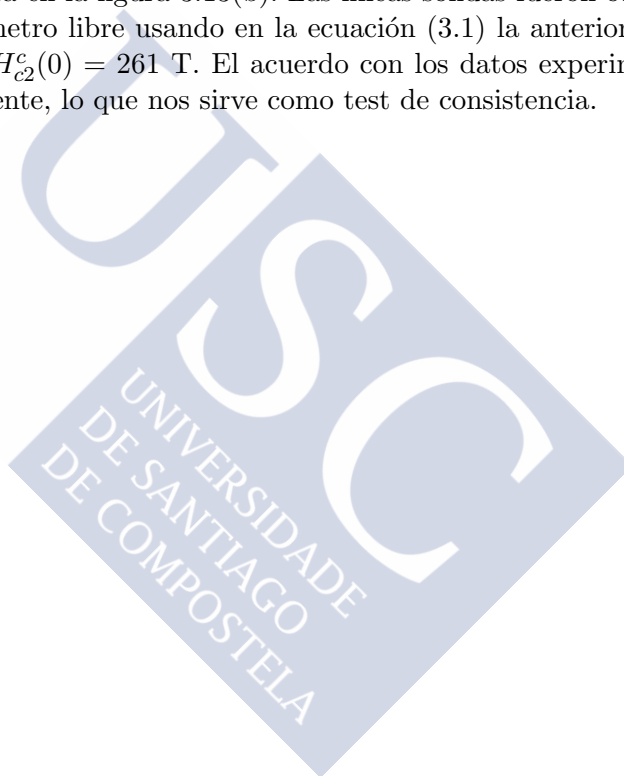


Figura 3.12: Estudio de la cota máxima en $\Delta\sigma$ para la comparación de los datos experimentales con la teoría por medio de la variación del χ^2 . (a) En el caso de la muestra 6 este estudio se realizó comparando los datos de $\mu_0 H = 0$ T con la ecuación (3.3). (b) Para el cristal 9 el cálculo se realizó comparando los datos de $\mu_0 H = 1 - 4$ T con la ecuación (3.1). En ambos casos establecemos el límite en $\Delta\sigma^{\max} = 8 \times 10^4 \Omega^{-1} \text{m}^{-1}$ (ver texto para detalles).

Los valores obtenidos para los dos parámetros del ajuste son $\xi_c(0) = 3.8 \text{ \AA}$ y $\mu_0 H_{c2}^c(0) = 30.7 \text{ T}$. A partir del valor para el campo crítico se obtiene una longitud de coherencia en el plano de $\xi_{ab}(0) = \sqrt{\phi_0/2\pi\mu_0 H_{c2}^c(0)} = 32.7 \text{ \AA}$. El factor de anisotropía correspondiente, $\gamma = \xi_{ab}(0)/\xi_c(0)$, es tan grande como 8.5 pero todavía consistente con un comportamiento 3D debido a que el parámetro LD, dado por $r \equiv [2\xi_c(0)/s]^2$, y que está asociado con la temperatura reducida para el *crossover* 3D-2D [1], vale aproximadamente 0.55, a comparar con $c \approx 0.47$ que nos indica el *onset* de los efectos de fluctuaciones. El análisis para $H \parallel ab$ se presenta en la figura 3.13(b). Las líneas sólidas fueron obtenidas sin ningún parámetro libre usando en la ecuación (3.1) la anterior $\xi_c(0)$ y $\mu_0 H_{c2}^{ab}(0) = \gamma\mu_0 H_{c2}^c(0) = 261 \text{ T}$. El acuerdo con los datos experimentales es también excelente, lo que nos sirve como test de consistencia.



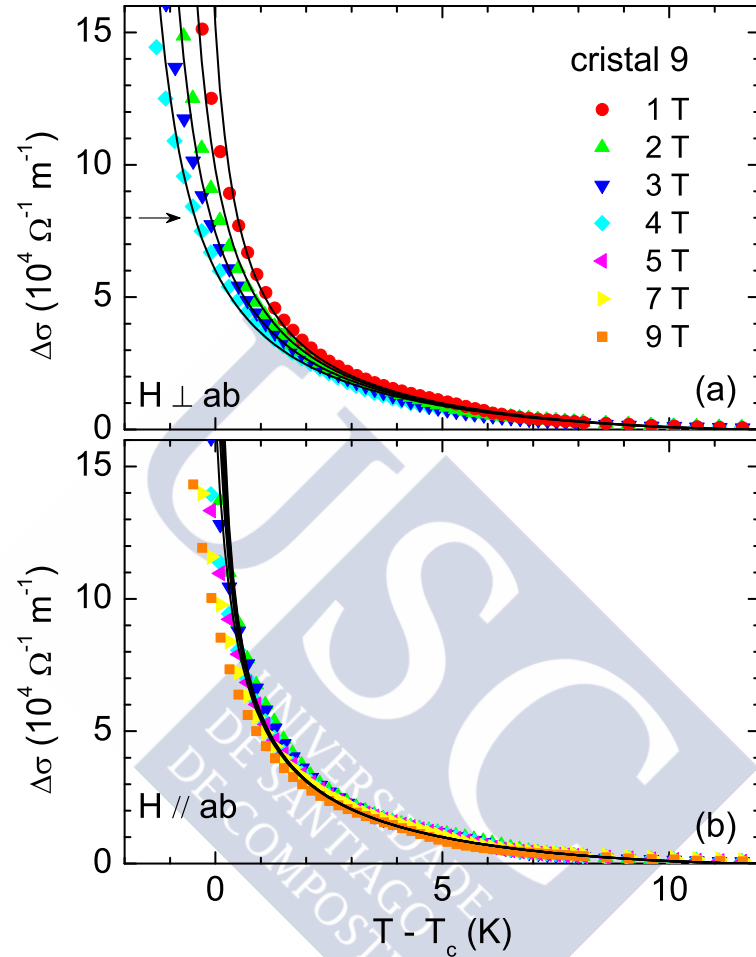


Figura 3.13: Dependencia de $\Delta\sigma$ frente a la temperatura en el cristal 9 para ambas orientaciones del campo magnético. En el panel (a) se muestran los datos obtenidos para una orientación perpendicular del campo magnético aplicado con respecto a los planos superconductores de FeAs mientras que el panel (b) contiene los datos correspondientes a la orientación paralela. En ambos casos, las líneas fueron evaluadas con la aproximación GL 3D anisotrópica, ecuación (3.1), usando los parámetros $\xi_{ab}(0)$ y $\xi_c(0)$ mostrados en la tabla 3.2. La flecha horizontal en el panel (a) indica la amplitud máxima hasta la que se ajustan los datos experimentales, y que asociamos con el inicio de las fluctuaciones críticas (ver texto principal para más detalles).

Por completitud, en la figura 3.14 se muestra la dependencia con H de $\Delta\sigma$ para ambas orientaciones de campo y para dos temperaturas por encima de T_c . Las líneas fueron obtenidas usando en la ecuación (3.1) los parámetros superconductores que se muestran arriba. La línea punteada se corresponde con $H \gtrsim 0.2H_{c2}^c(0)$, donde la teoría ya no es aplicable.

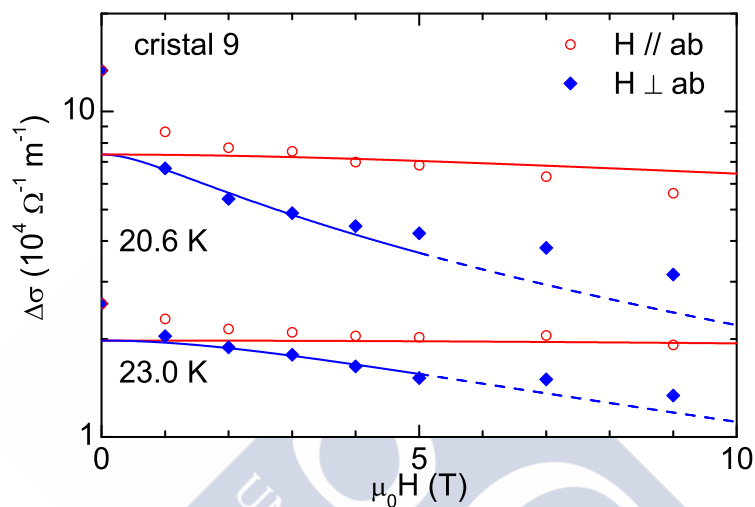


Figura 3.14: Dependencia de $\Delta\sigma$ con el campo magnético en el cristal 9 para diferentes temperaturas por encima de T_c y para las dos orientaciones del campo estudiadas. Las líneas se evaluaron con la ecuación (3.1), usando los parámetros $\xi_{ab}(0)$ y $\xi_c(0)$ mostrados en la tabla 3.2. Para $H \perp ab$ la línea punteada se corresponde con el límite de validez de la teoría (ver texto para detalles).

Cristal 6

En primer lugar, en la figura 3.15 se presentan los resultados obtenidos para la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones a campo cero. Como puede apreciarse, la amplitud de $\Delta\sigma(T, H = 0)$ es apreciablemente mayor que la predicha por la aproximación 3D utilizando el valor de $\xi_c(0)$ encontrado para el cristal 9, y $c = 0.37$ (de acuerdo con el valor de ε para el que $\Delta\sigma$ se anula en la muestra 6, $T^{onset} - T_c \approx 11$ K). Un valor menor de $\xi_c(0)$ (en torno a 1 Å) proporciona un acuerdo aceptable con los datos, pero es inconsistente con un modelo 3D dado que conduce a un $r \approx 0.04$, por lo que el sistema se comportaría como 2D en casi todo el rango accesible de temperaturas reducidas. Por otra parte, la aproximación 2D-AL

convencional, $\Delta\sigma = e^2/16\hbar s\varepsilon$ (línea punteada), donde s es la interdistancia entre planos FeAs, sobrestima fuertemente los valores experimentales para $\Delta\sigma$. El acuerdo mejora con la introducción del cutoff en energía total, $\Delta\sigma = e^2(\varepsilon^{-1} - c^{-1})/16\hbar s$ (línea discontinua-punteada), pero sólo a altas temperaturas reducidas. Esto sugiere la necesidad de la aproximación de dimensionalidad intermedia LD desarrollada en [56] y presentada de nuevo en el capítulo 2,

$$\Delta\sigma_{AL}^{LD}(\varepsilon, h, c) = \frac{e^2}{64\pi\hbar} \frac{1}{h} \int_{-\pi/s}^{\pi/s} dq_z \left[\psi^1 \left(\frac{\varepsilon + h + \omega_{qz}^{LD}}{2h} \right) - \psi^1 \left(\frac{c + h + \omega_{qz}^{LD}}{2h} \right) \right], \quad (3.2)$$

que en el límite de campo bajo ($h \ll \varepsilon, c$) se reduce a [56]

$$\Delta\sigma_{AL}^{LD}(\varepsilon, c) = \frac{e^2}{16\hbar s} \left[\frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon + r)}} - \frac{1}{\sqrt{c(c + r)}} \right]. \quad (3.3)$$

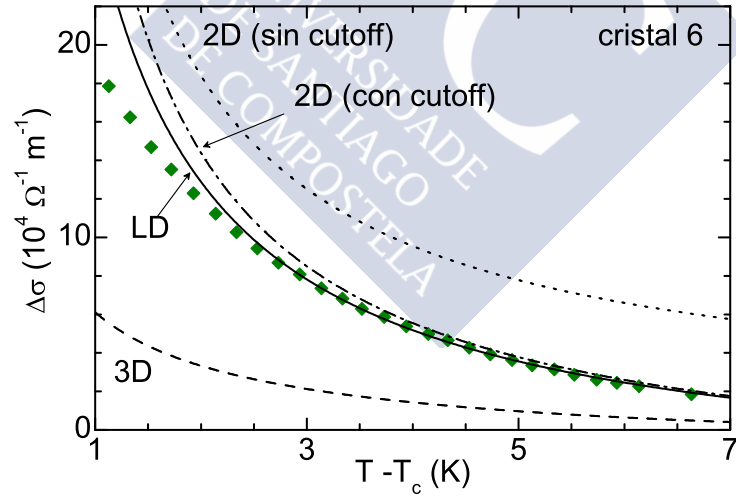


Figura 3.15: Comparación de los datos obtenidos para $\Delta\sigma$ con $\mu_0 H = 0$ T en el cristal 6 con las aproximaciones 2D, 3D y LD (ver texto principal para más detalles).

La línea sólida en la figura 3.15 es el mejor ajuste de los datos obtenidos con $\mu_0 H = 0$ T a la ecuación (3.3) hasta $\Delta\sigma = 8 \times 10^4 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$. Usando una región de ajuste por encima de este valor se incrementa de forma significativa el χ^2 , tal como puede comprobarse en la figura 3.12(a). El valor obtenido para el único parámetro libre es $r = 0.016$, que implica una longitud de coherencia $\xi_c(0) = 0.65 \text{ \AA}$, un valor un orden magnitud menor que la interdistancia entre las capas de FeAs.

En la figura 3.16 se ilustra el comportamiento de la paraconductividad frente al campo magnético para la muestra 6. Como puede verse, $\Delta\sigma$ presenta un comportamiento monótono cuando $H \rightarrow 0$ cerca de T_c , lo que sugiere que posibles inhomogeneidades en T_c o fluctuaciones de fase tienen un papel despreciable en esta muestra.

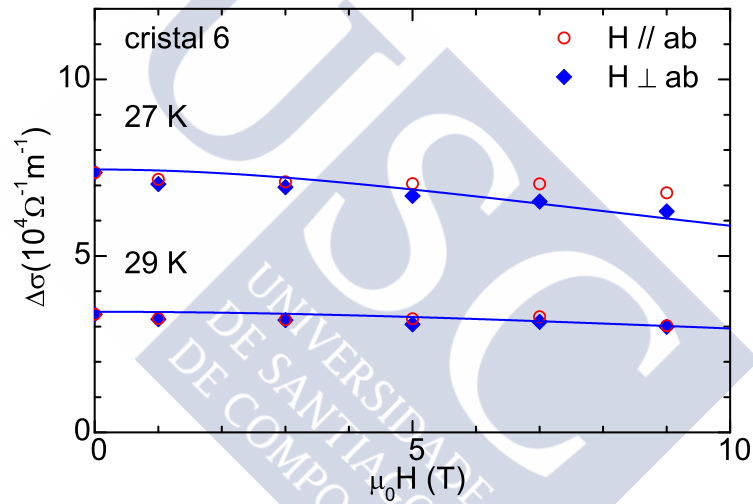


Figura 3.16: Dependencia de $\Delta\sigma$ frente a H por encima de T_c para ambas orientaciones de campo magnético aplicado. Las líneas se corresponden con $H \perp ab$ y fueron evaluadas usando en la ecuación (3.2) los mismos parámetros que en la figura 3.17(a) (consultar texto principal para detalles).

Por su parte, en la figura 3.17 se muestra el comportamiento de $\Delta\sigma$ en presencia de campo magnético frente a la temperatura, las líneas sólidas en figura 3.17(a) son el mejor ajuste de la ecuación (3.2) a los datos obtenidos con $H \perp ab$ hasta 9 T y hasta el mismo límite en $\Delta\sigma$ (indicado por la flecha horizontal). En este caso utilizamos los mismos valores de r y c determinados a partir del ajustes de los datos a campo nulo, y obtenemos para el único parámetro libre, $\mu_0 H_{c2}^c(0) = 88.1$ T. Este valor conduce a

una longitud de coherencia en el plano de $\xi_{ab}(0) = 19.3 \text{ \AA}$, y a un factor de anisotropía tan grande como $\gamma = 29.7$. Este resultado queda confirmado por el inapreciable efecto del campo magnético sobre $\Delta\sigma$ cuando este se aplica paralelamente a ab , ver figura 3.17(b). En este caso la línea se evaluó mediante la expresión LD sin campo, ecuación (3.3), ya que no conocemos como varía el campo crítico con la orientación en este tipo de sistemas.



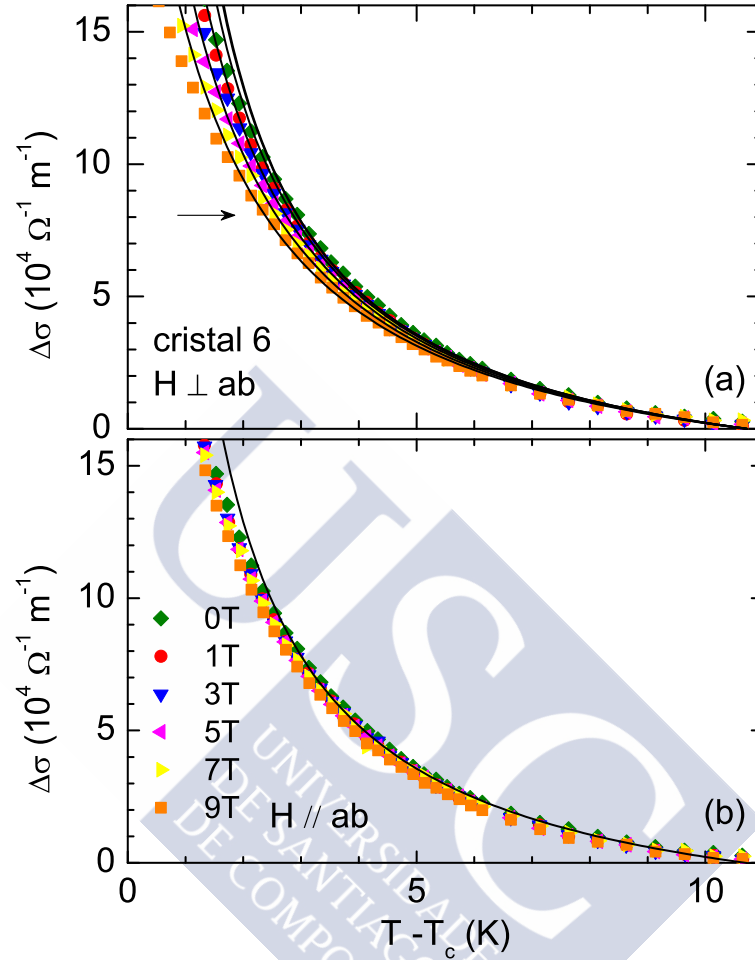


Figura 3.17: (a) Dependencia frente a la temperatura de la paraconductividad para $H \perp ab$. Las líneas fueron evaluadas con la ecuación (3.2) usando los valores de $\xi_{ab}(0)$ y r mostrados en la tabla 3.2. (b) Dependencia con T para $H \parallel ab$. La línea fue evaluada con la expresión LD sin campo, ecuación (3.3), usando de nuevo el valor de r de la tabla 3.2 (ver texto principal para más detalles).

3.4.2. Análisis de la magnetización inducida por fluctuaciones por encima de T_c

Con el fin de confirmar los resultados anteriores se realizaron medidas adicionales de momento magnético para estudiar la magnetización inducida por fluctuaciones superconductoras, ΔM , en una tercera muestra, el cristal 11. Como se comentó con anterioridad, este observable es proporcional a la fracción efectiva de volumen superconductor y es apropiado para confirmar la naturaleza *bulk* de la superconductividad en estos compuestos. Las medidas se realizaron con un magnetómetro comercial (Quantum Desing, modelo MPMS-XL), basado en un dispositivo SQUID, cuyas características técnicas se pueden consultar en [113]. Aquí merece la pena resaltar que permite aplicar campos magnéticos de hasta ± 7 T en un rango de temperaturas entre 2 K y 400 K, y con una resolución máxima de hasta 10^{-8} emu. El cristal se midió aplicando el campo H perpendicularmente a las capas *ab*. Para ello usamos un portamuestras de cuarzo (0.3 cm de diámetro y 22 cm de longitud) con una pequeña muesca perpendicular de ~ 0.3 mm, en la cual introducimos el cristal usando barniz GE como adhesivo. Además, dos toques de plástico en los extremos del portamuestras (con un diámetro ~ 0.3 mm menor que el diámetro del espacio para la muestra) nos aseguran un alineamiento mejor que 0.1° .

Como primera caracterización magnética, se presenta en la figura 3.18(a) la dependencia con la temperatura de la susceptibilidad, $\chi = M/H$, medida en condiciones de ZFC (*Zero-Field Cooling*) a bajo campo (0.3 mT). Esta medida está ya corregida de efectos desmagnetizantes usando un factor $D = 0.86$, que resulta de aproximar la forma del cristal por un elipsoide inscrito en el [114]. Como puede verse, χ está cerca del valor de apantallamiento ideal -1 justo por debajo de la transición diamagnética. Se estimó $T_c \approx 21.8$ K a partir de la temperatura en la que $d\chi/dT$ es máxima, y la anchura de la transición como $\Delta T_c = T(\chi = 0) - T_c \approx 1$ K (ver figura 3.18(b)), lo que nos permitirá estudiar la magnetización inducida por fluctuaciones en un amplio rango por encima de T_c . La anchura de la transición se estima de esta forma porque por debajo de T_c la transición diamagnética se ve afectada por la longitud de penetración.

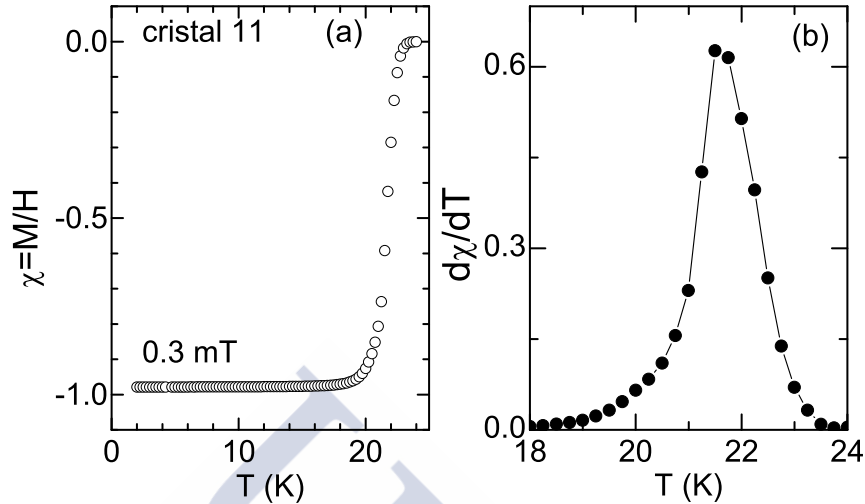


Figura 3.18: (a) Dependencia con la temperatura de la susceptibilidad ZFC para campo bajo (0.3 mT) en el cristal 11, ya corregida de efectos desmagnetizantes. (b) Derivada de la susceptibilidad magnética presentada en (a) en torno a T_c . La temperatura crítica se estima a partir del máximo valor de esta curva y la anchura a partir de $\Delta T_c = T(\chi = 0) - T_c$ (ver texto para detalles).

Para medir el efecto de las fluctuaciones superconductoras por encima de T_c (del orden de 10^{-6} emu), se promediaron ocho medidas independientes. Para cada temperatura se calcula el valor medio de m y la desviación estándar en una primera iteración, y se suprimen los valores de m que se alejan más de una desviación estándar del valor medio. El proceso se repite para cada temperatura hasta que todos los valores de m están dentro del intervalo deseado. La resolución final en momento magnético m está en el rango de $\sim 10^{-8}$ emu. Las medidas para $m(T)$ en torno a T_c se presentan en la figura 3.19(a). Los puntos sólidos (abiertos) fueron obtenidos en condiciones de ZFC (FC). Puede apreciarse claramente como la región irreversible se extiende algunos grados por debajo de T_c , lo que nos permite estudiar el régimen de fluctuaciones críticas. Justo por encima de la temperatura de irreversibilidad $m(T)$ presenta un *upturn* que aumenta en amplitud a medida que aumentamos el campo aplicado. Un efecto muy similar ha sido observado ya en aleaciones de baja T_c y se ha atribuido a superconductividad superficial [115]. Aquí nos centraremos sólo en el análisis de los efectos de fluctuaciones para temperaturas por encima de esta anomalía.

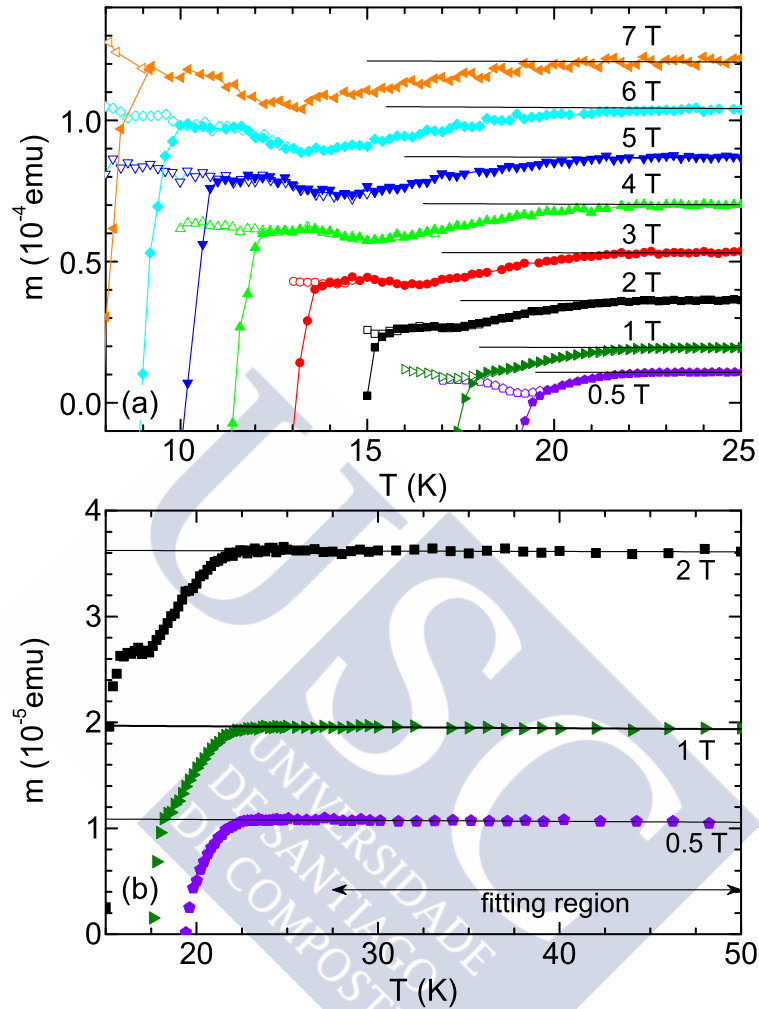


Figura 3.19: (a) Detalle de la dependencia del momento magnético del cristal 11 con la temperatura en torno a T_c . Los símbolos sólidos (abiertos) fueron obtenidos en condiciones de ZFC (FC). El diamagnetismo por encima de T_c es inapreciable en esta escala. (b) Varios ejemplos de la dependencia de $m(T)$ hasta 50 K, donde la contribución del estado normal (líneas) se obtuvo mediante un ajuste lineal en el rango indicado (ver texto principal para más detalles).

Algunos ejemplos del comportamiento de $m_H(T)$ por encima de T_c se presentan en la figura 3.19(b). A la vista del comportamiento casi constante frente a la temperatura, la contribución del estado superconductor se determinó mediante un ajuste lineal, $m_B(T) = a + bT$, entre 27.5 K (una

temperatura por encima de la cual el redondeo debido a fluctuaciones no se aprecia) y 50 K. En la figura 3.20 se presenta la dependencia en torno a T_c de la magnetización inducida por fluctuaciones, $\Delta M = (m - m_B)/VH$ (donde V es el volumen del cristal).

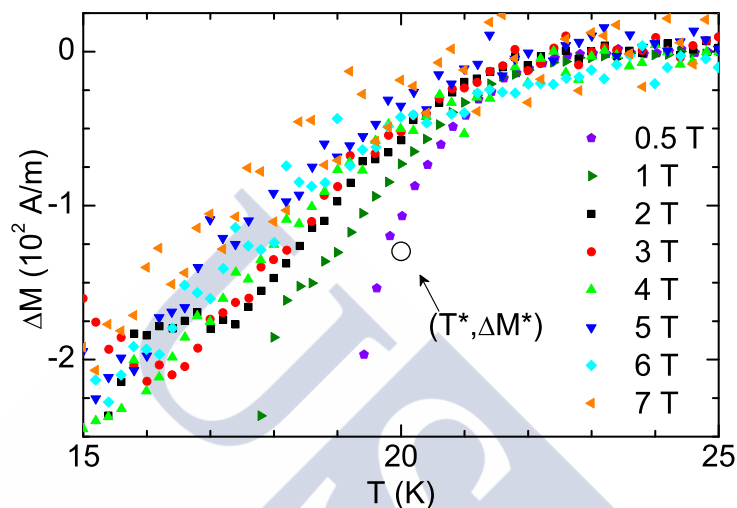


Figura 3.20: Dependencia frente a la temperatura de la magnetización debida a fluctuaciones, ΔM , en torno a la transición superconductor. El círculo es la predicción para el *crosspoint* en superconductores 2D (ver texto para detalles).

Podemos hacer un primer análisis directo de los datos en la región crítica a través de la aproximación de Tešanović para la magnetización en la región crítica de materiales 2D [116]. Este modelo predice que las curvas para $\Delta M(T)$ obtenidas para varias amplitudes de campo H se cruzan en el punto $\Delta M^* = -k_B T^*/\phi_0 s$, donde ΔM^* y T^* son las coordenadas del mencionado punto de corte. En el caso del cristal 11 este punto de corte se produce a una amplitud para ΔM mucho menor de lo predicho por la teoría, tal como puede verse en la figura 3.20, lo que sugiere que el comportamiento en esta región puede ser más próximo al de un superconductor 3D. En esta región, la aproximación 3D-GL LLL (*Lowest-Landau-Level*) predice un scaling en las variables [117, 118],

$$m_{scal} \equiv \frac{\Delta M}{(HT)^{2/3}}$$

y

$$t_{scal} \equiv \frac{T - T_c(H)}{(HT)^{2/3}},$$

donde $T_c(H) = T_c [1 - H/H_{c2}^c(0)]$. Este scaling se realizó utilizando la T_c determinada anteriormente (ver tabla 3.2) y con $H_{c2}^c(0)$ como único parámetro libre. El valor de $H_{c2}^c(0)$ que minimiza el χ^2 con respecto a una referencia (datos para 4T) es de 45 T, aunque con valores entre 40-50 T el resultado es similar (χ^2 varia dentro del 1%). El proceso se detalla a continuación. Se toman los datos de 4 T como referencia debido a que el valor de H se encuentra en el centro del intervalo de campos medidos (entre 0.5 T y 7 T). Para estos datos se calcularon y representaron las variables de scaling para un campo determinado haciendo un barrido entre los valores $\mu_0 H_{c2}^c(0) = 35 - 70$ T, en saltos de 5 T. El siguiente paso es hacer un ajuste sobre los datos de 4 T escalados (para cada H_{c2}^c), de tal forma que obtenemos un polinomio que imita el comportamiento de los datos escalados, para $\mu_0 H_{c2}^c(0) = 45$ T se obtiene por ejemplo,

$$\begin{aligned} m_{scal}^{45T}(x) &= -3.48720373676203 \times 10^{-4} + 30.1425222679815 \times x \\ &- 725979.04896862 \times x^2 - 2739956463.95844 \times x^3 \\ &+ 182960258206772 \times x^4, \end{aligned}$$

donde $x \equiv t_{scal}^{45T}$. Esto se hace así para poder comparar con otros campos, dado que las temperaturas de medida no coinciden de forma exacta. Una vez tenemos las funciones de scaling para todos los $H_{c2}^c(0)$ que queremos sondear, solo queda comprobar como se comportan los restantes campos con respecto a este polinomio de referencia. Para hacerlo obtenemos para cada $H_{c2}^c(0)$ de prueba las variables de scaling de los diferentes campos, y calculamos el χ^2 con respecto al polinomio de referencia asociado a cada $H_{c2}^c(0)$. De esta forma obtenemos la figura 3.21, en el *inset* de la misma puede comprobarse que el mejor acuerdo se obtiene para $H_{c2}^c(0) = 45$ T. Como puede verse, el scaling 3D se confirma. La longitud de coherencia en el plano asociada es $\xi_{ab}(0) = 27.0 \pm 1.5$ Å. El comportamiento 3D en la región crítica puede ser todavía consistente con un escenario 2D bien por encima de T_c si la longitud de coherencia transversa, $\xi_c(0)$, se reduce a valores menores que la interdistancia entre capas de FeAs, s . De hecho, este es el caso en un bien conocido superconductor cuasi-2D como el $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ óptimamente dopado, que presenta un comportamiento 3D en la región crítica [119], y una transición 3D-2D en la región Gaussiana bien por encima de T_c , a temperaturas reducidas del orden de $\varepsilon \approx 0.1$ [25].

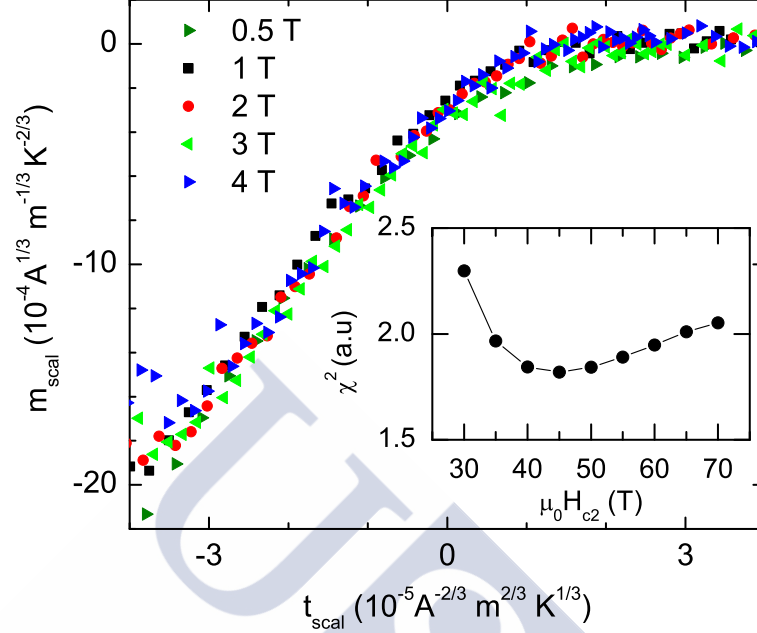


Figura 3.21: Scaling 3D-GL de la magnetización en la región crítica para el cristal 11. Por claridad, los datos ruidosos para 6 T y 7 T se han suprimido de la representación, pero siguen siendo consistentes con el scaling. Inset: Dependencia del χ^2 con el $H_{c2}^c(0)$ utilizado para llevar a cabo el scaling (consultar texto para detalles).

En la figura 3.22 se presenta la susceptibilidad magnética debida a fluctuaciones en la región Gaussiana por encima de T_c . Esta medida se corresponde con $\mu_0 H = 1$ T. Campos magnético menores conducen a peores relaciones señal/ruido, y para campos por encima de 1 T la sensibilidad del dispositivo de medida se reduce notablemente. Además, 1 T sigue siendo mucho más pequeño que $\mu_0 H_{c2}^c(0) \approx 45$ T, por lo que los datos están en el denominado límite de campo bajo (o de Schmidt) en el que los efectos de campo finito pueden ignorarse. En este límite el modelo LD con cutoff en energía total conduce a [57]

$$\frac{\Delta M}{H} = -\frac{\pi \mu_0 k_B T \xi_{ab}^2(0)}{3 \phi_0^2 s} \left[\frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\varepsilon + r)}} - \frac{1}{\sqrt{c(c + r)}} \right]. \quad (3.4)$$

Aquí k_B es la constante de Boltzmann, μ_0 la permeabilidad magnética del vacío, ϕ_0 el cuanto de flujo magnético y $c = \ln(T^{onset}/T_c)$ la constante de

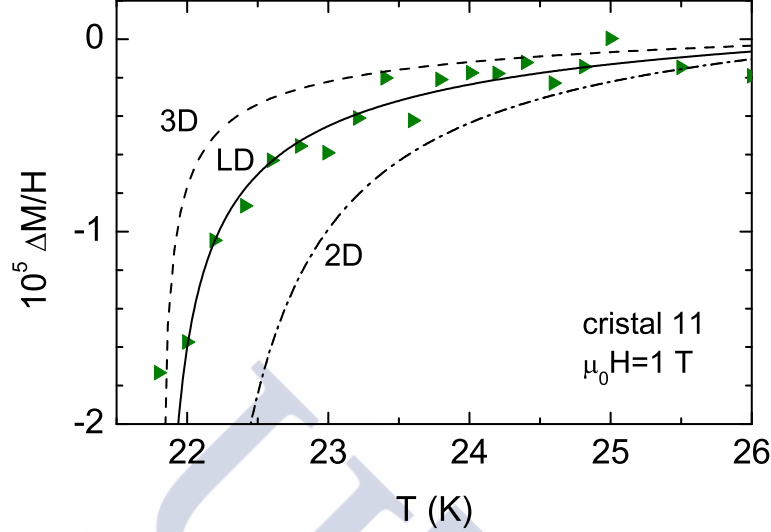


Figura 3.22: Dependencia con la temperatura de la susceptibilidad magnética debida a fluctuaciones por encima de T_c con $\mu_0 H = 1$ T en el cristal 11. La línea sólida es el mejor ajuste de la ecuación (3.4) por encima de 22 K con r como único parámetro libre. Por completitud, los resultados para las aproximaciones 2D y 3D se incluyen también (ver texto principal para más detalles).

cuttoff en energía total. Cuando el parámetro LD es $r \ll 1$ o $r \gg 1$, y en ausencia de cutoff ($c \rightarrow \infty$), esta expresión se reduce a los límites 2D y 3D clásicos respectivamente [57]. Usando la T_c y la $\xi_{ab}(0)$ determinadas en el análisis de la región crítica, y $c = 0.23$ correspondiente a la $T^{onset} = 27.5$ K determinada con anterioridad, el análisis depende solamente de r . La línea sólida en la figura 3.22 es el mejor ajuste a los datos experimentales hasta 22 K, que está muy cerca de T_c . Por debajo de esta temperatura, la teoría sobrestima fuertemente la amplitud $\Delta M/H$ medida, lo que puede ser consecuencia del inicio de las fluctuaciones críticas. Cabe destacar además que las inhomogeneidades en T_c pasan a jugar un papel no despreciable a temperaturas menores que $T_c [1 + \Delta T_c/T_c - H/H_{c2}^c(0)]$, límite próximo a 22 K. El parámetro LD resultante del ajuste es $r = 0.13 \pm 0.03$, donde la incertidumbre se deriva de la imprecisión en la determinación de $H_{c2}^c(0)$, tal como se explica más arriba cuando se habla del scaling en la región crítica. El valor de r está bien por debajo de la temperatura reducida correspondiente al inicio de las fluctuaciones ($\varepsilon^{onset} = c = 0.23$), lo que confirma la naturaleza cuasi-2D de este material. La longitud de

coherencia transversa asociada es $\xi_c(0) = 1.9 \pm 0.2 \text{ \AA}$, que combinada con la $\xi_{ab}(0)$ derivada del scaling, conduce a un factor de anisotropía tan elevado como $\gamma = 14 \pm 1$. Los parámetros superconductores para el cristal 11 se encuentran en la tabla 3.2. Por completitud, las líneas discontinua-punteada y discontinua en la figura 3.22 son los límites 2D y 3D de la ecuación (3.4), evaluados utilizando $r = 0$ y $r = 0.55$ respectivamente (este último valor para r se corresponde con la $\xi_c(0)$ obtenida para el cristal 9, cuyas fluctuaciones son de naturaleza 3D).

Por último, en la tabla 3.2 se resumen los resultados derivados del análisis de los efectos de las fluctuaciones superconductoras sobre las tres muestras estudiadas. Se muestra el observable bajo análisis en cada caso, la temperatura crítica (T_c), las longitudes de coherencia transversa y en el plano ($\xi_c(0)$ y $\xi_{ab}(0)$ respectivamente), el factor de anisotropía derivado de las mismas ($\gamma \equiv \xi_{ab}(0)/\xi_c(0)$) y el parámetro r que controla en cambio de dimensionalidad 3D-2D en sistemas laminares.

Cuadro 3.2: Parámetros superconductores de los cristales estudiados, obtenidos a partir de los análisis de los efectos de fluctuaciones en el observable indicado.

Cristal	Observable	T_c (K)	$\xi_c(0)$ (\AA)	$\xi_{ab}(0)$ (\AA)	$r \equiv [2\xi_c(0)/s]^2$	γ
6	$\Delta\sigma$	23.9	0.65	19.3	0.016	29.7
9	$\Delta\sigma$	19.9	3.8	32.7	0.55	8.5
11	ΔM	21.8	1.9	27.0	0.13	14

3.4.3. Discusión

Naturaleza bulk de la superconductividad en (Ca, La)(Fe, Ni)As₂

La caracterización detallada que se presenta en [111] muestra la naturaleza *bulk* de la superconductividad de estos compuestos. El acuerdo de ΔM con la aproximación teórica LD, y el hecho de que los parámetros superconductores del cristal 11 se encuentren dentro de los obtenidos en el análisis de $\Delta\sigma$, no hacen más que confirmar este punto, y también nuestras conclusiones acerca de la alta anisotropía y el comportamiento cuasi-2D de estos materiales. Vale la pena destacar que $\Delta\sigma$ es también sensible a la fracción efectiva de volumen superconductor; si esta es muy pequeña, $\Delta\sigma$ se vería reducida en la misma proporción aproximadamente [57, 120], y el

análisis sería inconsistente. Sin embargo, nuestros resultados concuerdan con las aproximaciones teóricas asumiendo una fracción de volumen superconductor completa. Finalmente, el salto en el calor específico en T_c (relacionado directamente con la fracción de volumen superconductor) se ha medido en cristales de composición química similar (dopados con Co en lugar de Ni) [100]. Se ha encontrado que $\Delta C_p/T_c = 6.7$ mJ/mol Fe K², lo cual es consistente con el scaling de $\Delta C_p/T_c$ vs T_c presentado en la referencia [121] para diferentes IBS.

Dependencia con T_c de los parámetros superconductores

Como puede verse en la figura 3.23, los valores obtenidos para $\xi_{ab}(0)$ y $\xi_c(0)$ en el anterior análisis decrecen a medida que la T_c se incrementa. La dependencia es más pronunciada en el caso de $\xi_c(0)$ y como consecuencia el factor de anisotropía experimenta un incremento con T_c , alcanzando un valor tan alto como ~ 30 en el cristal 6. Esta muestra presenta la T_c más alta y el menor nivel de dopaje La ($x = 0.172$) de todas las estudiadas. Por lo tanto se puede concluir que γ se reduce para niveles de dopaje por encima del óptimo, que se espera esté sobre 0.15 [95, 97]. Este comportamiento es opuesto al observado en cristales de la familia 122 dopados con Ni, para los cuales se ha encontrado que γ aumenta a medida que se incrementa el contenido de Ni por encima del nivel óptimo [122].

La reducción de $\xi_c(0)$ con el incremento del dopaje de La puede atribuirse al debilitamiento del acoplo entre capas de FeAs. De hecho, en el modelo LD de capas superconductoras acopladas por efecto Josephson, la longitud de coherencia a lo largo del eje c está relacionada con la constante de acoplo Γ a través de $\xi_c(0) = s\sqrt{\Gamma}$, siendo s la interdistancia entre capas adyacentes de FeAs [58, 123]. Entonces, debemos asumir que la introducción de La afecta fuertemente al acoplamiento Josephson entre las capas de FeAs. Esto es consistente con resultados recientes sobre la estructura electrónica del $\text{Ca}_{0.85}\text{La}_{0.15}\text{FeAs}_2$, donde se concluye que *las capas de Ca-La no sólo aportan portadores sino que además regulan el acoplo entre las cadenas de As y las capas superconductoras de FeAs* [124].

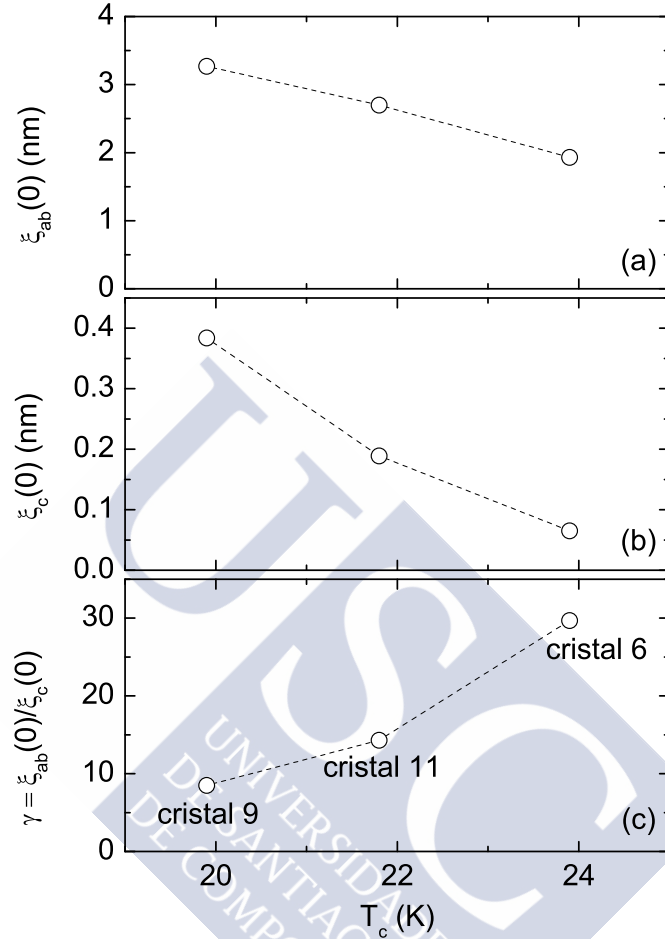


Figura 3.23: Dependencia con T_c de las longitudes de coherencia y del factor de anisotropía para las muestras estudiadas.

Comparación del factor de anisotropía con otros IBS

Hasta donde sabemos, los valores de γ encontrados aquí están entre los más altos jamás reportados en IBS (especialmente el correspondiente al cristal 6). Por ejemplo, compuestos de la familia 1111 presentan valores $\gamma(T_c) \approx 6 - 9$ [42, 125–127], trabajos muy recientes en FeSe intercalado con Li-NH₃ y con Li_{1-x}Fe_x arrojan valores $\gamma(T_c) \approx 15$ [128, 129], y en Ba(Fe_{1-x}Ni_x)₂As₂ altamente sobredopado ($x = 0.1$) se encontró $\gamma(T_c) \approx 16$ [122]. En un trabajo reciente acerca de las propiedades anisotrópicas de un

crystal de la familia 112 ($\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{1-y}\text{Co}_y\text{As}_2$ con $x = 0.2$ e $y = 0.02$) se indica un valor de $\gamma \approx 5$ cerca de T_c [130]. La diferencia con el valor obtenido en nuestro crystal puede atribuirse al menor nivel de dopaje. De hecho, mientras que la concentración de La es similar, la concentración de Co es la mitad que la de Ni en nuestro caso, y además la valencia del Co es menor que la del Ni.

Cabe la pena destacar que la mayoría de los estudios en la literatura obtienen el factor de anisotropía y las longitudes de coherencia a partir del corrimiento de la transición resistiva con H . No obstante, en el presente caso, el importante redondeo que presenta la resistividad debido a las fluctuaciones cuasi-2D podría introducir una gran incertidumbre, es decir, el resultado sería muy dependiente del criterio usado tal como puede verse en figura 3.24. Por otra parte, los análisis basados en la dependencia angular de la magnetorresistencia en torno a T_c en términos de la aproximación anisotrópica 3D-GL [129–131] pueden no ser aplicables en superconductores cuasi-2D.

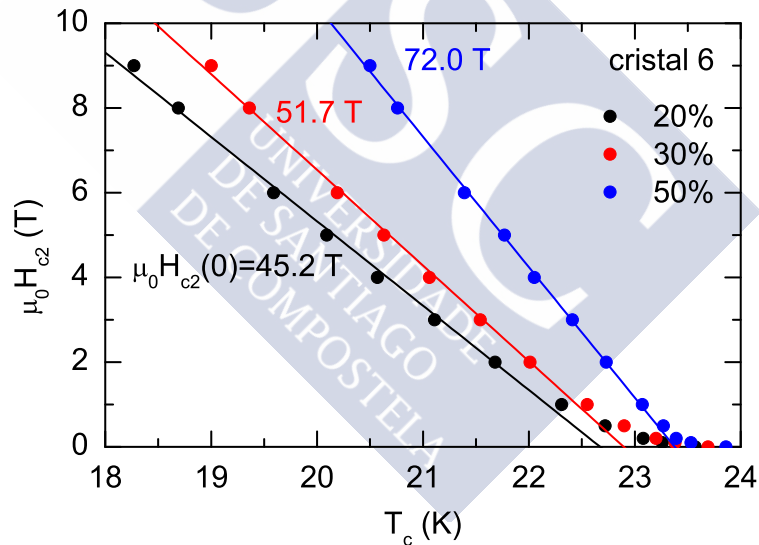


Figura 3.24: Algunos ejemplos del comportamiento de $H_{c2}(T)$ en el cristal 6 obtenidos aplicando diferentes cortes sobre las curvas $\rho(T, H)$. El resultado para $\mu_0 H_{c2}(0)$ depende fuertemente del criterio usado, con valores entre 45 T y 72 T para los cortes mostrados en la figura.

Comportamiento cuasi-2D

Los valores de $\xi_c(0)$ obtenidos para nuestras muestras resultan ser significativamente menores que la interdistancia entre capas de FeAs, $s = 10.34 \text{ \AA}$. En las muestras 6 y 11 esto conduce a un parámetro LD bien por debajo del inicio de las fluctuaciones, de tal forma que la transición 3D-2D (comportamiento cuasi-2D) es observable en un rango accesible de temperaturas reducidas. Es interesante mencionar el hecho de que materiales con s menores, como el $\text{BaFe}_{2-x}(\text{Ni, Co})_x\text{As}_2$, pueden presentar excitaciones de spin 2D y excitaciones 3D (anisotrópicas) de baja energía en los planos de FeAs (ver, por ejemplo, [132, 133]). Tal y como se comentó en la introducción, trabajos previos sugieren un comportamiento 2D en compuestos con valores de s incluso menores [30, 31, 37, 45, 103, 104], pero estos resultados no se han visto confirmados en estudios más recientes en los mismos compuestos u otros similares [20, 39, 40, 42, 105–107]. Recientemente se ha propuesto una transición 3D-2D en un cristal de 10-3-8 ($s = 10.7 \text{ \AA}$) [134], después de la observación de un cambio en el exponente crítico de $\Delta\sigma(H = 0)$ de $-1/2$ a -1 . No obstante, el valor para $\xi_c(0)$ encontrado por estos autores es cercano a $s/2$, lo que es consistente con un comportamiento 3D hasta altas temperaturas reducidas, $\varepsilon \sim r = [2\xi_c(0)/s]^2 \approx 1$. Sería por lo tanto interesante comprobar hasta que punto el aparente comportamiento 2D observado en $\varepsilon \approx 1$ en este compuesto podría ser explicado en términos de efectos de corta longitud de onda.

La combinación de una alta anisotropía y una gran interdistancia FeAs hace accesible la escala de campo por encima de la cual pueden aparecer vórtices 2D en el estado mixto, $H \sim \phi_0/s^2\gamma^2$ (consultar por ejemplo [1]). De hecho, en el cristal 6 este campo sería tan bajo como $\sim 2 \text{ T}$. Esto hace de este compuesto un posible candidato para el estudio de física de vórtices 2D en IBS.

Capítulo 4

Análisis de la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones superconductoras en capas delgadas desordenadas de aluminio a altas temperaturas y campos magnéticos reducidos

4.1. Introducción

En 1967 Glover observó por primera vez la presencia de efectos de fluctuaciones en superconductores cuando estudiaba el aumento de la conductividad eléctrica cerca de la temperatura crítica (T_c) en filmes amorfos de bismuto [135]. Dicho incremento seguía una ley de potencias $|T - T_c|^{-2/3}$ en acuerdo con la predicción teórica hecha por Ferrell y Schmidt [136]. Pronto se descubrió que la amplitud del efecto observado era muy superior (hasta un orden de magnitud) a la predicha por Aslamazov y Larkin (AL) [1, 24, 50]. Esta diferencia se atribuyó a la contribución extra de las cuasi-partículas resultantes del decaimiento de los pares de Cooper

debidos a fluctuaciones térmicas. La aproximación teórica desarrollada por Maki y Thompson (MT) da cuenta de esta discrepancia [51–53, 137], pero a solo a bajas temperaturas reducidas (típicamente para $\varepsilon < 0.1$). El desacuerdo a ε superiores viene de un efecto bien conocido asociado a la sobrestimación de la contribución de los modos fluctuantes de alta energía y longitud de onda corta [1, 24, 54–57, 61–71].

Como ya se comentó en la introducción del capítulo 2, en los cupratos de alta T_c y en los IBS se ha demostrado que la contribución indirecta MT juega un papel despreciable en la descripción de la conductividad eléctrica debida a fluctuaciones superconductoras [29, 49, 54–57]. En estos materiales, la introducción de un cutoff en la energía total de los pares de Cooper fluctuantes permite extender el rango de validez de la contribución directa a altas temperaturas reducidas [54, 62, 63].

En este capítulo estudiamos efectos de dimensionalidad reducida en superconductores metálicos de baja temperatura crítica a través de la paraconductividad, $\Delta\sigma$. En particular, se presentan medidas de transporte eléctrico sobre capas delgadas desordenadas de aluminio. Este material posee importantes ventajas a la hora de estudiar los efectos debidos a fluctuaciones superconductoras. Por un lado, presenta una temperatura crítica bien definida, lo que minimiza los efectos asociados a inhomogeneidades en T_c (que afectarían al comportamiento de los observables inducidos por fluctuaciones a temperaturas cercanas a la transición). Por otra parte, la contribución del estado normal es prácticamente independiente de la temperatura y del campo magnético aplicado, lo que nos permite determinar de forma fiable el comportamiento de las fluctuaciones a altas temperaturas reducidas. Además, los filmes desordenados de Al están entre los superconductores de baja T_c más estudiados, y las características de la paraconductividad a altas temperaturas reducidas se han atribuido a posibles cambios de dimensionalidad [138–140]. Aquí mostramos que el comportamiento de $\Delta\sigma$ a altas temperaturas y campos magnéticos reducidos puede explicarse mediante la introducción de un cutoff en la energía total de los pares de Cooper creados por fluctuaciones térmicas tanto en la contribución directa de AL como en la indirecta de MT.

4.2. Detalles de la fabricación y caracterización y medida de las muestras

Las películas fueron fabricadas por el Prof. Thierry Grenet en el departamento MCBT del Instituto Néel (CNRS) en Grenoble (Francia)

por evaporación térmica de aluminio sobre un sustrato de Si de aproximadamente $5 \times 5 \text{ mm}^2$ a temperatura ambiente. Las muestras #1 y #2 están fabricadas bajo una presión de oxígeno de 1.5×10^{-5} mbar, y cuentan, respectivamente, con un espesor nominal de 100 nm y 10 nm. Por su parte, la muestra #8 fueron fabricadas con una presión de oxígeno de 1×10^{-5} mbar y tienen un espesor nominal de 10 nm. En todos los casos la tasa de evaporación fue de 0.2 nm/s (estos detalles se resumen en la tabla 4.1.). Se espera que la cantidad de oxígeno afecte a la estructura de las muestras a través de la relación entre el tamaño del núcleo de Al y la capa aislante de Al_2O_3 que se forma en el exterior de los gránulos que las conforman.

Cuadro 4.1: Características de fabricación de las cuatro muestras sobre las que se realizan las medidas de resistividad frente a la temperatura.

Muestra	d (nm)	Tasa evaporación (nm/s)	P_{O_2} (mbar)
#1	100	0.2	15×10^{-5}
#2	10	0.2	1.5×10^{-5}
#8	10	0.2	1×10^{-5}

La caracterización de la muestras estudiadas se realizó en nuestro laboratorio. Como primera prueba se realizaron imágenes SEM con un microscopio electrónico de barrido Zeiss FE-SEM Ultra Plus con la intención de relacionar la cantidad de oxígeno presente durante el proceso de evaporación con el tamaño medio de los granos que conforman cada muestra. Encontramos que el tamaño de los gránulos está en torno a ~ 10 nm en todas las muestras. La comparación entre las muestras #1 y #2 nos servirá para sondear el efecto de la relación $d/\xi(0)$ sobre las fluctuaciones superconductoras, mientras que los resultados en las muestras #2 y #8 nos darán información acerca del efecto del tamaño relativo del núcleo de Al y la capa aislante de Al_2O_3 que recubre los mismos (relacionado con la presión de oxígeno durante la fabricación) sobre la longitud de coherencia.

Las medidas de resistividad eléctrica se realizaron con un Sistema de Medida de Propiedades Físicas (PPMS) de la marca Quantum Desing mediante la técnica de medida a 4 hilos en línea con corriente continua, cuya intensidad depende del espesor de la muestra en cada caso: $50 \mu\text{A}$ en la muestra #1, $5 \mu\text{A}$ para la #2 y 1 mA para la muestra #8; y bajo campos

magnéticos de hasta 0.5 T aplicados perpendicularmente (suficiente para suprimir los efectos de fluctuaciones por encima de T_c en algunas muestras). Un ejemplo del montaje experimental se presenta en la figura 4.1.

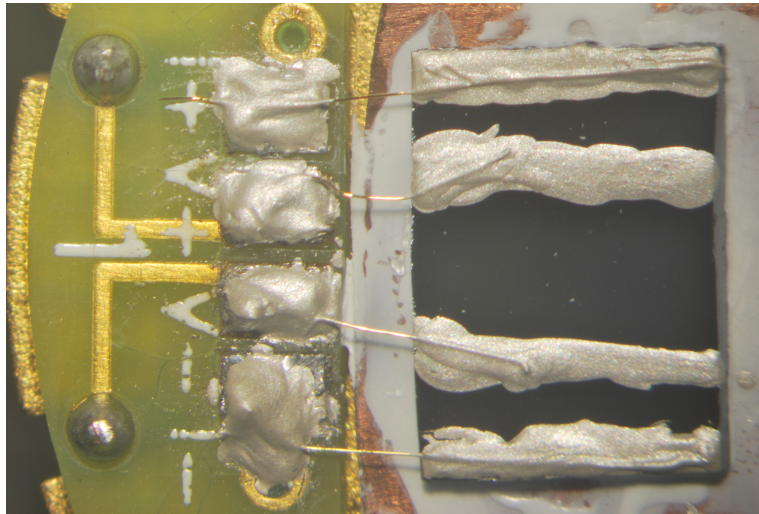


Figura 4.1: Fotografía de una de las muestras estudiadas (#2), ya montada sobre el portamuestras. Los contactos externos sirven para introducir la corriente eléctrica I mientras que los dos centrales se utilizan para determinar la diferencia de potencial $V(T, H)$. Las dimensiones de la muestra son $\sim 5 \times 5 \text{ mm}^2$.

4.3. Análisis de la conductividad inducida por fluctuaciones y discusión de resultados

En esta sección vamos a describir el procedimiento de análisis de las curvas $\rho(T, H)$ y a comentar los resultados obtenidos. Comenzaremos por determinar la contribución del estado normal, que nos servirá para calcular la conductividad de exceso asociada a fluctuaciones superconductoras observada por encima de T_c . Seguidamente, realizaremos un ajuste preliminar sobre los datos tomados con $\mu_0 H = 0 \text{ T}$ para esclarecer la dimensionalidad de las fluctuaciones empleando las teorías desarrolladas en el capítulo 2. Por último, presentaremos el mejor ajuste sobre los datos tomados con diferentes campos magnéticos, que nos permitirá obtener

la longitud de coherencia para cada una de las muestras estudiadas. En el caso de la muestra #1 se hará un estudio pormenorizado de la dimensionalidad de las fluctuaciones superconductoras, que sentará las bases para el subsecuente análisis sobre las muestras #2 y #8, antes de presentar el ajuste global a los datos en presencia de campo magnético.

Muestra #1

Las medidas de $\rho(T, H)$ para esta muestra se presentan en la figura 4.2. Como primer resultado interesante puede apreciarse una T_c el doble de grande que la registrada en Al masivo, 1.2 K aproximadamente [1, 141, 142]. Este aumento de la temperatura crítica ha sido observado previamente en la referencia [2] y atribuido a diversas causas: la discretización de los niveles de energía de los electrones en sistemas formados por pequeños granos [143], cambios en el espectro fonónico [144–146] y, más recientemente, a cambios en la respuesta de la función dieléctrica [147].

En el *inset* de la figura 4.2 se puede apreciar como un campo de 0.2 T no es suficiente para frustrar el efecto de las fluctuaciones superconductoras sobre la resistividad. Además, puede verse como la contribución del estado normal (líneas rectas) es prácticamente independiente del campo magnético aplicado. A simple vista podría decirse que dicha contribución viene dada por un valor constante. No obstante, si miramos en detalle el comportamiento de la resistividad eléctrica por encima de T_c , puede verse una ligera pendiente en los datos experimentales, sobre todo a medida que aumentamos el campo aplicado.

En la figura 4.3(a) se presenta un detalle de la zona mencionada. Para la determinación del *background* se hizo un ajuste lineal, $\rho_B(T, H) = a(H) + b(H)T$, desde 10 K (temperatura máxima de medida) hasta la temperatura mínima en la que la cota de ruido está por debajo del redondeo debido a fluctuaciones. En particular, para esta muestra se encuentra que esta temperatura se corresponde con el punto tomado a 4.4 K (ver figura 4.3(a)).

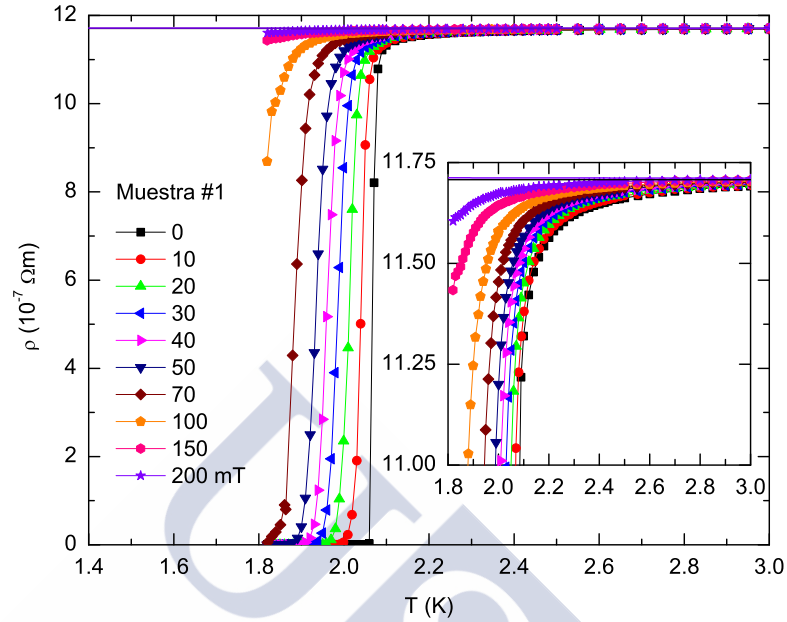


Figura 4.2: Resistividad eléctrica de la muestra #1 en torno a la transición superconductor, medida con diversos campos magnéticos aplicados. Las líneas rectas en el panel principal y en *inset* representan la contribución del estado normal para los campos de 0 y 200 mT. Inset: Detalle de las curvas donde se aprecia el redondeo debido al efecto de las fluctuaciones superconductoras y el efecto del campo magnético sobre las mismas.

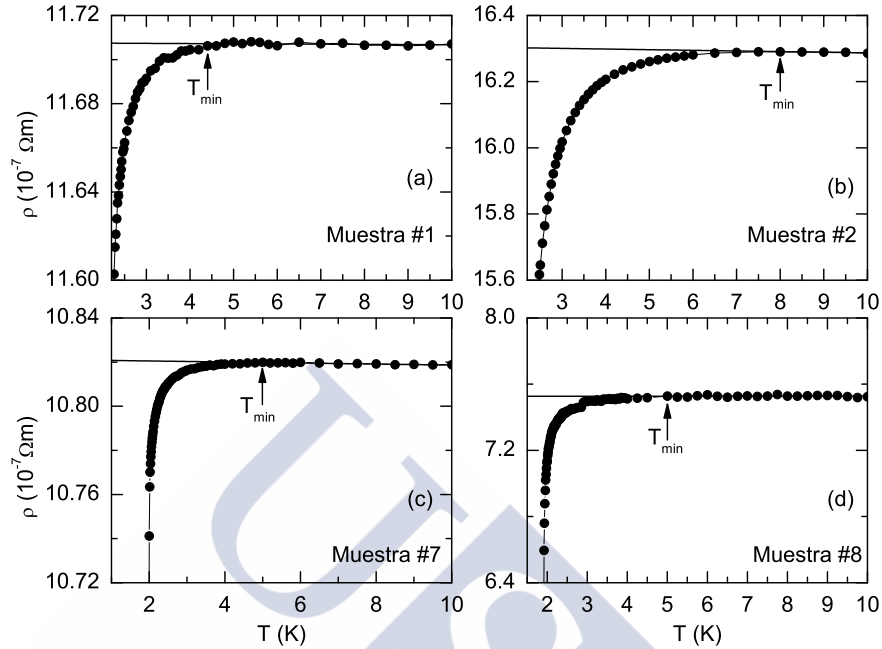


Figura 4.3: Detalle de la transición superconductor medida con $\mu_0 H = 0$ T para las cuatro muestras estudiadas donde se indica la región de obtención de la contribución del estado normal a la resistividad (consultar el texto principal para más detalles).

El siguiente paso es determinar la dimensionalidad de las fluctuaciones, para lo que necesitamos conocer el valor de la longitud de coherencia. Con el fin de hacer una primera estimación, vamos a obtener, mediante un corte al 50 % de la transición, la dependencia con la temperatura del campo crítico superior (H_{c2}) y posteriormente extrapolaremos su valor a $T = 0$ K para obtener la longitud de coherencia a través de $\mu_0 H_{c2}(0) = \phi_0 / 2\pi\xi^2(0)$ [1]. En la figura 4.4 se presentan los datos obtenidos y el resultado del ajuste, que conduce a un valor $\xi(0) = 20.2^{+0.1}_{-0.3}$ nm. La incertidumbre en la determinación de este parámetro se deriva de los diferentes criterios que se pueden utilizar para su obtención, en este caso el intervalo superior se corresponde con un corte al 40 % de la transición y el inferior con un corte al 60 %. En vista del valor obtenido para la longitud de coherencia de esta muestra y de su espesor ($d = 100$ nm), cabe esperar un comportamiento 3D para las fluctuaciones superconductoras. Consecuentemente, comprobamos en primer lugar en qué medida las expresiones 3D para las contribuciones

AL y MT vistas en el capítulo 2 dan cuenta de la amplitud del efecto observado. Estas ecuaciones son

$$\Delta\sigma_{AL}^{3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{32\hbar\xi(0)}\varepsilon^{-1/2} \quad (4.1)$$

y

$$\Delta\sigma_{MT}^{3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar\xi(0)}\frac{1}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\delta}} \quad (4.2)$$

donde δ es el parámetro de *pair-breaking* de Maki-Thompson.

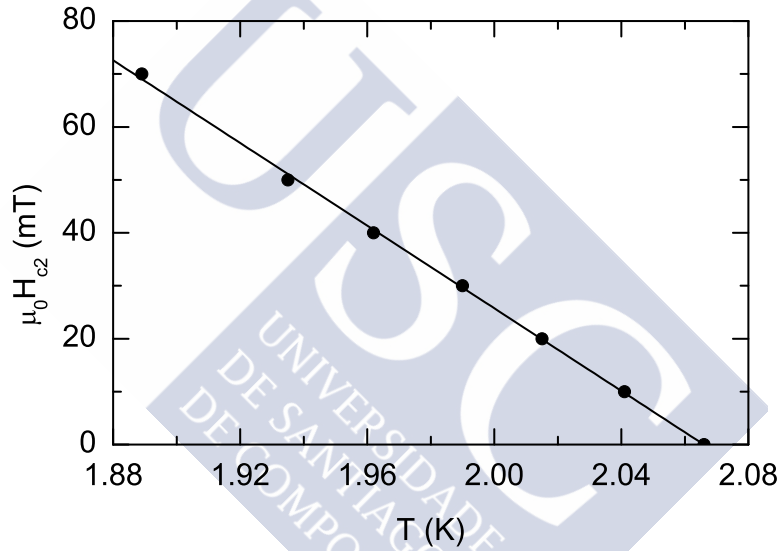


Figura 4.4: Dependencia del campo crítico superior con la temperatura, obtenida a partir del criterio del 50 %. La línea representa el mejor ajuste lineal a los datos, y nos proporciona un valor $\xi(0) = 20.2$ nm para la longitud de coherencia asociada.

En la figura 4.5(a) se presenta $\Delta\sigma(\varepsilon)$ para campo cero. Como puede apreciarse, la contribución directa AL en un escenario 3D con la longitud de coherencia que acabamos de determinar, dada por la ecuación (4.1) (línea negra), no da cuenta de la amplitud del efecto que estamos observando, y tampoco del exponente crítico. Por su parte, si añadimos la contribución indirecta de MT dada por la ecuación (4.2) (línea roja), la necesidad de la cual ya se discutió en la introducción de este capítulo, el resultado mejora, aunque tampoco conseguimos explicar la amplitud del efecto de las

fluctuaciones, incluso en el caso más favorable ($\delta \rightarrow 0$). Podemos concluir por tanto que la dimensionalidad de las fluctuaciones en este sistema no es 3D. El siguiente paso es comprobar en qué medida estos datos pueden ser ajustados mediante expresiones 2D. Como vimos en el capítulo 2, las ecuaciones para comparar son

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{16\hbar d} \varepsilon^{-1} \quad (4.3)$$

y

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right). \quad (4.4)$$

En la figura 4.5(b) puede verse como el acuerdo con los datos experimentales mejora significativamente cuando los comparamos con la teoría 2D teniendo en cuenta la contribución de MT, ecuación (4.4), con un parámetro $\delta = 0.02$ (línea roja). La línea negra representa el resultado que cabría esperar teniendo en cuenta únicamente la contribución directa AL dada por la ecuación (4.3), este resultado pone de manifiesto una vez más la necesidad de incluir los efectos indirectos sobre la paraconductividad.

Resulta interesante preguntarse hasta qué punto una relación $d/\xi(0) \approx 5$ es suficiente para descartar totalmente un comportamiento 3D para las fluctuaciones superconductoras. Hemos comprobado que, efectivamente, la teoría 3D falla al predecir la amplitud del efecto de las fluctuaciones y que la expresión 2D mejora el acuerdo de forma notable (en ambos casos se ha incluido la contribución indirecta de MT). Sin embargo, todavía tenemos que descartar (o confirmar) un posible comportamiento intermedio 2D-3D de las fluctuaciones en este sistema. Con tal fin utilizamos las expresiones para esta situación, desarrolladas también en el capítulo 2,

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{32\hbar\xi(0)\sqrt{\varepsilon}} \left[\frac{\xi(0)}{d\sqrt{\varepsilon}} + \coth\left(\frac{d\sqrt{\varepsilon}}{\xi(0)}\right) \right] \quad (4.5)$$

y

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon) = \frac{e^2}{8\hbar d} \frac{1}{\varepsilon - \delta} \left\{ \frac{1}{2} \ln\left(\frac{\varepsilon}{\delta}\right) + \ln\left[\frac{\sinh(d\sqrt{\varepsilon}/\xi(0))}{\sinh(d\sqrt{\delta}/\xi(0))}\right] \right\}. \quad (4.6)$$

En la figura 4.5(c) se muestra la comparativa de los datos para $\Delta\sigma$ en ausencia de campo con las ecuaciones (4.5) y (4.6). Puede verse como estas expresiones describen también de forma precisa el comportamiento de los datos experimentales a campo nulo y bajas temperatura reducidas.

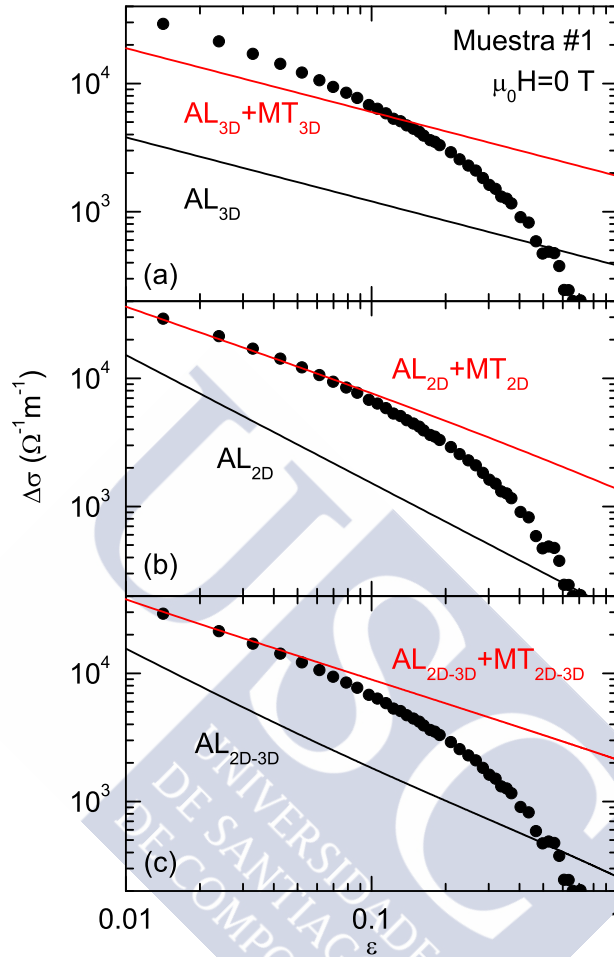


Figura 4.5: (a)-(c) Conductividad de exceso debida a fluctuaciones para $\mu_0 H = 0$ T en la muestra #1. (a) Comparación con la teoría 3D utilizando una longitud de coherencia $\xi(0) = 20$ nm. La línea roja representa el resultado esperado en un sistema 3D cuando se tiene en cuenta el efecto de la contribución indirecta MT con un parámetro de *pair-breaking* $\delta = 0$. (b) Comparativa de los datos con la teoría 2D. La línea negra es el resultado que cabría esperar para un sistema bidimensional de 100 nm de espesor, evaluado a través de la ecuación (4.3). Vemos como la inclusión de la contribución indirecta de MT, ecuación (4.4), con un parámetro $\delta = 0.02$ (línea roja) mejora considerablemente el acuerdo a bajas temperaturas reducidas. (c) Comparación de la paraconductividad medida a campo nulo con la teoría intermedia 2D-3D. La línea negra está evaluada por medio de la expresión para $\Delta\sigma_{AL}$ en un escenario intermedio 2D-3D, ecuación (4.5). Por su parte, la línea roja incluye la contribución indirecta MT, ecuación (4.6), con un parámetro $\delta = 0.02$. En ambos casos se utilizó una longitud de coherencia $\xi(0) = 20$ nm y un espesor $d = 100$ nm para evaluar las expresiones teóricas.

Acabamos de comprobar que tanto la teoría 2D como la 2D-3D describen de forma satisfactoria los datos experimentales. Para seleccionar la teoría más adecuada vamos a compararlas en función de $\xi(0)$ para varias temperaturas reducidas. En la representación gráfica de la figura 4.6 se puede apreciar la mínima diferencia que existe entre los escenarios 2D y 2D-3D para el espesor y la longitud de coherencia de la muestra #1 para una temperatura reducida $\varepsilon = 0.01$. Sin embargo, esta diferencia se incrementa con la temperatura, por lo que finalmente elegimos la teoría intermedia 2D-3D para describir el comportamiento de las fluctuaciones superconductoras en esta muestra. Además, en la anterior figura vemos como esta teoría interpola perfectamente entre los casos 2D y 3D cuando la relación $d/\xi(0)$ se adecua a cada caso.

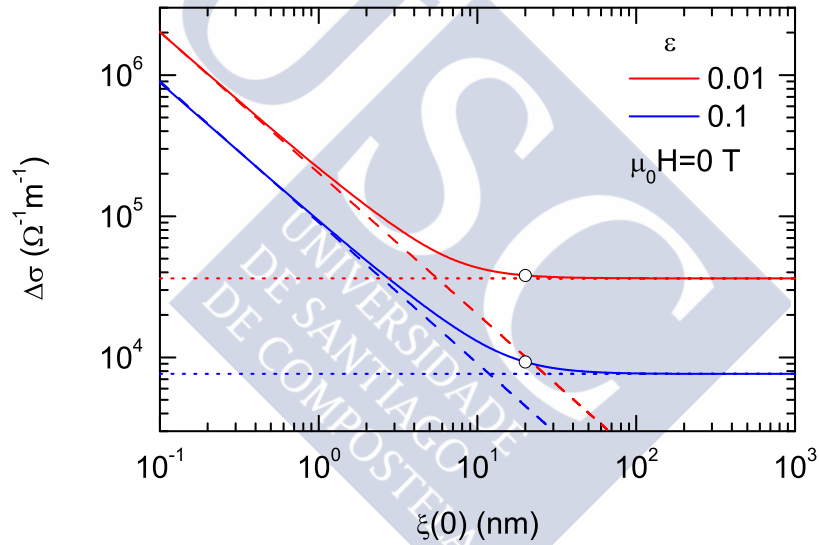


Figura 4.6: Comparativa de las expresiones 2D, 3D y 2D-3D para $\Delta\sigma_{total} = \Delta\sigma_{AL} + \Delta\sigma_{MT}$ a campo cero en la muestra #1 realizada en función de la longitud de coherencia $\xi(0)$ para dos temperaturas reducidas diferentes. Se utilizó un espesor $d = 100$ nm y un parámetro $\delta = 0.02$ en todos los casos. Las líneas sólidas representan el valor esperado para el exceso de conductividad en un escenario 2D-3D. Las líneas discontinuas (punteadas) se obtuvieron mediante las expresiones 3D (2D) para $\Delta\sigma_{total}$. Los puntos representan el valor que cabe esperar para $\Delta\sigma$ en un escenario 2D-3D con una longitud de coherencia de 20 nm. Puede verse como la teoría intermedia interpola perfectamente entre los límites 2D y 3D cuando la relación $d/\xi(0)$ es $\ll 1$ o $\gg 1$ respectivamente.

Por último, en la figura 4.7 se presenta el análisis de los datos de $\Delta\sigma$ en presencia de distintos campos magnéticos. Las líneas sólidas representan el mejor ajuste de los datos a la teoría intermedia 2D-3D para campos finitos y bajo la condición de cutoff en energía total que, como vimos en el capítulo 2, viene dada por

$$\Delta\sigma_{total}^{2D-3D}(\varepsilon, h, c) = \Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon, h, c) + \Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon, h, c), \quad (4.7)$$

donde

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D-3D}(\varepsilon, h, c) = \frac{e^2}{32\hbar d} \sum_{n=0}^{n_{max}} \left[\psi^1 \left(\frac{\varepsilon + h + \xi^2(0)(n\pi/d)^2}{2h} \right) - \psi^1 \left(\frac{c + h + \xi^2(0)(n\pi/d)^2}{2h} \right) \right],$$

siendo $n_{max} = d\sqrt{c - \varepsilon}/\pi\xi(0)$, y

$$\Delta\sigma_{MT}^{2D-3D}(\varepsilon, c, h) = \frac{e^2}{8\hbar d} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{1}{\varepsilon - \delta} \psi^0 \left(\frac{\varepsilon + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h} \right) - \frac{1}{c - \delta} \psi^0 \left(\frac{c + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h} \right) + \frac{\varepsilon - c}{(\varepsilon - \delta)(c - \delta)} \psi^0 \left(\frac{\delta + h + \xi_c^2(0)(n\pi/d)^2}{2h} \right) \right].$$

La teoría se evaluó utilizando $T_c = 2.07$ K (obtenida a partir del criterio del 50% sobre la curva de $\rho(T, H = 0)$), una constante de cutoff $c = 0.75$ (correspondiente a la temperatura reducida máxima que nos proporciona un compromiso aceptable entre el número de puntos ajustados y la calidad del ajuste, determinada a partir del valor de χ^2 definido en el capítulo 3), un parámetro de MT $\delta = 0.02$ (obtenido a partir de los datos con $\mu_0 H = 0$ T) y una longitud de coherencia $\xi(0) = 21.0$ nm (estimada en primer lugar a través del corrimiento de T_c haciendo un corte al 50% de la transición, y refinada posteriormente con la ayuda del χ^2). Las líneas discontinuas corresponden a campos magnéticos por encima del límite de aplicabilidad de la teoría. Adicionalmente, en el *inset*, se muestra el comportamiento de $\Delta\sigma$ frente al campo magnético para dos temperaturas reducidas constantes

y la predicción teórica dada por la ecuación (4.7) evaluada con los mismos parámetros (línea sólida). Puede verse como para $\mu_0 H = 0$ T la teoría subestima el efecto medido. Esto se debe a que para campos magnéticos bajos el efecto de las inhomogeneidades es importante, sobre todo cerca de T_c , donde algunas regiones en estado superconductor contribuyen como fluctuaciones extra cuando en realidad han transitado completamente. Además, esta representación pone de manifiesto el límite de aplicabilidad de la teoría (línea punteada) a medida que aumentamos h . Este límite se establece a partir del campo magnético para el cual la diferencia entre la teoría y los valores experimentales supera el 10%. Por último, la línea discontinua sobre la isoterma $\varepsilon = 0.015$ (color rojo) representa la predicción teórica en ausencia de cutoff ($c \gg \varepsilon, h, \delta$) y demuestra que el cutoff en energía total no solo es importante para explicar $\Delta\sigma$ a altas temperatura reducidas, sino que también es fundamental para extender el límite de validez de la teoría a altos campos magnéticos.



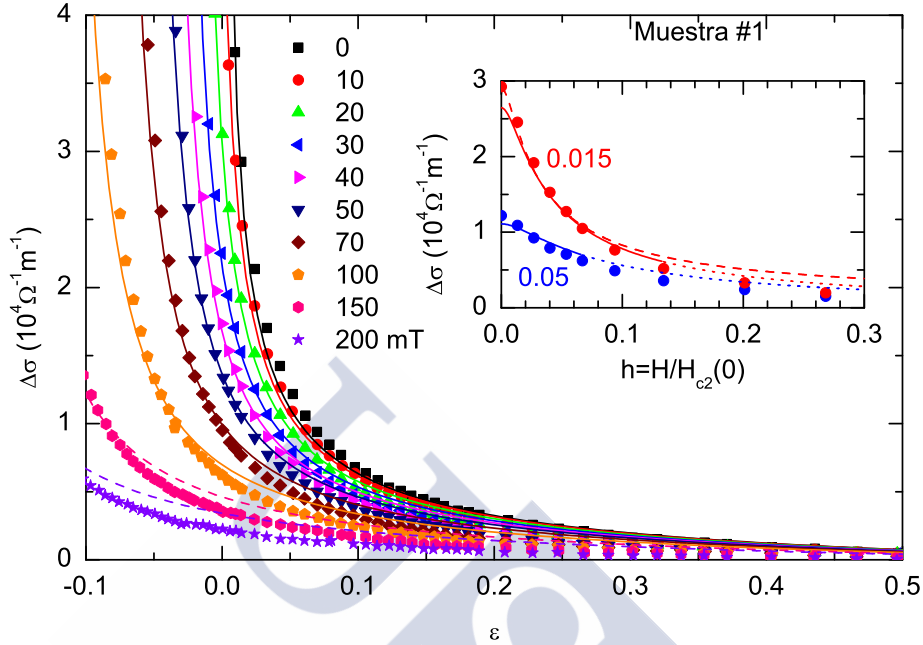


Figura 4.7: Conductividad de exceso inducida por fluctuaciones superconductoras para varias intensidades de campo magnético en la muestra #1. Las líneas sólidas representan el mejor ajuste de la teoría intermedia 2D-3D en presencia de campo y bajo la condición de cutoff en energía total, ecuación (4.7), a los datos experimentales. Inset: Comportamiento frente al campo magnético de la conductividad debida a fluctuaciones para dos temperaturas reducidas. Las líneas punteadas representan el límite de validez de la teoría frente al campo magnético. Por su parte, la línea discontinua representa el mejor ajuste de la teoría en ausencia de cutoff (ver texto principal para detalles).

Muestra #2

Las medidas de $\rho(T, H)$ para esta muestra se presentan en la figura 4.8. Un detalle de la zona de obtención del *background* se muestra en la figura 4.3(b). Puede verse como la zona afectada por fluctuaciones es más amplia en esta muestra que en la #1, lo que puede dificultar la elección de la región de ajuste. Debido a ello, hemos realizado pruebas en diferentes regiones entre 6 K y 10 K. Finalmente, el *background* se determinó a partir de un ajuste lineal entre 8 K y 10 K para asegurarnos que estamos bien por encima de la temperatura de inicio de las fluctuaciones.

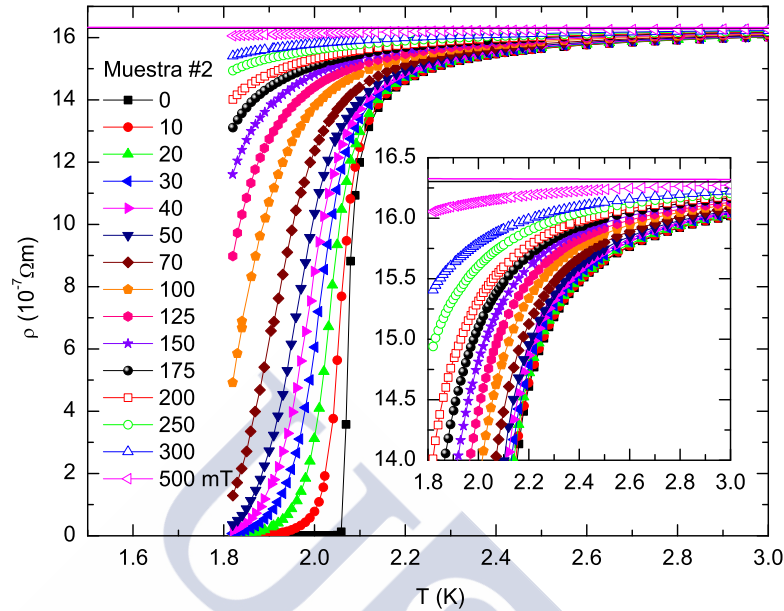


Figura 4.8: Resistividad eléctrica de la muestra #2 en torno a la transición superconductor para diversos campos magnéticos aplicados. Las líneas rectas representan la contribución del estado normal para los campos de 0 y 0.5 T. Inset: Detalle de las curvas donde se aprecia el redondeo debido al efecto de las fluctuaciones superconductoras y el efecto del campo magnético sobre las mismas.

Seguidamente, tenemos que determinar la dimensionalidad de las fluctuaciones. Como ya se ha comentado en la introducción, esta muestra se fabricó en las mismas condiciones que la #1, por lo que se espera que la longitud de coherencia sea parecida (suponemos que los gránulos son de similar naturaleza). En este caso no podemos recurrir al criterio del 50 % para estudiar el corrimiento de la temperatura crítica pues, además del efecto de traslación sobre T_c a valores menores, el efecto de fluctuaciones en esta muestra se traduce en una inclinación de las curvas, por lo que hacer un corte a un % determinado no es un método fiable. Tradicionalmente, este comportamiento frente al campo magnético se asocia a efectos de *flux-flow*, que pueden estar más presentes en esta muestra debido a que su menor espesor con respecto a la #1 puede afectar al mecanismo de *pinning* [148]. Vamos a asumir por tanto que la longitud de coherencia para la muestra #2 es $\xi(0) = 20$ nm aproximadamente. Esta suposición se verá respaldada más adelante cuando ajustemos las curvas de $\Delta\sigma$ frente al campo magnético, dado que con este valor podemos dar cuenta perfectamente de la separación

entre las distintas curvas (controlada por H_{c2} , que a su vez depende de $\xi(0)$). Por otra parte, si construimos una gráfica similar a la figura 4.6 con los parámetros de esta muestra, esto es, $d = 10$ nm y $\xi(0) = 20$ nm, podemos comprobar como nos encontramos bien por encima del límite 2D, incluso a temperaturas reducidas del orden de $\varepsilon \sim 0.1$.

Teniendo presente lo anterior podemos descartar directamente el escenario 3D y también el escenario intermedio 2D-3D para las fluctuaciones superconductoras y decantarnos por un escenario bidimensional, representado por las siguientes ecuaciones, ya vistas en el capítulo 2,

$$\Delta\sigma_{total}^{2D}(\varepsilon, h, c) = \Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, h, c) + \Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon, h, c), \quad (4.8)$$

donde

$$\Delta\sigma_{AL}^{2D}(\varepsilon, h, c) = \frac{e^2}{32\hbar d} \frac{1}{h} \left[\psi^1\left(\frac{\varepsilon+h}{2h}\right) - \psi^1\left(\frac{c+h}{2h}\right) \right]$$

y

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{MT}^{2D}(\varepsilon, h, c) = & \frac{e^2}{8\hbar d} \left[\frac{1}{\varepsilon - \delta} \psi^0\left(\frac{\varepsilon+h}{2h}\right) \right. \\ & - \frac{1}{c - \delta} \psi^0\left(\frac{c+h}{2h}\right) \\ & \left. + \frac{\varepsilon - c}{(\varepsilon - \delta)(c - \delta)} \psi^0\left(\frac{\delta+h}{2h}\right) \right]. \end{aligned}$$

En la figura 4.9 se presentan los datos para $\Delta\sigma$ en ausencia de campo magnético y la comparación con la teoría 2D pura. Las barras de error representan la dispersión de los puntos asociada a los diferentes *backgrounds* (la barra superior está asociada a la región de ajuste 9-10 K y la inferior a la región 6-9 K). La línea discontinua negra es la predicción teórica para un sistema bidimensional de 10 nm de espesor en ausencia de campo magnético y cutoff, dada por la ecuación (4.3). Por su parte, la línea discontinua azul se corresponde con la predicción para la conductividad de exceso en un sistema 2D cuando se añade el efecto indirecto descrito por el término de MT, (ecuación 4.4), con un parámetro $\delta = 0.05$. Cabe destacar que aunque no se muestra en la figura, se ha descartado la posibilidad de un comportamiento 3D para las fluctuaciones mediante un ajuste a dicha teoría, obteniendo un valor $\xi(0) = 0.3$ nm, el cual es inconsistente con la separación entre curvas cuando se aplica campo magnético. Por último, la línea roja es el

mejor ajuste de la teoría 2D para campo cero y bajo la condición de cutoff en energía total, evaluada a través del límite de campo nulo ($h \ll \varepsilon, c$) de la ecuación (4.8) usando $T_c = 2.07$ K (determinada a partir del punto medio de la transición para $\mu_0 H = 0$ T), una constante de cutoff $c = 0.85$ (correspondiente a la temperatura reducida máxima que nos proporciona un compromiso aceptable entre el número de puntos ajustados y la calidad del ajuste, determinada a partir del valor de χ^2) y un parámetro MT $\delta = 0.04$ (determinado a partir de la minimización del χ^2). La diferencia entre el parámetro δ encontrado en este último caso y el anterior valor ($\delta = 0.05$) se debe a que en el primer caso utilizamos la teoría independiente del cutoff para comprobar la amplitud del efecto observado.

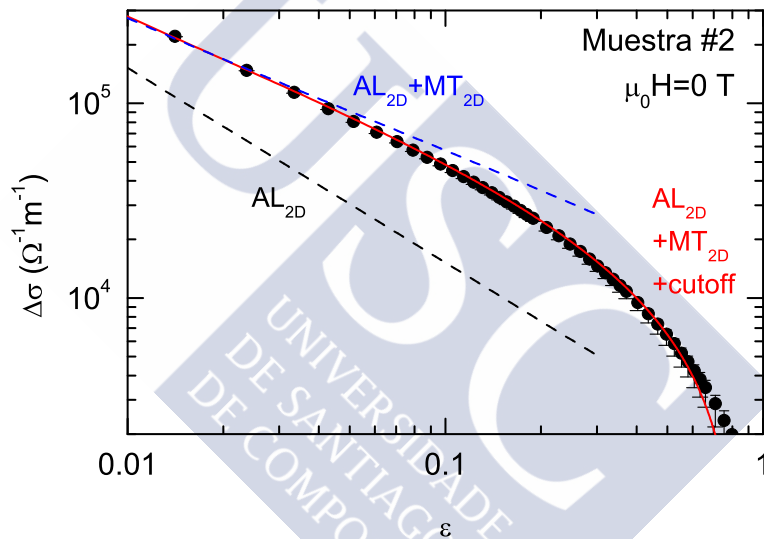


Figura 4.9: Conductividad de exceso inducida por fluctuaciones para $\mu_0 H = 0$ T en la muestra #2. La línea discontinua negra representa la contribución directa AL. La línea discontinua azul se evaluó por medio de la predicción teórica 2D en ausencia de campo cuando se incluye la contribución indirecta de MT con $\delta = 0.05$. Por último, la línea roja es el mejor ajuste de la ecuación (4.8) en ausencia de campo magnético. Las barras de error representan la dispersión de los puntos debida la incertidumbre en la determinación del *background*.

En la figura 4.10 se presentan los datos para $\Delta\sigma(\varepsilon)$ en presencia de campo magnético. Las líneas sólidas representan el mejor ajuste a la teoría 2D con MT con campo magnético aplicado y bajo la condición de cutoff en

energía total, dada por la ecuación (4.8), usando los siguientes parámetros: $T_c = 2.07$ K (determinada a partir del criterio del 50% en la curva de $\mu_0 H = 0$ T), una constante de cutoff $c = 0.85$ (determinada a partir de la temperatura que nos da un compromiso aceptable entre el número de puntos ajustados y la calidad del ajuste, evaluado a través del χ^2), un parámetro de MT $\delta = 0.04$ (determinado a partir de la curva para $\Delta\sigma$ en ausencia de campo) y una longitud de coherencia $\xi(0) = 20$ nm (determinada a partir de la separación de los datos tomados a diferentes campos magnéticos). Las líneas discontinuas corresponden a campos magnéticos por encima del límite de aplicabilidad de la teoría. No obstante, el acuerdo con los datos experimentales es excelente en un amplio rango de temperaturas y campos magnéticos reducidos. Adicionalmente, en el *inset*, se muestra el comportamiento de $\Delta\sigma$ frente al campo magnético para dos temperaturas reducidas constantes y la predicción teórica dada por la ecuación (4.8). Puede verse como para $\mu_0 H = 0$ T la teoría difiere ligeramente a bajas temperaturas debido a los efectos de inhomogeneidades (ya comentado en el análisis de la muestra #1). La línea discontinua se evaluó mediante la teoría sin cutoff con los mismos parámetros que las líneas sólidas y pone de manifiesto la necesidad de introducir el corte en energía total no solo para explicar los datos a altas temperaturas reducidas, sino también para explicar los datos a altos campos magnéticos reducidos.

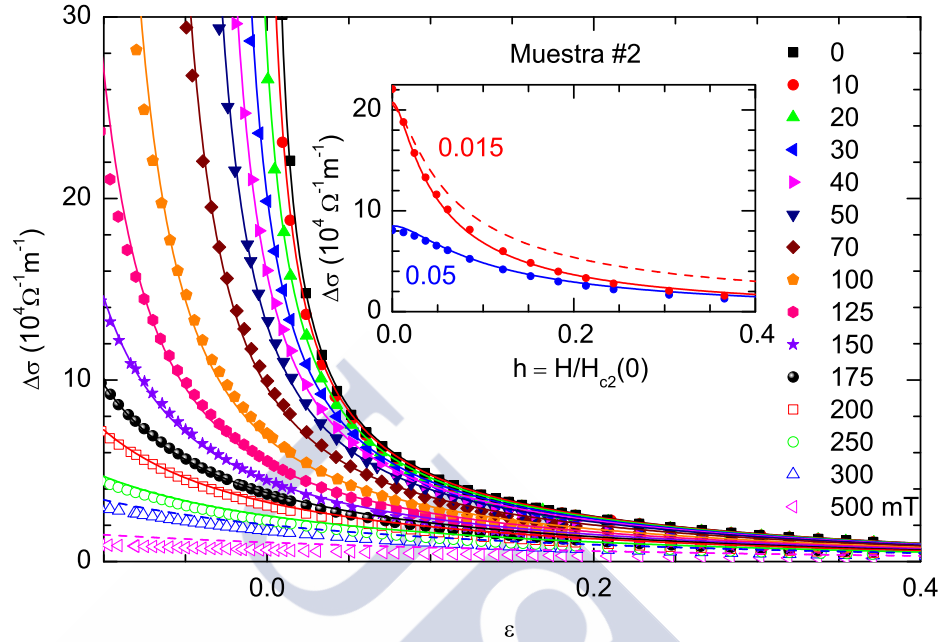


Figura 4.10: Conductividad de exceso inducida por fluctuaciones en la muestra #2 para varias intensidades de campo magnético aplicado. Las líneas sólidas representan el mejor ajuste a la teoría 2D con MT con campo magnético aplicado y bajo la condición de cutoff en energía total, ecuación (4.8). El acuerdo con los datos experimentales es excelente hasta campos magnéticos del orden de 0.25 T y para temperaturas por debajo de T_c . Inset: Comportamiento de la conductividad eléctrica de exceso frente al campo magnético aplicado para dos temperaturas reducidas. La línea discontinua representa el mejor ajuste de la teoría en ausencia de cutoff (ver texto principal para detalles).

Gracias a la calidad de las medidas en esta muestra nos es posible realizar un análisis adicional para determinar sobre un diagrama de fases $h - \varepsilon$ las diferentes regiones del efecto de fluctuaciones. En la figura 4.11 se presenta dicho diagrama para la amplitud de las fluctuaciones superconductoras.

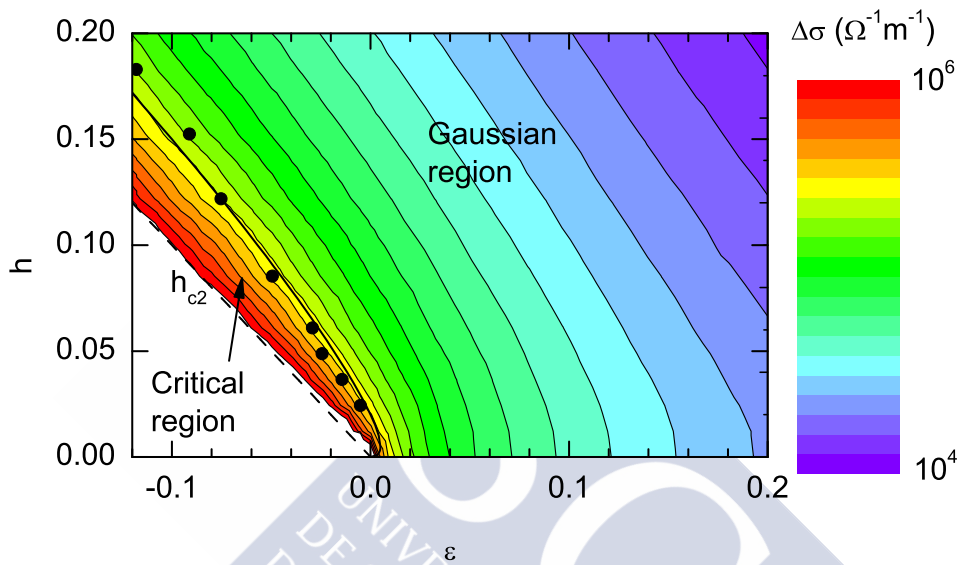


Figura 4.11: Diagrama de fases $h - \varepsilon$ para la muestra #2. Los puntos han sido obtenidos a partir de la temperatura en la cual la diferencia entre los datos experimentales y la teoría es superior a un 10%. La línea sólida representa el límite de aplicabilidad de la teoría dado por el criterio de Ginzburg-Levanyuk, ecuación (4.9) (ver texto principal para más detalles). La línea discontinua representa el campo crítico superior reducido, $h_{c2} = H_{c2}/H_{c2}(0)$ y se ha tomado como referencia para la amplitud de las fluctuaciones.

Los puntos que separan la región crítica de la zona Gaussiana han sido obtenidos como aquella temperatura (para cada h) en la que la diferencia entre los valores teórico y experimental para $\Delta\sigma$ supera el 10%. La línea sólida representa el límite teórico de aplicabilidad de las ecuaciones que hemos empleado para describir las fluctuaciones superconductoras en esta muestra, dado por el criterio de Levanyuk-Ginzburg dependiente de H [76, 77]

$$\frac{T - T_c(H)}{T_c} = \sqrt{\frac{4\pi k_B \mu_0 H}{\Delta c \phi_0 d}},$$

que separa la región Gaussiana de la región crítica, donde las aproximaciones asumidas para desarrollar la teoría ya no son válidas (consultar capítulo 2 para más detalles). Introduciendo la definición de H_{c2} en la expresión anterior podemos reescribirla de la siguiente forma,

$$\frac{T - T_c(H)}{T_c} = \sqrt{\frac{2k_B h}{\Delta c d \xi^2(0)}}. \quad (4.9)$$

En esta ecuación, Δc es el salto en el calor específico, que a su vez puede relacionarse con el campo magnético crítico a través de la relación de Rutgers [149]

$$\Delta c = \mu_0 T_c \left(\frac{\partial H_c}{\partial T} \right)_{T=T_c}^2.$$

Por último, teniendo en cuenta que $H_{c2}(T) = \sqrt{2}\kappa H_c(T)$, donde $\kappa = \lambda/\xi(0)$ es el parámetro de Ginzburg-Landau (λ es la longitud de penetración magnética) [1], podemos expresar el salto en el calor específico en función del campo magnético crítico superior como $\Delta c = \mu_0 H_{c2}(0)^2 / 2T_c \kappa^2$. La línea sólida en la figura 4.11 se obtuvo a través de la ecuación (4.9) usando $d = 10$ nm, $\xi(0) = 21$ nm y dejando Δc como único parámetro libre. Obtenemos $\Delta c = 345$ J/m³ K, de donde se desprende $\kappa \approx 19$ y $\lambda \approx 400$ nm en virtud de la relación derivada unas líneas más arriba. Podemos hacer una estimación independiente del parámetro κ a partir de los resultados presentados en la referencia [150],

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\partial H_{c2}}{\partial T} \right)_{T=T_c} \left(\frac{\partial H_{cb}}{\partial T} \right)_{T=T_{cb}}^{-1}, \quad (4.10)$$

donde $(\partial H_{c2}/\partial T)_{T=T_c} = -0,396$ T/K a partir de los parámetros obtenidos tras el análisis de la muestra #2. Por su parte, H_{cb} y T_{cb} son, respectivamente, el campo crítico y la temperatura crítica para aluminio puro *bulk*. En [151] se determinó de forma precisa el comportamiento de $H_c(T/T_c)$ en muestra de aluminio puro *bulk*, obteniendo a su vez $(\partial H_{cb}/\partial T)_{T=T_{cb}} = -155$ Oe/K. Insertando estos valores en la ecuación (4.10) encontramos $\kappa \approx 18$, en buen acuerdo con el obtenido a través del salto en el calor específico, lo cual representa un test de consistencia del análisis realizado y de los parámetros superconductores resultantes.

Muestra #8

Las medidas de $\rho(T, H)$ para esta muestra se presentan la figura 4.12. Puede verse como en este caso tampoco es posible estimar la longitud de coherencia a partir de un corte en las curvas de resistividad debido al gran efecto del campo magnético sobre las fluctuaciones superconductoras. Sin embargo, esta gran supresión de las fluctuaciones nos indica que el campo magnético crítico superior para esta muestra es menor que en las dos anteriormente analizadas y, por tanto, la longitud de coherencia debe de ser superior. Obtenemos así una cota inferior para este parámetro, que finalmente determinaremos a partir de las medidas de $\Delta\sigma$ en presencia de campo magnético. Un detalle de la zona de obtención del *background* puede verse en la figura 4.3(d), en este caso, siguiendo el mismo criterio que en la muestra #1, encontramos que la temperatura mínima hasta la que se realiza el ajuste lineal es de 5 K.

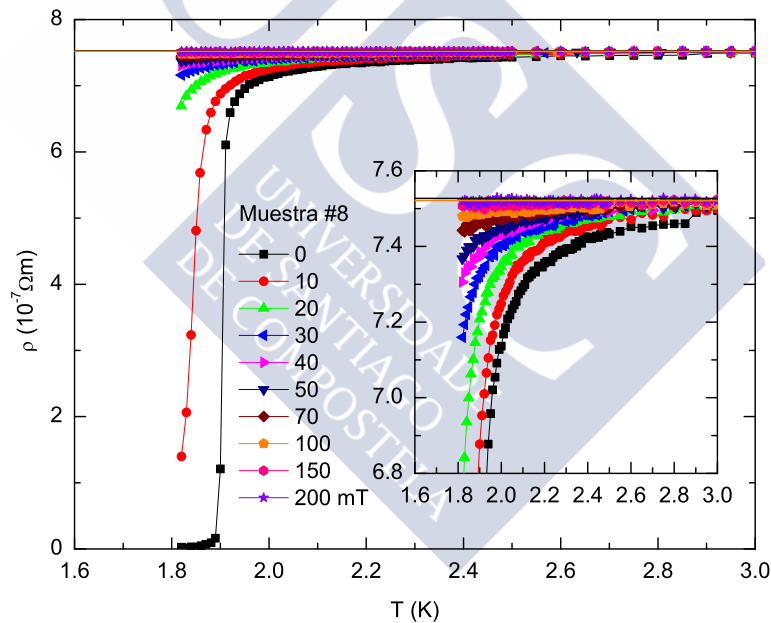


Figura 4.12: Resistividad eléctrica de la muestra #8. Las líneas rectas representan la contribución del estado normal para los campos de 0 y 0.2 T. Inset: Detalle en torno a T_c donde se aprecia el gran efecto del campo magnético sobre las fluctuaciones.

El siguiente paso es determinar la dimensionalidad de las fluctuaciones. El espesor en este caso $d = 10$ nm y la longitud de coherencia $\xi(0)$, en virtud de lo que acabamos de argumentar, debe ser no inferior a los 20 nm. La muestra #2 fue descrita en términos de expresiones puramente bidimensionales, por lo que bajo las condiciones anteriores, las fluctuaciones superconductoras en la muestra #8 deberían estar gobernadas por una naturaleza similar. En la figura 4.13 se muestra la comparativa de los datos para $\Delta\sigma$ tomados a campo nulo con las teorías 2D, dadas por las ecuaciones (4.3) y (4.4), cuando se tiene solamente en cuenta la contribución directa AL (línea negra) y cuando se incluye el efecto indirecto a través de la contribución de MT (línea roja) con un parámetro $\delta = 0.1$. Puede observarse como de nuevo es necesario tener en cuenta los efectos indirectos sobre la paraconductividad. Adicionalmente, se ha intentado ajustar la teoría 3D (no se muestra en la figura) obteniendo una longitud de coherencia de $\xi(0) = 0.4$ nm, inconsistente con el razonamiento inicial que nos conducía a un valor mínimo de 20 nm para este parámetro.

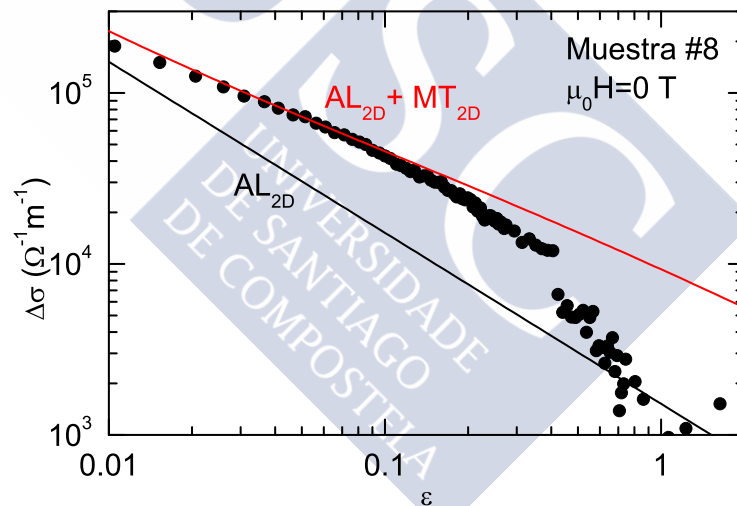


Figura 4.13: Conductividad de exceso inducida por fluctuaciones en la muestra #8 en ausencia de campo magnético. La línea negra representa la predicción 2D teniendo en cuenta unicamente la contribución directa. La línea roja se obtuvo añadiendo la teoría 2D con la contribución indirecta con un parámetro $\delta = 0.1$.

Por último, en la figura 4.14 se muestra el análisis de $\Delta\sigma$ en función del campo magnético aplicado. Las líneas representan el mejor ajuste de la teoría 2D, ecuación (4.8), a los datos experimentales. Las líneas

fueron evaluadas usando $T_c = 1.9$ K (obtenida a través del criterio del 50% en la curva de $\rho(T)$ para campo nulo), una constante de cutoff $c = 1$ (determinada a partir de la temperatura que nos da un compromiso aceptable entre el número de puntos ajustados y la calidad del ajuste, evaluado a través del χ^2), un parámetro de MT $\delta = 0.1$ (a partir de la curva medida con $\mu_0 H = 0$ T) y una longitud de coherencia $\xi(0) = 48$ nm (que se determina a partir de la separación entre curvas de $\Delta\sigma$ para diferentes campos). Las líneas discontinuas corresponden a campos magnéticos por encima del límite de aplicabilidad de la teoría. Adicionalmente, en el *inset*, se muestra el comportamiento de $\Delta\sigma$ frente al campo magnético aplicado para dos temperaturas reducidas constantes. Puede verse como para $\mu_0 H = 0$ T la teoría difiere del efecto medido por los motivos comentados en los análisis de la muestras #1 y #2. Además, esta representación pone de manifiesto el límite de aplicabilidad de la teoría a medida que aumentamos h (determinado a partir de una diferencia mayor al 10% entre la teoría y los datos experimentales), representado por la línea punteada en la isoterma $\varepsilon = 0.05$ (azul). La línea discontinua en la isoterma $\varepsilon = 0.015$ (rojo) se evaluó mediante la versión sin cutoff (en el límite $c \gg \varepsilon, h, \delta$) de la ecuación (4.8) y demuestra una vez más que el mecanismo de cutoff en energía total no solo es necesario para explicar los datos a altas temperaturas reducidas, sino también para dar cuenta del comportamiento de las fluctuaciones en el régimen de campo magnético finito.

Finalmente, se presenta a modo de resumen una tabla con los parámetros superconductores obtenidos tras los análisis y con las características de fabricación más relevantes para las muestras analizadas.

Cuadro 4.2: Parámetros superconductores derivados del análisis de la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones. A modo de resumen, se presentan también las características de fabricación más relevantes.

Muestra	d (nm)	$\xi(0)$ (nm)	Dim.	ρ_n ($\mu\Omega\text{cm}$)	T_c (K)	c	δ	$\mu_0 H_{c2}$ (T)
#1	100	21	2D-3D	117	2.07	0.75	0.02	0.75
#2	10	20	2D	163	2.07	0.85	0.04	0.82
#8	10	48	2D	75.2	1.9	1	0.1	0.14

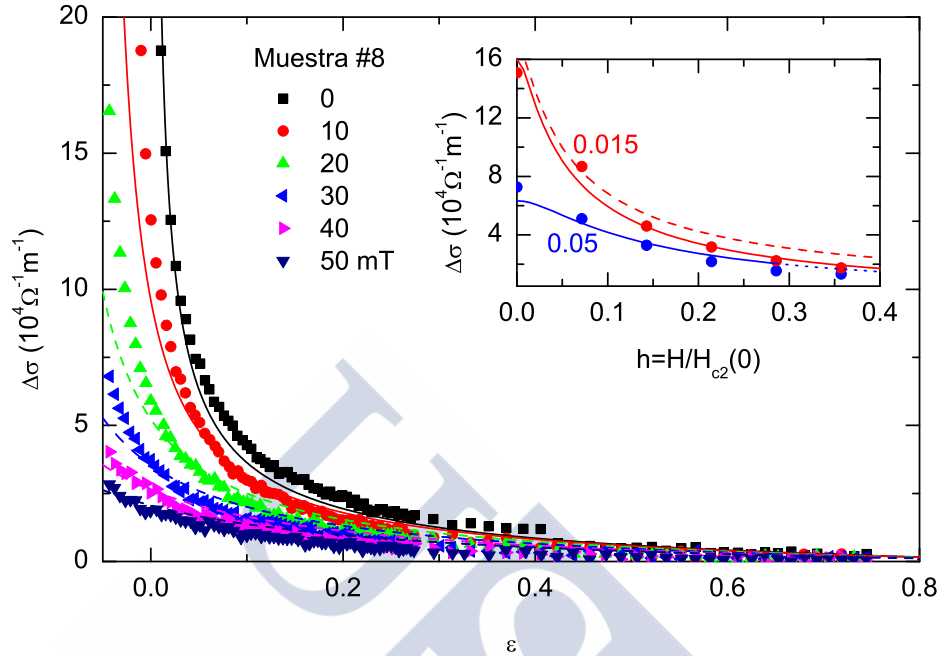


Figura 4.14: Conductividad de exceso inducida por fluctuaciones para en la muestra #8 para varias intensidades de campo magnético aplicado. Las líneas sólidas representan el mejor ajuste de la teoría 2D con MT con campo magnético aplicado y bajo la condición de cutoff en energía total, ecuación (4.8). Inset: Conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones en función del campo magnético aplicado. Las líneas sólidas son el mejor ajuste de la teoría $\Delta\sigma_{total}$ en presencia de campo magnético y bajo la condición de cutoff en energía total. La línea punteada en la isoterma azul representa el límite de aplicabilidad frente al campo magnético. La línea discontinua en la isoterma roja se calculó utilizando la versión independiente del cutoff de la ecuación (4.8) (ver texto principal para más detalles).

4.4. Conclusiones

Se han presentado medidas de resistividad eléctrica para muestras de aluminio crecidas bajo diferentes condiciones experimentales (ver tabla 4.1). La paraconductividad de las muestras #2 y #8 se explica en términos de las expresiones para $\Delta\sigma(\varepsilon, c, h)_{AL+MT}^{2D}$ presentadas en el capítulo 2. Sin embargo, en la muestra #1 encontramos que los efectos de las fluctuaciones sobre la conductividad eléctrica no se pueden explicar en términos de

estas expresiones, ni de la teoría 3D en presencia de campo y cutoff que hemos desarrollado en el capítulo 2, $\Delta\sigma(\varepsilon, c, h)_{AL+MT}^{3D}$. Debemos utilizar por tanto la ecuación (4.7), que contempla un caso intermedio 2D-3D donde la longitud de coherencia compete con el espesor de la muestra. La teoría desarrollada en el capítulo 2 describe adecuadamente el efecto de las fluctuaciones sobre la conductividad eléctrica hasta temperaturas reducidas del orden de $\varepsilon \sim 0.5$ y campos magnéticos reducidos del orden de $h \sim 0.2$. En todos los casos, los parámetros MT resultantes están en buen acuerdo con los obtenidos en filmes de Al de similar *sheet resistance* [72–74]. Los aparentes cambios de dimensionalidad observados a altas temperaturas reducidas en trabajos previos [138–140] se pueden explicar aquí en base a la contribución de los modos de fluctuaciones más energéticos por medio de la introducción de un cutoff en energía total.

Los valores obtenidos para las longitudes de coherencia son del orden de decenas de nm (ver tabla 4.2), significativamente menores al observado en muestras de aluminio *bulk* (~ 1600 nm) [1]. Esto puede explicarse en base a la relación que existe en sistemas *dirty* entre la amplitud de la longitud de coherencia GL, $\xi(0)$, y el recorrido libre medio l [1, 152],

$$\xi(0) = 0,855\sqrt{\xi_0 l},$$

donde ξ_0 es la longitud de coherencia BCS. Aunque esta expresión puede no ser aplicable a sistemas nanoestructurados, nos ayuda a entender el efecto observado. Como comentario final, merece la pena destacar que el valor obtenido para la constante de cutoff está en buen acuerdo con el que cabe esperar en este tipo de sistemas si aplicamos el razonamiento llevado a cabo en la referencia [62] a sistemas *dirty*, en los que el tamaño de los pares de Cooper es $\sim \sqrt{\xi_0 l}$ [152]. Se desprende un valor $c \approx 0.75$, consistente con lo observado en nuestras muestras (ver tabla 4.2).

Sería interesante extender el presente estudio a otras condiciones experimentales, por ejemplo otras dimensionalidades o diferentes grados de desorden.

Capítulo 5

Conclusiones generales

En esta tesis se han estudiado efectos de baja dimensionalidad en superconductores de alta temperatura crítica basados en hierro intrínsecamente nanoestructurados y en capas delgadas desordenadas de superconductores metálicos de baja T_c , utilizando como herramienta el efecto de las fluctuaciones superconductoras. Los principales resultados son los siguientes:

Se han extendido cálculos previos para la conductividad inducida por fluctuaciones a una serie de casos dimensionales a través de la inclusión de un cutoff en la energía total de los pares de Cooper fluctuantes [54, 62, 63] que nos permite, no solo extender el rango de validez de la teoría a altas temperaturas reducidas $\varepsilon \equiv \ln(T/T_c)$, sino también a altos campos magnéticos reducidos. Se ha aplicado la condición de cutoff en energía total a la contribución directa de Aslamazov-Larkin (AL) para calcularla en sistemas bidimensionales (2D), tridimensionales (3D), sistemas monolaminares formados por planos 2D acoplados por efecto Josephson y sistemas con características intermedias 2D-3D; en todos los casos con campo magnético aplicado. Además, se ha adaptado el procedimiento para introducir el cutoff a la contribución indirecta de Maki-Thompson (MT) para poder analizar las medidas realizadas sobre capas delgadas desordenadas de aluminio. Esto nos ha permitido obtener expresiones para la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones en un amplio rango de situaciones experimentales. Por último, se han resumido los resultados ya existentes para la magnetización inducida por fluctuaciones en sistemas laminares.

Se han presentado medidas detalladas de la conductividad y la magnetización inducidas por fluctuaciones superconductoras cerca de T_c

para monocristales de alta calidad de la recientemente descubierta familia 112 de IBS, en particular $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{Fe}_{1-y}\text{Ni}_y\text{As}_2$ con $x = 0.17-0.20$ e $y = 0.044$. Cuando se compara con las familias de IBS más estudiadas (a saber, 11, 111, 122 y 1111), este compuesto presenta una capa extra de As-As que incrementa la interdistancia entre capas de FeAs hasta $s = 10.34 \text{ \AA}$, por lo que se espera que sea muy anisotrópico. Los datos obtenidos fueron analizados en términos de una generalización del modelo de Lawrence-Doniach a campos magnéticos finitos y altas temperatura reducidas mediante la introducción de un cutoff en energía total. Esto permitió a su vez una determinación precisa de parámetros superconductores fundamentales como las longitudes de coherencia en el plano y transversa. Los factores de anisotropía resultantes se encuentran entre los más altos observados en IBS (hasta ~ 30 en el cristal con la T_c más alta) y están directamente relacionados con el valor de la temperatura crítica de cada muestra. Esto se deriva principalmente de la fuerte dependencia de $\xi_c(0)$ con la T_c , lo que a su vez puede relacionarse con la dependencia del acoplo entre capas de FeAs con el nivel de dopaje de La. En los cristales de más alta T_c , la $\xi_c(0)$ es mucho más pequeña que la interdistancia entre capas de FeAs s , lo que hace accesible el rango de temperaturas reducidas en los que el sistema se comporta como 2D. A pesar de esto, el valor no nulo para el parámetro LD sigue siendo consistente con un acoplo no despreciable entre capas adyacentes de FeAs, y por consiguiente entre las capas de FeAs y las cadenas de As, lo cual parece ser un requisito para la existencia de superconductividad topológica en estos compuestos. Sería interesante extender los resultados presentes a un rango mayor de dopajes de La y Ni, así como a otras familias de IBS con interdistancias FeAs mayores, como la 10-3-8 y la 10-4-8 (también con cadenas intermedias de As) [153–155], 32522 [156], 42622 [157, 158], $(\text{Fe}_2\text{As}_2)[\text{Ca}_{n+1}(\text{Sc,Ti})_n\text{O}_y]$ ($n = 3, 4, 5$) [159], y 1144 (por ejemplo $\text{CaKFe}_4\text{As}_4$) [160].

Se ha medido la conductividad eléctrica inducida por fluctuaciones, $\Delta\sigma$, en capas delgadas desordenadas de aluminio. El comportamiento a altas temperaturas se ha explicado mediante la introducción de un cutoff en la energía total de los modos fluctuantes tanto en la contribución directa de Aslamazov-Larkin como en la indirecta de Maki-Thompson, sin necesidad de recurrir a transiciones de dimensionalidad invocadas en trabajos previos [138–140]. En todos los casos, los parámetros MT resultantes están en buen acuerdo con los obtenidos en filmes de Al de similar *sheet resistance* [72–74]. La inclusión de dicho cutoff es además fundamental para describir el

comportamiento en el régimen de fluctuaciones de campo finito. Ello ha permitido describir de forma precisa el comportamiento de $\Delta\sigma(T, H)$ en sistemas de aluminio granular puramente bidimensionales y en sistemas con un comportamiento intermedio 2D-3D hasta temperaturas reducidas del orden de $\varepsilon \sim 0.5$ y campos magnéticos reducidos del orden de $h \sim 0.25$. Este hecho constituye una notable mejora a los resultados presentados previamente [72, 73] ya que nos permite sondear regiones del diagrama de fases hasta la fecha inexploradas. Además, para el escenario 2D-3D las expresiones presentadas en este trabajo suponen una gran novedad pues, aunque habían sido tratadas previamente por Thompson en [53], es la primera vez que se extiende su límite de validez al caso de altos campos magnéticos y de altas temperaturas reducidas a través de la inclusión de un cutoff en la energía total de los pares de Cooper fluctuantes. Por otra parte, la necesidad de tener en cuenta el efecto indirecto de las fluctuaciones en la conductividad eléctrica a través de la contribución de MT, algo que había sido establecido ya en trabajos previos [24, 53, 72–74], nos ha obligado a extender la validez de esta contribución a las regiones de altas temperaturas reducidas y campos magnéticos reducidos para diferentes casos dimensionales.





Bibliografía

- [1] Tinkham M 1996 *Introduction to Superconductivity* (New York: McGraw-Hill)
- [2] Abeles B, Cohen R W and Cullen G W 1966 *Phys. Rev. Lett.* **17** 632–634
- [3] Ge J F, Liu Z L, Liu C, Gao C L, Qian D, Xue Q K, Liu Y and Jia J F 2015 *Nature Materials* **14** 285–289
- [4] Bocko M F, Herr A M and Feldman M J 1997 *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **7** 3638–3641
- [5] Averin D 1998 *Solid State Comm.* **105** 659 – 664
- [6] Blais A, Huang R S, Wallraff A, Girvin S M and Schoelkopf R J 2004 *Phys. Rev. A* **69** 062320
- [7] Zhu S L, Wang Z D and Zanardi P 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 100502
- [8] Frunzio L, Wallraff A, Schuster D, Majer J and Schoelkopf R 2005 *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **15** 860–863
- [9] Klenov N V, Kornev V K and Pedersen N F 2006 *Physica C: Superconductivity and its Applications* **435** 114 – 117
- [10] Wei L F, Johansson J R, Cen L X, Ashhab S and Nori F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 113601
- [11] Barends R, Shabani A, Lamata L, Kelly J, Mezzacapo A, Heras U L, Babbush R, Fowler A G, Campbell B, Chen Y, Chen Z, Chiaro B, Dunsworth A, Jeffrey E, Lucero E, Megrant A, Mutus J Y, Neeley M, Neill C, O'Malley P J J, Quintana C, Roushan P, Sank D, Vainsencher A, Wenner J, White T C, Solano E, Neven H and Martinis J M 2016 *Nature* **534** 222

- [12] Kamihara Y, Hiramatsu H, Hirano M, Kawamura R, Yanagi H, Kamiya T and Hosono H 2006 *J. Am. Chem. Soc.* **128** 10012
- [13] Kamihara Y, Watanabe T, Hirano M and Hosono H 2008 *J. Am. Chem. Soc.* **130** 3296
- [14] Chen X, Dai P, Feng D, Xiang T and Zhang F C 2014 *Nat. Sci. Rev.* **1** 371
- [15] Johnston D C 2010 *Advances in Physics* **59** 803–1061
- [16] Mazin I I 2010 *Nature* **464** 183
- [17] Paglione J and Greene R L 2010 *Nature Physics* **6** 645
- [18] Wang F and Lee D H 2011 *Science* **332** 200–204
- [19] Stewart G R 2011 *Rev. Mod. Phys.* **83** 1589–1652
- [20] Putti M, Pallecchi I, Bellingeri E, Cimberle M R, Tropeano M, Ferdeghini C, Palenzona A, Tarantini C, Yamamoto A, Jiang J, Jaroszynski J, Kametani F, Abraimov D, Polyanskii A, Weiss J D, Hellstrom E E, Gurevich A, Larbalestier D C, Jin R, Sales B C, Sefat A S, McGuire M A, Mandrus D, Cheng P, Jia Y, Wen H H, Lee S and Eom C B 2010 *Supercond. Sci. Technol.* **23** 034003
- [21] Moll P J W, Puzniak R, Balakirev F, Rogacki K, Karpinski J, Zhigadlo N D and Batlogg B 2010 *Nat. Mater.* **9** 628
- [22] Gurevich A 2010 *Phys. Rev. B* **82** 184504
- [23] Si W, Zhou J, Jie Q, Dimitrov I, Solovyov V, Johnson P D, Jaroszynski J, Matias V, Sheehan C and Li Q 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 262509
- [24] Skocpol W J and Tinkham M 1975 *Rep. Prog. Phys.* **38** 1049
- [25] Larkin A I and Varlamov A A 2005 *Theory of Fluctuations in Superconductors* (Oxford, Clarendon)
- [26] Koshelev A E and Varlamov A A 2014 *Supercond. Sci. Technol.* **27** 124001
- [27] Ramos-Álvarez A, Mosqueira J, Vidal F, Hu D, Chen G, Luo H and Li S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 094508

- [28] Adachi K and Ikeda R 2016 *Phys. Rev. B* **93** 134503
- [29] Rey R I, Carballeira C, Mosqueira J, Salem-Sugui Jr S, Alvarenga A D, Luo H Q, Lu X Y, Chen Y C and Vidal F 2013 *Supercond. Sci. Technol.* **26** 055004
- [30] Rullier-Albenque F, Colson D, Forget A and Alloul H 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 187005
- [31] Pallecchi I, Fanciulli C, Tropeano M, Palenzona A, Ferretti M, Malagoli A, Martinelli A, Sheikin I, Putti M and Ferdeghini C 2009 *Phys. Rev. B* **79** 104515
- [32] Fanfarillo L, Benfatto L, Caprara S, Castellani C and Grilli M 2009 *Phys. Rev. B* **79** 172508
- [33] Salem-Sugui Jr S, Ghivelder L, Alvarenga A D, Pimentel J L, Luo H, Wang Z and Wen H H 2009 *Phys. Rev. B* **80** 014518
- [34] Choi C, Kim S H, Choi K Y, Jung M H, Lee S I, Wang X F, Chen X H and Wang X L 2009 *Supercond. Sci. Technol.* **22** 105016
- [35] Liu S, Haiyun W and Gang B 2010 *Phys. Lett. A* **374** 3529 – 3532
- [36] Murray J M and Tešanović Z 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 037006
- [37] Pandya S, Sherif S, Chandra L S S and Ganesan V 2010 *Supercond. Sci. Technol.* **23** 075015
- [38] Kim S H, Choi C H, Jung M H, Yoon J B, Jo Y H, Wang X F, Chen X H, Wang X L, Lee S I and Choi K Y 2010 *J. Appl. Phys.* **108**
- [39] Liu S, Haiyun W and Gang B 2011 *Solid State Comm.* **151** 1 – 4
- [40] Pandya S, Sherif S, Chandra L S S and Ganesan V 2011 *Supercond. Sci. Technol.* **24** 045011
- [41] Mosqueira J, Dancausa J D, Vidal F, Salem-Sugui Jr S, Alvarenga A D, Luo H Q, Wang Z S and Wen H H 2011 *Phys. Rev. B* **83** 094519
- [42] Welp U, Chaparro C, Koshelev A E, Kwok W K, Rydh A, Zhigadlo N D, Karpinski J and Weyeneth S 2011 *Phys. Rev. B* **83** 100513
- [43] Liu S L, Longyan G, Gang B, Haiyun W and Yongtao L 2011 *Supercond. Sci. Technol.* **24** 075005

- [44] Prando G, Lascialfari A, Rigamonti A, Romanó L, Sanna S, Putti M and Tropeano M 2011 *Phys. Rev. B* **84** 064507
- [45] Song Y J, Kang B, Rhee J S and Kwon Y S 2012 *Europhys. Lett.* **97** 47003
- [46] Marra P, Nigro A, Li Z, Chen G F, Wang N L, Luo J L and Noce C 2012 *New Journal of Physics* **14** 043001
- [47] Salem-Sugui Jr S, Alvarenga A D, Rey R I, Mosqueira J, Luo H Q and Lu X Y 2013 *Supercond. Sci. Technol.* **26** 125019
- [48] Mosqueira J, Dancausa J D, Carballeira C, Salem-Sugui Jr S, Alvarenga A D, Luo H Q, Wang Z S, Wen H H and Vidal F 2013 *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **26** 1217–1220
- [49] Rey R I, Ramos-Álvarez A, Carballeira C, Mosqueira J, Vidal F, Salem-Sugui Jr S, Alvarenga A D, Zhang R and Luo H 2014 *Supercond. Sci. Technol.* **27** 075001
- [50] Aslamazov L and Larkin A 1968 *Phys. Lett. A* **26** 238
- [51] Maki K 1968 *Progress of Theoretical Physics* **39** 897–906
- [52] Maki K 1968 *Progress of Theoretical Physics* **40** 193–200
- [53] Thompson R S 1970 *Phys. Rev. B* **1** 327–333
- [54] Carballeira C, Currás S R, Viña J, Veira J A, Ramallo M V and Vidal F 2001 *Phys. Rev. B* **63** 144515
- [55] Carballeira C, Ramallo M V and Vidal F 2001 *Journal of Physics: Condensed Matter* **13** 2573
- [56] Sónora D, Carballeira C, Ponte J J, Xie T, Luo H, Li S and Mosqueira J 2017 *Phys. Rev. B* **96** 014516
- [57] Rey R I, Carballeira C, Doval J M, Mosqueira J, Ramallo M V, Ramos-Álvarez A, Sónora D, Veira J A, Verde J C and Vidal F *New Journal of Physics* (bajo preparación)
- [58] Ramallo M V, Pomar A and Vidal F 1996 *Phys. Rev. B* **54** 4341–4356
- [59] Pomar A, Ramallo M V, Mosqueira J, Torrón C and Vidal F 1996 *Phys. Rev. B* **54** 7470–7480

- [60] Ginzburg V and Landau L 1950 *Zh Eksperim. Teor. Fiz.* **20**
- [61] Viña J, Campá J A, Carballeira C, Currás S R, Maignan A, Ramallo M V, Rasines I, Veira J A, Wagner P and Vidal F 2002 *Phys. Rev. B* **65** 212509
- [62] Vidal F, Carballeira C, Currás S R, Mosqueira J, Ramallo M V, Veira J A and Viña J 2002 *Europhys. Lett.* **59** 754
- [63] Mosqueira J, Carballeira C and Vidal F 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 167009
- [64] Mosqueira J, Carballeira C, Ramallo M V, Torrón C, Veira J A and Vidal F 2001 *Europhys. Lett.* **53** 632
- [65] Carballeira C, Mosqueira J, Ramallo M V, Veira J A and Vidal F 2001 *Journal of Physics: Condensed Matter* **13** 9271
- [66] Carballeira C, Mosqueira J, Revcolevschi A and Vidal F 2003 *Physica C: Superconductivity* **384** 185 – 204
- [67] Prange R E 1970 *Phys. Rev. B* **1** 2349–2350
- [68] Koshelev A E 1994 *Phys. Rev. B* **50** 506–516
- [69] Baraduc C, Buzdin A, Henry J Y, Brison J P and Puech L 1995 *Physica C: Superconductivity* **248** 138 – 146
- [70] Lee P A and Shenoy S R 1972 *Phys. Rev. Lett.* **28** 1025–1028
- [71] Quader K F and Abrahams E 1988 *Phys. Rev. B* **38** 11977–11980
- [72] Kajimura K and Mikoshiba N 1971 *Journal of Low Temperature Physics* **4** 331–348
- [73] Kajimura K and Mikoshiba N 1971 *Phys. Rev. Lett.* **26** 1233–1235
- [74] Crow J E, Bhatnagar A K and Mihalisin T 1972 *Phys. Rev. Lett.* **28** 25–27
- [75] Landau L and Lifchitz E 1978 *Statistical Physics* vol 2 (Oxford-Pergamon Press)
- [76] APLevanyuk 1959 *Soviet Phys. JETP* **36**
- [77] Ginzburg V 1960 *Soviet Phys. -Solid State* **2**

- [78] Johnson W L and Tsuei C C 1976 *Phys. Rev. B* **13** 4827–4833
- [79] Johnson W L, Tsuei C C and Chaudhari P 1978 *Phys. Rev. B* **17** 2884–2891
- [80] Freitas P P, Tsuei C C and Plaskett T S 1987 *Phys. Rev. B* **36** 833–835
- [81] Hopfengärtner R, Hensel B and Saemann-Ischenko G 1991 *Phys. Rev. B* **44** 741–749
- [82] Gauzzi A and Pavuna D 1995 *Phys. Rev. B* **51** 15420–15428
- [83] Pippard A 1953 *Physica* **19** 765 – 774
- [84] Abrahams E and Tsuneto T 1966 *Phys. Rev.* **152** 416–432
- [85] Schmid A 1966 *Physik der kondensierten Materie* **5** 302–317
- [86] Schmid A 1969 *Phys. Rev.* **180** 527
- [87] Landau L and Lifchitz E 1978 *Quantum Mechanics* vol 2 (Oxford-Pergamon Press)
- [88] Lawrence W E, Doniach S and (ed) E Kanda 1971 *Proceedings of the Twelfth International Conference on Low-Temperature Physics, Kyoto, Japan, 1970* **361**
- [89] Hikami S and Larkin A 1988 *Modern Physics Letters B* **02** 693–698
- [90] Tsuzuki T 1971 *Phys. Lett. A* **37** 159 – 160
- [91] Patton B R 1971 *Phys. Rev. Lett.* **27** 1273–1276
- [92] Rosenbaum R, Hsu S Y, Chen J Y, Lin Y H and Lin J J 2001 *Journal of Physics: Condensed Matter* **13** 10041
- [93] Yamaji K 1972 *Phys. Lett. A* **38** 43 – 44
- [94] Katayama N, Kudo K, Onari S, Mizukami T, Sugawara K, Sugiyama Y, Kitahama Y, Iba K, Fujimura K, Nishimoto N, Nohara M and Sawa H 2013 *J. Phys. Soc. Jpn.* **82** 123702
- [95] Kudo K, Mizukami T, Kitahama Y, Mitsuoka D, Iba K, Fujimura K, Nishimoto N, Hiraoka Y and Nohara M 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 025001

- [96] Kudo K, Kitahama Y, Fujimura K, Mizukami T, Ota H and Nohara M 2014 *J. Phys. Soc. Jpn.* **83** 093705
- [97] Kawasaki S, Mabuchi T, Maeda S, Adachi T, Mizukami T, Kudo K, Nohara M and Zheng G q 2015 *Phys. Rev. B* **92** 180508
- [98] Li M Y, Liu Z T, Zhou W, Yang H F, Shen D W, Li W, Jiang J, Niu X H, Xie B P, Sun Y, Fan C C, Yao Q, Liu J S, Shi Z X and Xie X M 2015 *Phys. Rev. B* **91** 045112
- [99] Wu X, Qin S, Liang Y, Le C, Fan H and Hu J 2015 *Phys. Rev. B* **91** 081111
- [100] Jiang S, Liu L, Schütt M, Hallas A M, Shen B, Tian W, Emmanouilidou E, Shi A, Luke G M, Uemura Y J, Fernandes R M and Ni N 2016 *Phys. Rev. B* **93** 174513
- [101] Liu Z T, Xing X Z, Li M Y, Zhou W, Sun Y, Fan C C, Yang H F, Liu J S, Yao Q, Li W, Shi Z X, Shen D W and Wang Z 2016 *Appl. Phys. Lett.* **109** 042602
- [102] Jiang S, Liu C, Cao H, Birol T, Allred J M, Tian W, Liu L, Cho K, Krogstad M J, Ma J, Taddei K M, Tanatar M A, Hoesch M, Prozorov R, Rosenkranz S, Uemura Y J, Kotliar G and Ni N 2016 *Phys. Rev. B* **93** 054522
- [103] Liu S, Haiyun W and Gang B 2010 *Phys. Lett. A* **374** 3529 – 3532
- [104] Liu S L, Gang B and Haiyun W 2010 *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism* **23** 1563–1567
- [105] Ramos-Álvarez A, Mosqueira J and Vidal F 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 139701
- [106] Ahmad D, Min B H, Choi W J, Salem-Sugui Jr S, Mosqueira J and Kwon Y S 2014 *Supercond. Sci. Technol.* **27** 125006
- [107] Ahmad D, Choi W J, Seo Y I, Seo S, Lee S, Park T, Mosqueira J, Gu G and Kwon Y S 2017 *New Journal of Physics* **19** 093004
- [108] Yakita H, Ogino H, Sala A, Okada T, Yamamoto A, Kishio K, Iyo A, Eisaki H and Shimoyama J 2015 *Supercond. Sci. Technol.* **28** 065001
- [109] Bossoni L, Romanó L, Canfield P C and Lascialfari A 2014 *J. Phys.: Condens. Matter* **26** 405703

- [110] Ramos-Álvarez A, Mosqueira J, Vidal F, Hu D, Chen G, Luo H and Li S 2015 *Phys. Rev. B* **92** 094508
- [111] Xie T, Gong D, Zhang W, Gu Y, Huesges Z, Chen D, Liu Y, Hao L, Meng S, Lu Z, Li S and Luo H 2017 *Supercond. Sci. Technol.* **30** 095002
- [112] van der Pauw L J 1958 *Philips Research Reports* **19** 1–9
- [113] <https://www.qdusa.com/products/index.html>
- [114] Osborn J A 1945 *Phys. Rev.* **67** 351–357
- [115] Gollub J P, Beasley M R, Callarotti R and Tinkham M 1973 *Phys. Rev. B* **7** 3039–3058
- [116] Tešanović Z, Xing L, Bulaevskii L, Li Q and Suenaga M 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3563–3566
- [117] Ullah S and Dorsey A T 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2066–2069
- [118] Ullah S and Dorsey A T 1991 *Phys. Rev. B* **44** 262–273
- [119] Welp U, Fleshler S, Kwok W K, Klemm R A, Vinokur V M, Downey J, Veal B and Crabtree G W 1991 *Phys. Rev. Lett.* **67** 3180–3183
- [120] Maza J and Vidal F 1991 *Phys. Rev. B* **43** 10560–10567
- [121] Zaanen J 2009 *Phys. Rev. B* **80** 212502
- [122] Ramos-Álvarez A, Mosqueira J, Vidal F, Lu X and Luo H 2015 *Supercond. Sci. Technol.* **28** 075004
- [123] Klemm R A, Luther A and Beasley M R 1975 *Phys. Rev. B* **12** 877–891
- [124] Liu Z H, Kim T K, Sala A, Ogino H, Shimoyama J, Büchner B and Borisenko S V 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 052602
- [125] Jaroszynski J, Hunte F, Balicas L, Jo Y j, Raičević I, Gurevich A, Larbalestier D C, Balakirev F F, Fang L, Cheng P, Jia Y and Wen H H 2008 *Phys. Rev. B* **78** 174523
- [126] Lee H S, Bartkowiak M, Park J H, Lee J Y, Kim J Y, Sung N H, Cho B K, Jung C U, Kim J S and Lee H J 2009 *Phys. Rev. B* **80** 144512

- [127] Karpinski J, Zhigadlo N, Katrych S, Bukowski Z, Moll P, Weyeneth S, Keller H, Puzniak R, Tortello M, Daghero D, Gonnelli R, Maggio-Aprile I, Fasano Y, Fischer, Rogacki K and Batlogg B 2009 *Physica C: Superconductivity* **469** 370 – 380
- [128] Sun S, Wang S, Yu R and Lei H 2017 *Phys. Rev. B* **96** 064512
- [129] Yi X, Wang C, Tang Q, Peng T, Qiu Y, Xu J, Sun H, Luo Y and Yu B 2016 *Supercond. Sci. Technol.* **29** 105015
- [130] Xing X, Zhou W, Zhou N, Yuan F, Pan Y, Zhao H, Xu X and Shi Z 2016 *Supercond. Sci. Technol.* **29** 055005
- [131] Yuan F F, Sun Y, Zhou W, Zhou X, Ding Q P, Iida K, Hühne R, Schultz L, Tamegai T and Shi Z X 2015 *Appl. Phys. Lett.* **107** 012602
- [132] Lumsden M D, Christianson A D, Parshall D, Stone M B, Nagler S E, MacDougall G J, Mook H A, Lokshin K, Egami T, Abernathy D L, Goremeychkin E A, Osborn R, McGuire M A, Sefat A S, Jin R, Sales B C and Mandrus D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 107005
- [133] Luo H, Wang M, Zhang C, Lu X, Regnault L P, Zhang R, Li S, Hu J and Dai P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 107006
- [134] Ahmad D, Seo Y I, Choi W J and Kwon Y S 2017 *Supercond. Sci. Technol.* **30** 025009
- [135] Glover R 1967 *Phys. Lett. A* **25** 542 – 544
- [136] Ferrell R and Schmidt H 1967 *Phys. Lett. A* **25** 544 – 545
- [137] Maki K and Thompson R S 1989 *Phys. Rev. B* **39** 2767–2770
- [138] Deutscher G, Fenichel H, Gershenson M, Grünbaum E and Ovadyahu Z 1973 *Journal of Low Temperature Physics* **10** 231–243
- [139] Deutscher G, Imry Y and Gunther L 1974 *Phys. Rev. B* **10** 4598–4606
- [140] Deutscher G and Dodds S A 1977 *Phys. Rev. B* **16** 3936–3942
- [141] Biondi M A, Garfunkel M P and McCoubrey A O 1956 *Phys. Rev.* **101** 1427–1429
- [142] Cochran J F and Mapother D E 1958 *Phys. Rev.* **111** 132–142

- [143] Parmenter R H 1968 *Phys. Rev.* **166** 392–396
- [144] Hurault J 1968 *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **29** 1765 – 1772
- [145] Garland J W, Bennemann K H and Mueller F M 1968 *Phys. Rev. Lett.* **21** 1315–1319
- [146] Pettit R B and Silcox J 1976 *Phys. Rev. B* **13** 2865–2872
- [147] Smolyaninova V N, Zander K, Gresock T, Jensen C, Prestigiacomo J C, Osofsky M S and Smolyaninov I I 2015 *Sci. Rep.* **5** 15777
- [148] Prischepa S L, Montemurro D, Cirillo C, Attanasio C, Salvato M, Merlo V, Lykov A N and Tsvetkov A Y 2006 *Supercond. Sci. Technol.* **19** 1124
- [149] Rutgers A 1934 *Physica* **1** 1055 – 1058
- [150] Gray K E 1976 *Phys. Rev. B* **13** 3774–3778
- [151] Harris E P and Mapother D E 1968 *Phys. Rev.* **165** 522–532
- [152] DeGennes P 1999 *Superconductivity Of Metals And Alloys* (Boca Raton: CRC Press)
- [153] Kakiya S, Kudo K, Nishikubo Y, Oku K, Nishibori E, Sawa H, Yamamoto T, Nozaka T and Nohara M 2011 *J. Phys. Soc. Jpn.* **80** 093704
- [154] Löhnert C, Stürzer T, Tegel M, Frankovsky R, Friederichs G and Johrendt D 2011 *Angew. Chem. Int. Ed.* **50** 9195–9199
- [155] Ni N, Allred J M, Chan B C and Cava R J 2011 *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **108** E1019–E1026
- [156] Zhu X, Han F, Mu G, Zeng B, Cheng P, Shen B and Wen H H 2009 *Phys. Rev. B* **79** 024516
- [157] Ogino H, Matsumura Y, Katsura Y, Ushiyama K, Horii S, Kishio K and Shimoyama J 2009 *Supercond. Sci. Technol.* **22** 075008
- [158] Zhu X, Han F, Mu G, Cheng P, Shen B, Zeng B and Wen H H 2009 *Phys. Rev. B* **79** 220512

- [159] Ogino H, Sato S, Kishio K, Shimoyama J, Tohei T and Ikuhara Y 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 072506
- [160] Iyo A, Kawashima K, Kinjo T, Nishio T, Ishida S, Fujihisa H, Gotoh Y, Kihou K, Eisaki H and Yoshida Y 2016 *Journal of the American Chemical Society* **138** 3410–3415





Lista de publicaciones de Daniel S3nora Vidal

1. Jr. S. Salem-Sugui, J. Mosqueira, A. D. Alvarenga, **D. S3nora**, E. P. Herculano, D. Hu, GF Chen and H. Q. Luo, *Observation of an anomalous peak in isofield $M(T)$ curves in $BaFe_2(As_{0,68}P_{0,32})_2$ suggesting a phase transition in the irreversible regime*, Supercond. Sci. Technol. **28**, 055017 (May 2015).
2. F. Soto, C. Carballeira, J. M. Doval, J. Mosqueira, M. V. Ramallo, A. Ramos-3lvarez, **D. S3nora**, J. C. Verde and F. Vidal, *Magnetic field dependence of the precursor diamagnetism in La superconductors with magnetic Pr impurities*, Supercond. Sci. Technol. **28**, 065015 (June 2015).
3. J. C. Verde, J. M. Doval, A. Ramos-3lvarez, **D. S3nora** and m. V. Ramallo, *Resistive transition of high- T_c superconducting films with regular arrays of T_c -domains induced by micro- or nanofunctionalization*, IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY **26**, 8800204 (April 2016).
4. J. M. Doval, A. Ramos-3lvarez, **D. S3nora**, J. C. Verde, M. Ruibal, J. A. Veira, J. Maza and F. Vidal, *Transition to the normal state induced by high current densities in high- T_c superconductor microbridges under applied magnetic fields*, IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY **26**, 80008025 (April 2016).
5. A. Ramos-3lvarez, **D. S3nora**, J. D. Dancausa, J. M. Doval, J. C. Verde, J. Mosqueira and F. Vidal, *A procedure to protect granular and porous samples from oxygen contamination in high-resolution magnetization measurements: applications to granular high- T_c cuprate*

- superconductors*, IEEE TRANSACTIONS ON APPLIED SUPERCONDUCTIVITY **26**, 7201103 (April 2016).
6. Jr. S. Salem-Sugui, J. Mosqueira, A. D. Alvarenga, **D. Sónora**, A. Crisan, A. M. Ionescu, S. Sundar, D. Hu, SL Li and H. Q. Luo, *Vortex-glass state in the isovalent optimally doped pnictide superconductor $BaFe_2(As_{0,68}P_{0,32})_2$* , Supercond. Sci. Technol. **30**, 055003 (May 2017).
 7. **D. Sónora**, C. Carballeira, J. J. Ponte, T. Xie, H. Q. Luo, SL Li and J. Mosqueira, *Quasi-two-dimensional behavior of 112-type iron-based superconductors*, Phys. Rev. B **96**, 014516 (July 2017).
 8. S. Sundar, J. Mosqueira, A. D. Alvarenga, **D. Sónora**, A. S. Sefat and Jr. S. Salem-Sugui, *Study of the second magnetization peak and the pinning behaviour in $Ba(Fe_{0,935}Co_{0,065})_2As_2$* , Supercond. Sci. Technol. **30**, 125007 (December 2017).
 9. D. Ahmad, W. J. Choi, **D. Sónora**, Y. S. Oh, J. Mosqueira, T. Park and Y. S. Kwon, *Anisotropy dependence of the fluctuation spectroscopy in the critical and gaussian regimes in superconducting $NaFe_{1-x}Co_xAs$ single crystals*, Scientific Reports **8**, 8556 (June 2018).
 10. **D. Sónora**, C. Carballeira, J. J. Ponte, F. Vidal, T. Grenet and J. Mosqueira, *Paraconductivity of disordered Al-films at high reduced temperatures and magnetic fields* (en preparación).