

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO DEL SUPERCONDUCTOR INTERMETÁLICO
TERNARIO $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ MEDIANTE LA DEPENDENCIA CON LA
TEMPERATURA DE LA LONGITUD DE PENETRACIÓN
MAGNÉTICA**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Sofia Victoria Taylor Coronel
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciada en Física**

Con la tutoría de: Dr. Ismaro Bonalde
Dr. Carlos Rojas

Marzo-2015

Caracas-Venezuela

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO DEL SUPERCONDUCTOR INTERMETÁLICO
TERNARIO $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ MEDIANTE LA DEPENDENCIA CON LA
TEMPERATURA DE LA LONGITUD DE PENETRACIÓN
MAGNÉTICA**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Sofia Victoria Taylor Coronel
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciada en Física**

Con la tutoría de: Dr. Ismaro Bonalde
Dr. Carlos Rojas

Marzo-2015
Caracas-Venezuela



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



VEREDICTO

Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **Sofía Victoria Taylor Coronel**, Cédula de Identidad No. 19023958, bajo el título “ **ESTUDIO DEL SUPERCONDUCTOR INTERMETÁLICO TERNARIO $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ MEDIANTE LA DEPENDENCIA CON LA TEMPERATURA DE LA LONGITUD DE PENETRACIÓN MAGNÉTICA** ”, a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciado en Física**, dejan constancia de lo siguiente:

1. Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del Jurado, éste fijó el día 6 de marzo de 2015, a las 2:00 pm, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la sala de seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual respondió satisfactoriamente a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado; todo ello conforme a los artículos 20, 21, 22, 25, 26 y 28 de la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente.
2. Finalizada la defensa pública del trabajo, el jurado decidió aprobarlo por considerar que se ajusta a lo dispuesto y exigido en la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente en sus artículos 1, 5 y 6.

En fe de lo cual se levanta la presente acta a los 6 días del mes de marzo del año 2015, dejándose también constancia de que, conforme a la normativa jurídica vigente, actuó como Coordinador del Jurado el Tutor del Trabajo Especial de Grado, **Dr. Carlos Rojas**. Firma del jurado examinador

Dr. David Verrilli
12952768
UCV

Profa. Angelica Jara
17337653
UCV

Dr. Carlos Rojas
3968295
UCV

“DON'T PANIC”

- Douglas Adams, *The Hitchhiker's Guide to the Galaxy*

Agradecimientos

Quiero agradecer a el Dr. Ismardo Bonalde, quien me introdujo al mundo de la superconductividad y la física de bajas temperaturas. Durante todo este tiempo me ofreció sus conocimientos y su asesoría con una buena dosis de paciencia.

Gracias a Javier Landaeta por acompañarme y ayudarme en los experimentos, por responder mis preguntas y por brindarme todo el apoyo posible. Gracias a Baudillio Quiroz, Freddy Borrego, Renate Oentrich y Jose Gregorio Santos por hacer que el laboratorio funcionara y enseñarme el funcionamiento de los equipos. Gracias a Diego Subero y Pabel Machado por su solidaridad y compañerismo.

También deseo agradecer al Dr. Bauer y su equipo por proveer las muestras y al Dr. Carlos Rojas por su apoyo académico. Gracias también a el Centro de Física del IVIC y la escuela de Física de la UCV, particularmente al Dr. José Antonio Lopez.

Por último quiero agradecer a mi familia, en especial a mis padres por enseñarme a querer la ciencia, y a Nelson por sus consejos y apoyo.

Resumen

El estudio de la superconductividad no convencional se ha dedicado en gran medida a determinar la simetría de la brecha de energía del estado superconductor, ya que dicha simetría está relacionada al potencial de apareamiento de los electrones. La medida de longitud de penetración magnética es una de las formas más precisas de estudiar la simetría de la brecha.

El compuesto ternario $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ es un superconductor con $T_c \approx 2$ K. Estudios previos han mostrado un posible ajuste a un modelo de doble brecha de energía, pero no se han realizado en el límite $T < 0,2 T_c$ donde se puede resolver la presencia de anisotropía o de nodos. El presente trabajo es un estudio de la simetría de la brecha de energía a través de mediciones de la longitud de penetración magnética hasta $T \approx 0,02 T_c$, utilizando un circuito oscilador que mide la variación de la susceptibilidad magnética. Los resultados muestran un comportamiento exponencial en las temperaturas mas bajas lo cual indica una brecha sin nodos. Sin embargo, alrededor de 1 K ocurre una anomalía puede ser producto de una impureza superconductora con $T_c = 0,95$ K, lo que descartaría el modelo de doble brecha sugerido en trabajos previos.

Índice general

Lista de figuras	15
1. Introducción	17
2. Superconductividad	21
2.1. Fenomenología	21
2.1.1. Resistividad cero	21
2.1.2. Calor específico	22
2.1.3. Efecto Meissner	22
2.1.3.1. Longitud de penetración magnética.	24
2.2. Características del estado superconductor	26
2.2.1. Estructura de espín de estados apareados	27
2.2.2. Simetría del estado superconductor.	29
2.2.2.1. Superconductores convencionales	29
2.2.2.2. Superconductores no convencionales	30
2.2.3. Modelo de doble banda	32
3. Parte Experimental	33
3.1. Medida de la longitud de penetración magnética	33
3.1.1. Relación de la frecuencia con la longitud de penetración magnética	33
3.1.2. Calibración	34
3.2. Montaje Experimental	35
3.3. Muestras	39
4. Resultados	41
4.1. Longitud de Penetración Magnética	41
4.2. Densidad del superfluido	45
5. Conclusiones	51

Índice de figuras

1.1.	Estructura cristalina de $\text{La}_3\text{Pd}_3\text{Si}_4$	18
1.2.	Medidas de capacidad calorífica	19
2.1.	Datos experimentales obtenidos por G. Holst y K. Onnes en 1911	22
2.2.	Dependencia con la temperatura del calor específico en un superconductor	23
2.3.	Expulsión de un campo magnético débil por debajo de la transición superconductor.	23
2.4.	Dependencia del campo crítico H_c con la temperatura en un superconductor Tipo I.	24
2.5.	Dependencia de los campos críticos H_{c1} y H_{c2} con la temperatura en un superconductor Tipo II.	24
2.6.	Longitud de penetración magnética en un superconductor.	25
2.7.	Brecha de energía isotrópica sin nodos para simetría esférica y cilíndrica	29
2.8.	Brecha de energía anisotrópica sin nodos para un cristal tetragonal	30
2.9.	Brecha de energía con nodos.	31
2.10.	Doble brecha de energía	32
3.1.	Curva característica de un diodo túnel.	35
3.2.	Circuito LC de diodo túnel.	35
3.3.	Equipos de procesamiento de señal.	36
3.4.	Sistema de procesamiento de la señal.	37
3.5.	Refrigerador de Dilución y panel de control.	38
3.6.	Porta muestra, puentes de resistencia y fuentes DC	38
3.7.	Foto del porta bobina y esquema del sistema porta muestra - bobina.	39
3.8.	Foto de la muestra de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$	39
4.1.	Longitud de penetración magnética de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$	41
4.2.	Longitud de penetración magnética normalizada de indio y $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$	42
4.3.	Longitud de penetración magnética del $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ comparada con el indio para bajas temperaturas.	43
4.4.	Longitud de penetración magnética comparada con modelos teóricos	44
4.5.	Ajuste de la densidad del superfluido de la muestra de indio a un modelo BSC no local, y los datos de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$	45
4.6.	Densidad del superfluido en función de la temperatura	46
4.7.	Superficies de Fermi calculadas para algunas bandas del superconductor $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Ge}_4$	47

4.8. Comparación de la densidad del superfluido de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ con modelos anisotrópicos.	48
4.9. Comparación de la densidad del superfluido de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ con un modelo de dos fases con T_C distintas.	49

Capítulo 1

Introducción

En las últimas décadas se ha encontrado una gran cantidad de nuevos superconductores, muchos de los cuales se desvían del modelo BCS. Entre ellos están los fermiones pesados, los de alta temperatura crítica y los superconductores orgánicos. En estos materiales noveles, que no son descritos por la teoría BCS, se desconoce la interacción responsable de la formación de pares de Cooper, es decir, se desconoce el mecanismo que origina la superconductividad.

En consecuencia, uno de los objetivos principales en el estudio de estos materiales es obtener información sobre el potencial de apareamiento. La determinación de dicho potencial tendría como resultado, entre otros, la optimización en la búsqueda de superconductores con alta T_c . Por esto se estudia la simetría de la brecha de energía del estado superconductor, que está asociada a la simetría del potencial de interacción. Esto se puede hacer a través de distintos métodos. En este trabajo se utilizará la longitud de penetración magnética, que es una propiedad fundamental de la superconductividad por estar directamente relacionada con el efecto Meissner.

Entre los materiales superconductores que han despertado gran interés en las últimas décadas se encuentran los compuestos intermetálicos de la familia ReTX , donde Re son elementos de tierras raras, T son metales de transición y X es Silicio o Germanio. Dentro de esta familia se encuentran superconductores con una estructura con celda unitaria ortorrómbica de tipo $\text{U}_3\text{Ni}_4\text{Si}_4$. Esta estructura se puede considerar como una combinación de capas de tipo BaAl_4 y AlB_2 , como se ve en la figura 1.1b. El interés en compuestos de este tipo se debe parcialmente al descubrimiento del superconductor MgB_2 , que tiene estructura de tipo AlB_2 . Este es el único superconductor con una doble brecha de energía confirmada y tiene la temperatura de transición ($T_c = 39$ K) más alta entre los compuestos intermetálicos.

Por otro lado, muchos grupos de superconductores presentan una estructura derivada de BaAl_4 , también conocida como estructura de tipo ThCr_2Si_2 . Entre ellos se encuentran algunos fermiones pesados como CeCu_2Si_2 , que son sistemas de electrones fuertemente correlacionados. Este tipo de estructura también se presenta en una familia de superconductores pnictidos (con T_c de hasta 38 K) y está asociada a los borocarbonatos de tierras raras. Todos estos superconductores han captado gran interés ya que presentan fenómenos interesantes, incluyendo propiedades magnéticas [3–5]. Además, todas estas familias están asociadas de alguna forma a la búsqueda de superconductividad de alta temperatura

T_c (K)	2.15 (1.98)
$H_c(0)$ (Oe)	157 (400)
$H_{c1}(0)$ (Oe)	28
$H_{c2}(0)$ (kOe)	2.2 (6)
$\lambda(0)$ (nm)	376 (239)
$\psi(0)$ (nm)	38 (24.4)
$\kappa(0)$	9.9 (9.8)

Cuadro 1.1: Valores característicos de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$. Tomado de [1] ([6])

crítica.

El material a estudiar en este trabajo es el superconductor ternario intermetálico $\text{La}_3\text{Pd}_3\text{Si}_4$ que tiene una estructura de tipo $\text{U}_3\text{Ni}_4\text{Si}_4$. Este es un superconductor centro-simétrico tipo II con una temperatura de transición de ~ 2 K y tiene una electrodinámica de tipo local. En la tabla 1.1 se muestran las propiedades principales del compuesto. Los parámetros de la red son: $a = 0,42358(1)$ nm, $b = 0,42900(1)$ nm, y $c = 2,45400(7)$ nm.

La superconductividad en este material fue estudiada por primera vez por Fujii [1] a través de medidas de magnetización DC y resistividad para $T > 1,8$ K.

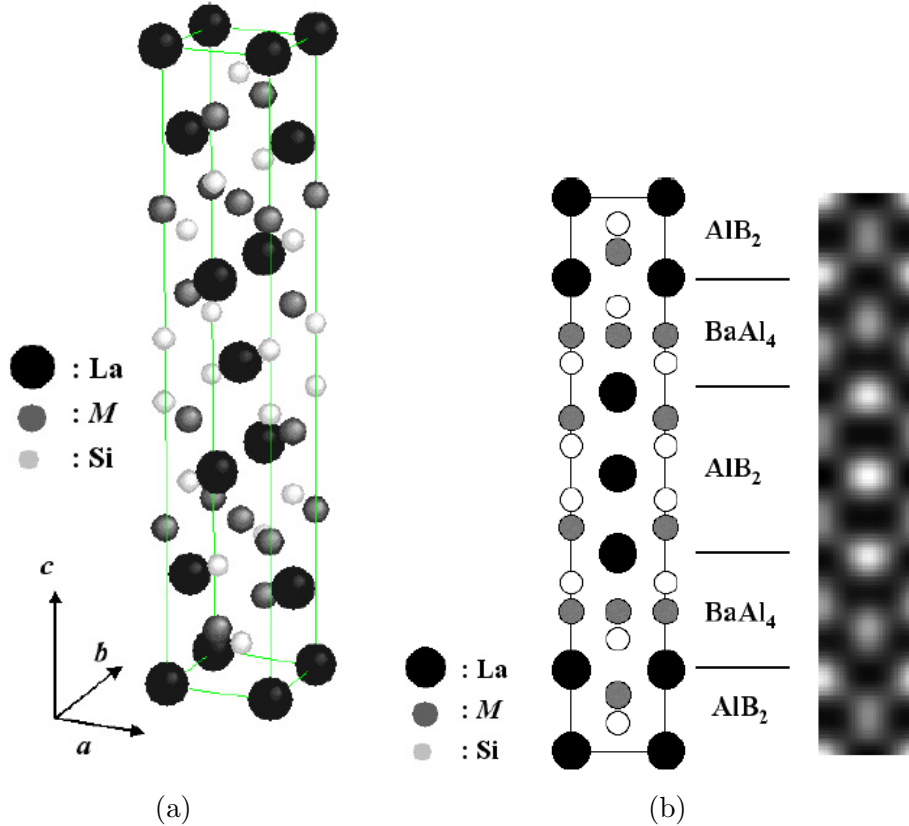


Figura 1.1: Estructura cristalina de $\text{La}_3\text{Pd}_3\text{Si}_4$ con $M = \text{Pd}$. Tomado de [1].

Kneidinger et al. [6] también estudiaron el compuesto y realizaron medidas de capacidad calorífica para $T > 350$ mK que se ajustan mejor a un modelo de doble brecha que a

un modelo de onda-s para $T > 0,2 T_c$. Esta doble brecha también explicaría la curvatura marcada del campo magnético crítico $\mu_0 H_{c2}$ que se observa en la figura 1.2.

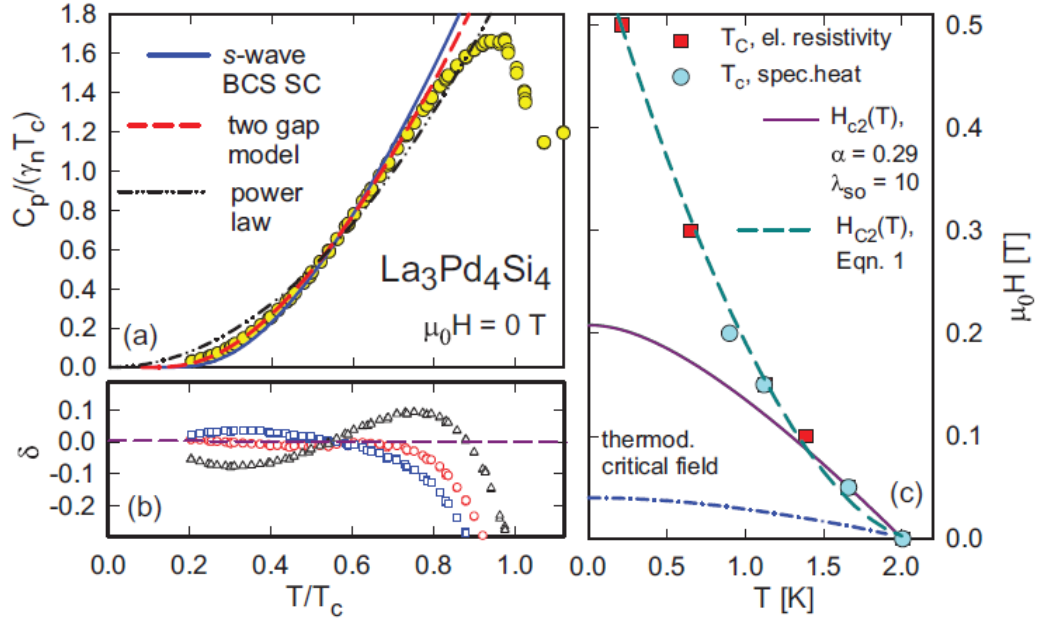


Figura 1.2: a) Medidas de capacidad calorífica en función de T/T_c . Se muestran los modelos de onda-s, doble brecha y Ley de Potencia. b) Diferencia de capacidad calorífica experimental y teórica para cada modelo. c) Campo magnético crítico superior. Tomado de [6].

Finalmente, Winiarski y Samsel-Czekala [7] realizan estudios de primeros principios de la estructura electrónica del compuesto y encuentran superficies de Fermi complejas de múltiples bandas que pudiesen permitir la superconductividad de múltiples brechas. Como se mencionó anteriormente, el $\text{La}_3\text{Pd}_3\text{Si}_4$ comparte ciertas estructuras con el superconductor de doble brecha MgB_2 .

Uno de los objetivos de este trabajo es verificar si existe una doble brecha de energía en el estado superconductor midiendo la longitud de penetración magnética de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ hasta una temperatura mínima de 50 mK, para determinar la estructura de la brecha de energía.

En el caso de que la brecha de energía presente nodos (puntuales o nodales), estos sólo se podrán resolver en el rango de temperaturas por debajo de $0,2 T_c$. Como estudios anteriores se han realizado para $T > 0,2 T_c$, es necesario llegar a temperaturas más bajas para poder resolver la presencia de estos nodos. En el caso de que la brecha de energía sea isotrópica, la respuesta esperada sólo se observará en el límite de temperaturas bajas. Sin embargo, es importante estudiar todo el rango de temperaturas hasta $T \rightarrow T_c$ para poder distinguir entre modelos distintos que puedan tener el mismo comportamiento en bajas temperaturas. Para esto se obtiene la densidad del superfluido a partir de $\lambda(T)$, ya que este parámetro permite comparar varios modelos en todo el rango de temperatura.

Los resultados de este trabajo muestran un comportamiento exponencial de $\lambda(T)$ en el límite de bajas temperaturas, lo que es indicio de una brecha de energía sin nodos. Además

se observa una segunda caída diamagnética en $\approx 0,9$ K que se asocia a la presencia de la fase superconductora $\text{La}_3\text{Pd}_5\text{Si}$ y no a una doble brecha de energía, como lo sugiere la literatura.

Capítulo 2

Superconductividad

En 1911 Kamerlingh Onnes y su asistente Gilles Holst observaron que la resistividad del mercurio se reduce a 0 por debajo de 4,15 K. Este descubrimiento fue posible gracias a la licuefacción de helio por primera vez tres años antes por el mismo Onnes y representó el inicio del campo de la superconductividad. En 1933 se descubrió otra propiedad fundamental de los superconductores: el diamagnetismo perfecto. W. Meissner y R. Ochsenfeld encontraron que un superconductor expulsa el flujo magnético de su interior al ser enfriado por debajo de su temperatura crítica.

La resistividad cero era esperada para un conductor ideal, pero el diamagnetismo perfecto fue un fenómeno nuevo. Ambos efectos fueron explicados por primera vez por los hermanos F. y H. London, quienes propusieron en 1935 las ecuaciones que describen los campos electromagnéticos locales. De estas ecuaciones nace lo que sería conocido como la longitud de penetración magnética de London λ_L . La teoría microscópica BCS, en la cual se basan los estudios actuales de superconductividad, fue introducida por J. Bardeen, L. Cooper y J. R. Schrieffer en 1957 y explica formalmente por primera vez la superconductividad. En 1979 se descubrieron nuevas clases de superconductores que no pueden ser explicados por la teoría BCS, de forma que se catalogaron como superconductores no convencionales. De esta forma se renovó el interés en la superconductividad y en encontrar el mecanismo responsable de la misma en los nuevos materiales.

2.1. Fenomenología

Los superconductores son materiales que presentan algunas propiedades específicas por debajo de una temperatura crítica T_c . Por encima de esta temperatura el superconductor se comporta como un material normal y generalmente no es un buen conductor. Al disminuir su temperatura por debajo de T_c ocurre una transición de segundo orden marcada por un salto en el calor específico. A continuación estudiaremos algunas de las propiedades básicas de un superconductor.

2.1.1. Resistividad cero

En los superconductores la resistividad DC se anula por debajo de la temperatura crítica. Este fenómeno se ha estudiado en anillos superconductores que mantienen corrientes

persistentes sin decaimiento alguno en períodos de años. Esta conductividad perfecta es la propiedad que dio origen al estudio de la superconductividad y tiene importantes aplicaciones potenciales.

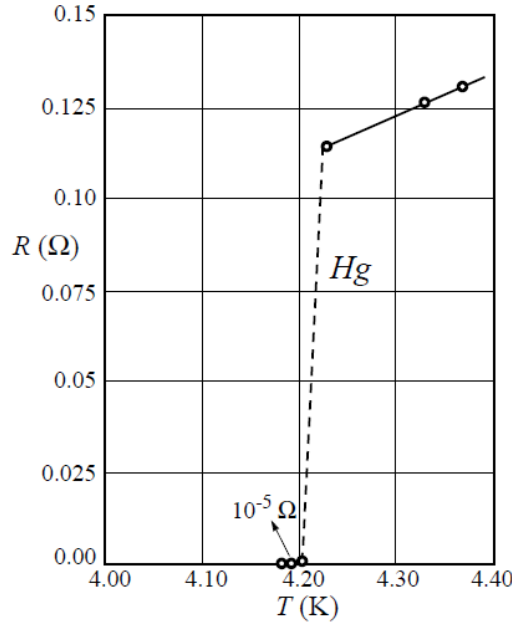


Figura 2.1: Datos experimentales obtenidos por G. Holst y K. Onnes en 1911 donde se evidencia la caída de la resistividad del Mercurio.

2.1.2. Calor específico

La transición al estado superconductor en ausencia de un campo magnético aplicado es una transición de segundo orden acompañada de una discontinuidad en el calor específico. Por encima de T_c el calor específico puede disminuir linealmente con la temperatura, como es típico en metales. Por debajo de T_c la capacidad calorífica cambia fuertemente con la temperatura, llegando a variar exponencialmente en el límite de temperaturas bajas. La teoría BCS predice que el calor específico electrónico cambia en T_c de su valor en el estado normal γT_c a un valor del estado superconductor C_s con una proporción:

$$\beta = \frac{C_s - \gamma T_c}{\gamma T_c} = 1,43. \quad (2.1)$$

Sin embargo, aunque la discontinuidad de C es una propiedad fundamental de los superconductores, su magnitud varía y esta relación no es universal.

2.1.3. Efecto Meissner

Otra propiedad fundamental de los superconductores es el efecto Meissner. En un conductor perfecto se espera que exista diamagnetismo perfecto. Es decir que en presencia

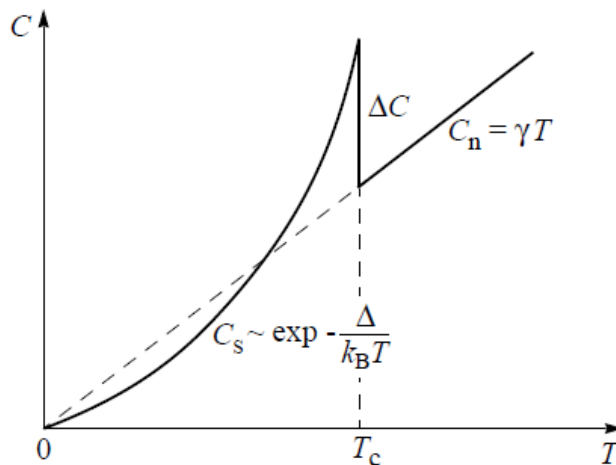


Figura 2.2: Dependencia con la temperatura del calor específico en un superconductor. La línea punteada representa el estado normal.

de un campo magnético se generen corrientes de apantallamiento que, al encontrar resistencia cero, cancelen completamente el campo magnético en su interior. Esto ocurre también en los superconductores cuando se les aplica un campo magnético DC débil.

Por otro lado, si se aplica un campo magnético DC débil a un superconductor a $T > T_c$ el campo penetra el material, ya que se encuentra en su estado normal. Sin embargo, al enfriar la muestra por debajo de la temperatura crítica el campo magnético es expulsado de su interior (figura 2.3). Este fenómeno no puede ser explicado por la conductividad perfecta, ya que en ese caso no se esperaría la formación de corrientes de apantallamiento. Esta expulsión del campo magnético se denomina efecto Meissner y es característico de los superconductores.

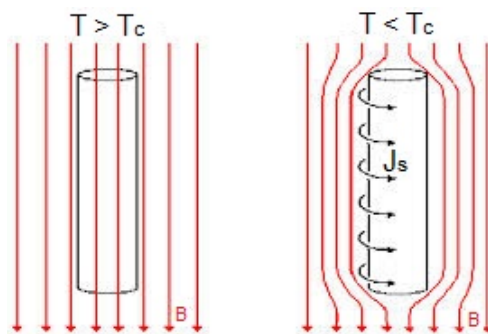


Figura 2.3: Expulsión de un campo magnético débil por debajo de la transición superconductora.

El efecto Meissner sólo ocurre en campos magnéticos débiles ya que la superconductividad es destruida por campos suficientemente grandes. Los superconductores se pueden dividir en dos grupos de acuerdo a su comportamiento en campos magnéticos. En los superconductores tipo I existe un campo magnético crítico por debajo del cual se expulsa completamente. Este depende aproximadamente con la temperatura en forma parabólica

$$H_c(T) \approx H_c(0)[1 - (T/T_c)^2], \quad (2.2)$$

donde $H_c(0)$ es el campo crítico a $T = 0$ K. Por encima de $H_c(T)$ se destruye completamente el estado superconductor. Existe otro tipo de superconductores, tipo II, que tienen dos campos críticos. Por debajo de H_{c1} el campo magnético no penetra el superconductor. Para $H_{c1} < H < H_{c2}$ hay un aumento gradual en el flujo que penetra al superconductor en forma de vórtices y para campos magnéticos mayores de H_{c2} se destruye completamente la superconductividad.

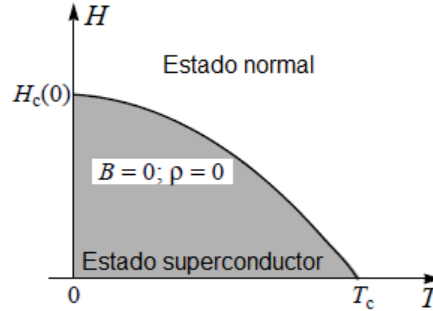


Figura 2.4: Dependencia del campo crítico H_c con la temperatura en un superconductor Tipo I.

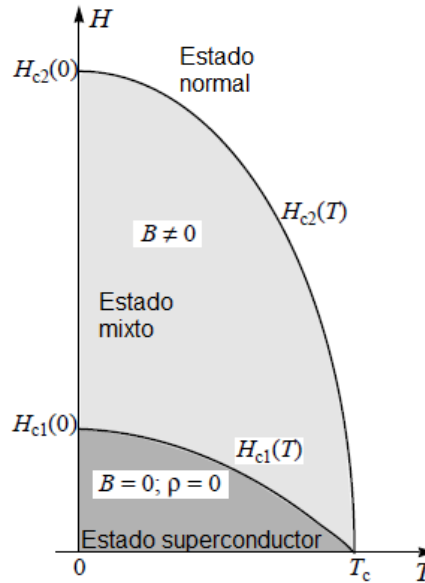


Figura 2.5: Dependencia de los campos críticos H_{c1} y H_{c2} con la temperatura en un superconductor Tipo II.

2.1.3.1. Longitud de penetración magnética.

La resistividad cero y el efecto Meissner fueron descritos en 1935 por los hermanos London a través de dos ecuaciones que representan los campos electromagnéticos. Las

ecuaciones de London se basan en que todos los electrones de conducción se dividen en dos grupos: normales y superconductores (modelo de dos fluidos). La densidad de electrones superconductores es n_s , de forma que $n_s \rightarrow 0$ cuando $T \rightarrow T_c$ y $n_s \rightarrow n$ (la densidad total de electrones libres) cuando $T \rightarrow 0$. Así,

$$\mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t}(\Lambda \mathbf{J}_s) \quad (2.3)$$

$$\mathbf{h} = -c \nabla \times (\Lambda \mathbf{J}_s) \quad (2.4)$$

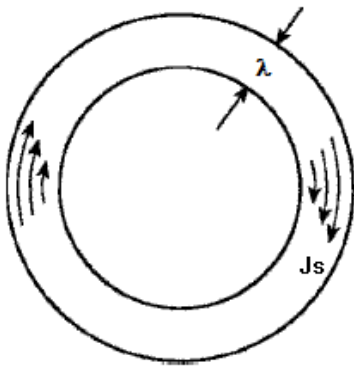
$$\Lambda = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2} = \frac{m}{n_s e^2} \quad (2.5)$$

La primera ecuación de London (2.3) describe la conductividad perfecta, y $\mathbf{J}_s$ es la supercorriente. La segunda ecuación de London (2.4) se refiere a la densidad de flujo local y deriva en:

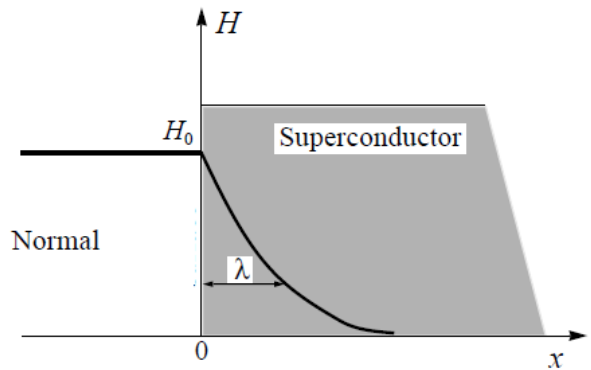
$$\nabla^2 \mathbf{h} = \frac{\mathbf{h}}{\lambda^2} \quad (2.6)$$

Esto representa el efecto Meissner, en el cual un superconductor expulsa de su interior un campo magnético aplicado creando corrientes persistentes en su superficie que cancelan el campo externo. Esta corriente fluye a través de una capa superficial de profundidad promedio λ (figura 2.6a), denominada longitud de penetración magnética, que depende de la temperatura. Cerca de la temperatura de transición $n_s \rightarrow 0$ y $\lambda = \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi n_s e^2}}$ diverge. En este límite se tiene la siguiente dependencia con la temperatura:

$$\lambda(T) \approx \lambda(0) [1 - (T/T_c)^4]^{-1/2} \quad (2.7)$$



(a) Corriente persistente en una capa superficial de espesor λ en un superconductor cilíndrico bajo un campo magnético axial. Tomado de la Ref. [8].



(b) Penetración del campo magnético en un superconductor. Tomado de la Ref. [9]

Figura 2.6: Longitud de penetración magnética en un superconductor.

Otra magnitud importante en el estudio de la superconductividad es la longitud de coherencia de la teoría BCS $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta_0$ que está asociada al tamaño del par de Cooper. Si la longitud de coherencia ξ_0 es mucho menor a $\lambda(0)$ la electrodinámica que describe el sistema es de tipo local, ya que la corriente en un punto viene dada por el campo magnético en el mismo punto. Alternativamente, si $\xi_0 \gg \lambda(0)$ entonces nos encontramos en el caso no local.

Si el superconductor muestra una electrodinámica local, como es en el caso de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$, la longitud de penetración magnética [10, 11] está relacionada con la densidad del superfluido por

$$\rho_s(T) = \frac{n_s}{n} = \frac{\lambda_L^2(0)}{\lambda^2(T)}. \quad (2.8)$$

A su vez, la densidad del superfluido depende de la densidad de estados superconductores $D(E)/D_0$ y la distribución de Fermi $f(E)$

$$\rho_s(T) = \left\langle 1 + 2 \int_{\Delta}^{\infty} \left(\frac{D(E)}{D_0} \frac{\partial f(E)}{\partial E} \right) dE \right\rangle_{S.F.} \quad (2.9)$$

2.2. Características del estado superconductor

La sección anterior explica los resultados principales de la superconductividad desde un punto de vista fenomenológico, pero no explica el origen microscópico de la superconductividad. En 1957 Bardeen, Cooper y Schrieffer introdujeron una teoría microscópica (Teoría BCS) que predice exitosamente muchas de las propiedades de estos materiales. Si bien esta teoría no explica completamente todos los tipos de superconductores, representa la base para el estudio de la superconductividad.

El principio de la teoría BCS es la formación de un *par de Cooper* por dos electrones que tienen una fuerza neta atractiva entre ellos. Este par puede moverse por el cristal sin fricción, dando origen a la conductividad perfecta.

Según la teoría BCS este potencial de atracción se debe a la interacción de los electrones con la red cristalina. Sin embargo, en muchos superconductores se conoce que el mecanismo responsable de la formación del par de Cooper no pareciera ser el sugerido por BCS (interacción electrón-fonón), aún cuando se desconoce el origen del par. Por esto, el estudio de la superconductividad está enfocado en gran medida en encontrar el potencial de interacción del par.

Independientemente de cuál sea este mecanismo, el Hamiltoniano que describe el estado base superconductor (el par de Cooper) [12] es

$$\mathcal{H} = \sum_{k,\alpha} \xi(\mathbf{k}) a_{\mathbf{k}\alpha}^\dagger a_{\mathbf{k}\alpha} \quad (2.10)$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}', \alpha, \beta, \gamma, \nu} V_{\alpha, \beta, \gamma, \nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') a_{-\mathbf{k}\alpha}^\dagger a_{\mathbf{k}\beta}^\dagger a_{\mathbf{k}'\gamma} a_{-\mathbf{k}'\nu} \quad (2.11)$$

En esta expresión el primer término es la energía cinética de las cuasipartículas, donde $\xi(\mathbf{k})$ es la energía relativa al potencial químico μ . El segundo término describe el apareamiento

de los electrones debido a un potencial de interacción $V_{\alpha,\beta,\gamma,\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$. Los operadores $a_{\mathbf{k}\alpha}^\dagger$ y $a_{\mathbf{k}\alpha}$ son operadores de creación y destrucción de un electrón con vector de onda $\mathbf{k}$ y espín α . Este Hamiltoniano conduce a un espectro de energía de las excitaciones elementales dado por $E_k = \sqrt{\xi_k^2 + |\Delta_k|^2}$ y a una brecha de energía

$$\Delta_{\mathbf{k},\alpha\beta} \equiv \sum_{\mathbf{k}',\gamma\nu} V_{\alpha\beta,\gamma\nu}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \langle a_{\mathbf{k}'\gamma} a_{\mathbf{k}'\nu} \rangle. \quad (2.12)$$

La ecuación (2.12) representa la relación entre la brecha de energía, que es una propiedad medible, con el potencial de apareamiento. De esta forma, estudiar las simetrías de la brecha de energía proporciona información sobre el mecanismo de interacción del par de Cooper.

2.2.1. Estructura de espín de estados apareados

Para estudiar la simetría de la brecha de energía es necesario analizar la estructura de espín del par de Cooper. La función de onda total de un par de Cooper ψ_{12} es el producto de una función de onda orbital $g_l(\mathbf{k})$ y una de espín χ_{12} . Esta componente de espín está caracterizada por su espín total $S = 0$ (singlete) o $S = 1$ (triplete).

$$\psi_{12} = g(\mathbf{k})\chi_{12} \quad (2.13)$$

La función de onda orbital es par para valores pares del momento angular orbital l e impar para valores impares de l , y la función de onda total del par cambia de signo con una permutación:

$$g_l(-\mathbf{k}) = (-1)^l g_l(\mathbf{k}) \quad g(-\mathbf{k})\chi_{21} = g(\mathbf{k})\chi_{12} \quad (2.14)$$

lo que implica que la componente de espín de un par con momento angular l par (impar) será antisimétrica (simétrica) bajo permutaciones. La función de onda de espín del par se construye a partir de las funciones de onda de espín de una partícula

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |\uparrow\rangle \quad y \quad \beta_i = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |\downarrow\rangle \quad (2.15)$$

que son los autoestados de los operadores s^2 y s_z :

$$s_z : \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad s_z \alpha_i = \frac{\hbar}{2} \alpha_i, \quad s_z \beta_i = -\frac{\hbar}{2} \beta_i. \quad (2.16)$$

Para el estado de apareamiento **singlete** ($S = 0$, $S_z = 0$), la autofunción correspondiente al espín, antisimétrica respecto a permutación de partículas, tiene la forma

$$\alpha_1 \beta_2 - \beta_1 \alpha_2 = |\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} = i\sigma_y, \quad (2.17)$$

expresado en términos de la matriz de Pauli. De esta forma la función de onda total del par en estado singlete expresada en armónicos esféricos es:

$$\Psi_{singlete}^l = g(\mathbf{k}) i\sigma_y = \sum_{m=-1}^l a_{lm} Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}) i\sigma_y \quad (2.18)$$

donde $l = 0, 2, 4, \dots$. Por lo tanto los estados respectivos se denominan $s, d, g, \dots$. El coeficiente complejo a_{lm} depende de $\mathbf{r}$ y se denomina parámetro de orden superconductor. La energía de excitación de una partícula en este caso es:

$$E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\xi_{\mathbf{k}}^2 + \Delta^2 |g(\mathbf{k})|^2} \quad (2.19)$$

Las funciones de onda correspondientes al espín en el estado **triplete** son simétricas bajo permutaciones y son:

$$S_z = \begin{cases} 1, & \alpha_1 \alpha_2 = |\uparrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ 0, & \alpha_1 \beta_2 + \beta_1 \alpha_2 = |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ -1, & \beta_1 \beta_2 = |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.20)$$

La función de onda total de un par es una combinación lineal de estos estados:

$$\Psi_{triplete}^l = g_1(\mathbf{k}) |\uparrow\uparrow\rangle + g_2(\mathbf{k}) (|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) + g_3(\mathbf{k}) |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} g_1(\mathbf{k}) & g_2(\mathbf{k}) \\ g_2(\mathbf{k}) & g_3(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

donde g_α son las amplitudes de los estados con $S_z = 1, 0, -1$. Esta ecuación se puede escribir también en la base de las matrices simétricas $i\boldsymbol{\sigma}\sigma_y$:

$$\Psi_{triplete} = i(\mathbf{d}(\mathbf{k})\boldsymbol{\sigma})\sigma_y = \begin{pmatrix} -d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) & d_z(\mathbf{k}) \\ d_z(\mathbf{k}) & d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

La energía de excitación es:

$$E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\xi_{\mathbf{k}}^2 + \Delta^2 |\mathbf{d}(\mathbf{k})|^2} \quad (2.23)$$

Las componentes del vector $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ están relacionadas con las amplitudes $g_\alpha(\mathbf{k})$:

$$g_1 = -d_x + id_y, \quad g_2 = d_z, \quad g_3 = d_x + id_y \quad (2.24)$$

y pueden ser desarrollados en función de los armónicos esféricos

$$d_\alpha(\mathbf{k}) = \sum_{m=-l}^l b_{lm}^\alpha Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}), \quad (2.25)$$

donde el coeficiente b_{lm}^α es el parámetro de orden del superconductor. En estas expresiones $l = 1, 3, \dots$ y los estados respectivos se denominan estados superconductores onda- $p, f, \dots$.

2.2.2. Simetría del estado superconductor.

Para estudiar la función que representa la brecha de energía se clasifica de acuerdo a su comportamiento bajo transformaciones. El grupo $\mathcal{G}$ representa el grupo de simetrías del estado normal, donde G es el grupo de simetría espacial, $U(1)$ es la simetría de calibre y K el grupo de simetría de inversión temporal.

$$\mathcal{G} = G \times K \times U(1) \quad (2.26)$$

Todo superconductor rompe la simetría de calibre $U(1)$. Según la teoría BCS sólo se rompe esta simetría, de modo que un superconductor que no rompe ninguna otra se denomina superconductor *convencional*. Si se rompe alguna otra, se denomina superconductor *no convencional*.

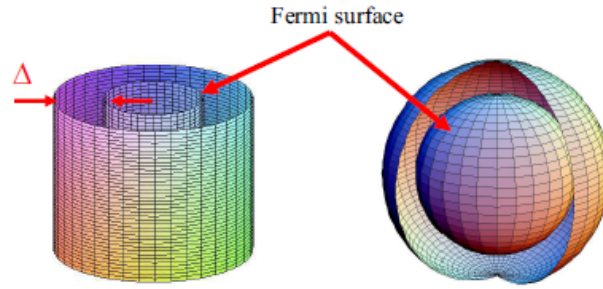


Figura 2.7: Brecha de energía isotrópica sin nodos para simetría esférica y cilíndrica

2.2.2.1. Superconductores convencionales

En este caso la brecha de energía es de tipo onda-s y no tiene nodos sobre la superficie de Fermi. En el modelo BCS la brecha de energía es **isotrópica** como se ve en la figura 2.7. Este es el caso más simple ya que la brecha de energía no depende de $\mathbf{k}$ de modo que $\Delta_{\mathbf{k}} = \Delta_0$. La densidad de estados superconductores es:

$$\frac{D(E)}{D_0} = \begin{cases} 0 & \text{si } E < \Delta \\ \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} & \text{si } E > \Delta \end{cases} \quad (2.27)$$

de modo que para este caso la densidad del superfluido viene dada por:

$$\rho_s(T) = 1 + 2 \int_{\Delta}^{\infty} \left(\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right) \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}} dE \quad (2.28)$$

$$\approx 1 - \sqrt{\frac{2\pi\Delta_0}{k_B T}} e^{-\frac{\Delta_0}{k_B T}} \quad \text{para } T \ll T_c \quad (2.29)$$

donde $\Delta(T)$ se obtiene de la fórmula de interpolación [13]:

$$\Delta(T) = \Delta(0) \tanh \left(\frac{\pi k_B T_c}{\Delta(0)} \sqrt{a \frac{\Delta C}{C} (T_c/T - 1)} \right) \quad (2.30)$$

Si $\Delta = 0$ la ecuación (2.28) se cancela, por lo tanto la densidad del superfluido es 0 y no aparece el efecto Meissner. Por otro lado, si $\Delta > 0$ (a $T < T_c$) la longitud de penetración magnética $\lambda(T)$ es finita. A partir de la ecuación (2.8) se obtiene una expresión para la longitud de penetración magnética a bajas temperaturas:

$$\lambda(T) \approx \lambda(0) \left(1 + \sqrt{\frac{\pi \Delta(0)}{2k_B T}} e^{-\frac{\Delta(0)}{k_B T}} \right) \quad (2.31)$$

La brecha de energía en un superconductor convencional también puede ser **anisotrópica**, es decir, depender de la orientación, como se ve en la figura 2.8

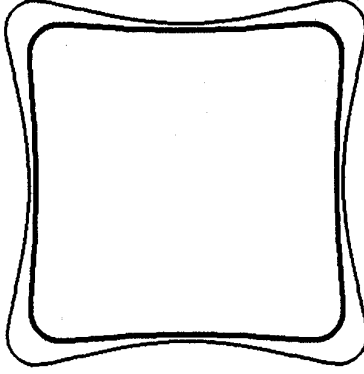


Figura 2.8: Brecha de energía anisotrópica sin nodos para un cristal tetragonal (simetría D_{4h}) [2]

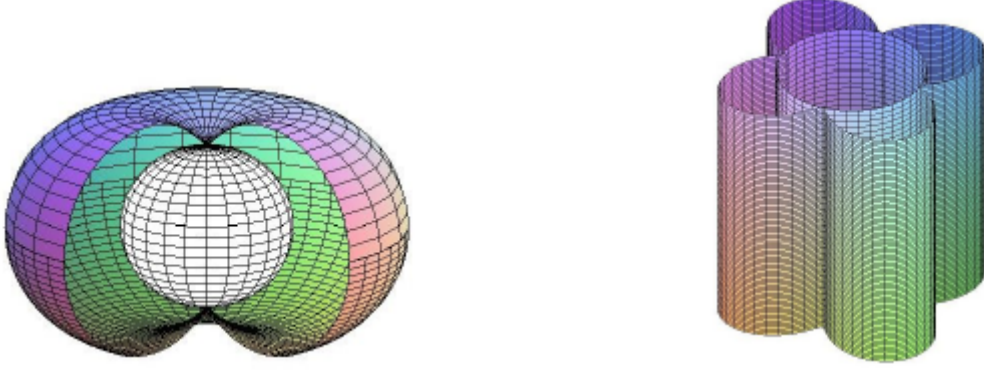
2.2.2.2. Superconductores no convencionales

En los superconductores no convencionales se rompen simetrías adicionales a la simetría de calibre $U(1)$. Es decir, existe la posibilidad de que el parámetro de orden tenga paridad impar, rompa la simetría de inversión temporal o rompa la simetría del grupo puntual del cristal. La brecha de energía puede anularse en puntos o líneas, formando nodos en la superficie de Fermi, como se ve en la figura 2.9. En estos casos la densidad de estados superconductores no se anula para bajas energías, ya que las regiones cercanas a los nodos en la superficie de Fermi contribuyen a la densidad de estados. En esto se diferencian de los superconductores sin nodos en los cuales $\frac{D(E)}{D_0} = 0$ para $E < \Delta$. En presencia de nodos, cuando $E \ll \Delta$, la densidad de estados viene dada por

$$\frac{D(E)}{D_0} = \left(\frac{E}{\Delta_0} \right)^n, \quad (2.32)$$

donde n depende del tipo de nodo. En el caso de puntos nodales, $n = 2$ y en el caso de líneas nodales $n = 1$.

El carácter finito y de ley de potencia de la densidad de estados origina una dependencia de la longitud de penetración magnética con la temperatura de tipo potencial. En la figura 2.9 se observan dos ejemplos de brechas de energía con nodos.



(a) Parámetro de orden tipo onda-p en simetría esférica con nodos puntuales.

(b) Parámetro de orden tipo onda-d en simetría cilíndrica con líneas nodales.

Figura 2.9: Brecha de energía con nodos.

- Tipo **onda-p** (figura 2.9a). La brecha de energía es $\Delta_{\mathbf{k}} \propto z k_z (k_x + i k_y)^2 (i \sigma_z \sigma_y)$ y tiene nodos puntuales en la superficie de Fermi.
- Tipo **onda-d** (figura 2.9b). Muchos superconductores de alta temperatura crítica tienen esta simetría $d_{x^2-y^2}$ que cumple $\Delta_k = \Delta_0 \cos(2\phi)$ y tiene líneas nodales sobre la superficie de Fermi. En este caso para $T \ll T_c$:

$$\rho_s \approx 1 - \ln(2) \frac{k_B T}{\Delta_0} \quad (2.33)$$

y la longitud de penetración magnética es $\lambda \approx \lambda_L(0) \left(1 + \ln(2) \frac{k_B T}{\Delta_0} \right)$.

De esta forma, dependiendo si el comportamiento de $\lambda(T)$ es exponencial o de ley de potencia se puede determinar la presencia de nodos en la brecha, según la relación:

$$\lambda(T) \propto \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{T}} e^{-\Delta/k_B T} & \text{sin nodos} \\ T & \text{líneas nodales (3D) o puntos nodales (2D)} \\ T^2 & \text{puntos nodales (3D)} \end{cases} \quad (2.34)$$

Dependiendo del grupo puntual de la muestra, ésta puede tener distintos estados superconductores (A_{1g} , B_{1g} , etc.) que corresponden a grupos de simetría específicos. Cada uno de estos grupos del estado superconductor tiene asociado un tipo de brecha. Así, dependiendo de la presencia y el tipo de nodos encontrados se pueden limitar los posibles estados superconductores de una muestra y por lo tanto las posibles simetrías del parámetro de orden, descartando aquellas cuyas funciones base no correspondan los resultados experimentales. De esta forma se reducen las posibles simetrías del potencial de interacción del par de Cooper.

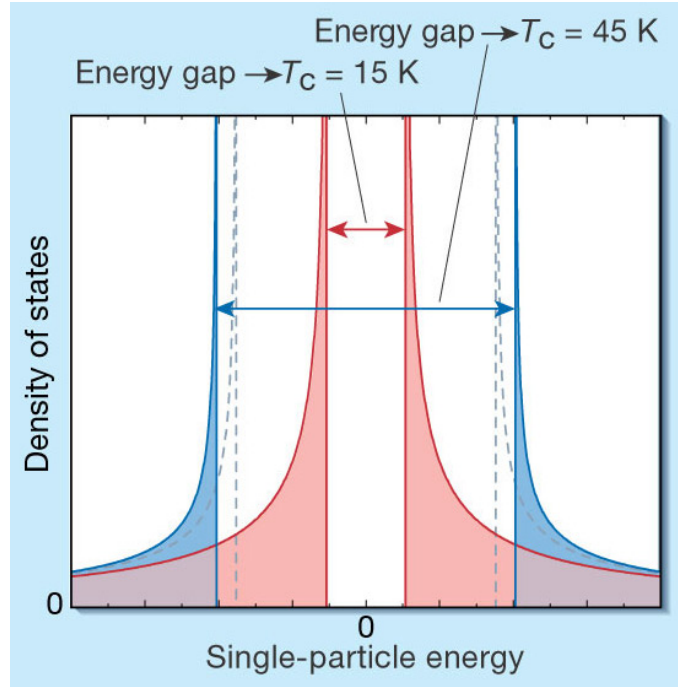


Figura 2.10: Doble brecha de energía de MgB_2 . Tomado de [18]

2.2.3. Modelo de doble banda

La teoría BCS plantea que existe una brecha en una banda de energía que ocasiona un estado superconductor. Sin embargo, es posible que la superconductividad se genere en dos bandas de energía distintas. Esto puede ocurrir de dos formas: que exista apareamiento de electrones en cada banda independientemente y que ocurra apareamiento entre las dos bandas. En el primer caso podrían ocurrir dos transiciones superconductoras a temperaturas diferentes o puede haber interacción entre las dos bandas y producir una sola T_c . En el segundo caso las dos brechas actúan en conjunto y producen una sola transición a una temperatura crítica

Se sospecha la existencia de una doble brecha de energía en varios superconductores, pero el único compuesto aceptado universalmente como superconductor de doble brecha es el MgB_2 [15,16], un material centrosimétrico al igual que $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$. En MgB_2 se produce apareamiento en dos brechas, con temperaturas de transición $T_{c1} = 15$ K y $T_{c2} = 45$ K, que interactúan para generar una sola transición a $T_c = 45$ K [17].

En el caso de un superconductor de doble brecha tipo onda-s con electrodinámica local la densidad del superfluido normalizada viene dada por:

$$\rho_s(T) = \sum_i N_i \left[1 + 2 \int_{\Delta_i}^{\infty} \left(\frac{\partial f(E_i)}{\partial E_i} \right) \frac{E_i}{\sqrt{E_i^2 - \Delta_i^2}} dE_i \right] \quad (2.35)$$

donde N_i es la contribución de la banda i a la densidad total.

Capítulo 3

Parte Experimental

3.1. Medida de la longitud de penetración magnética

La longitud de penetración magnética se mide a través de un circuito oscilador LC alimentado por un diodo túnel. La muestra se coloca dentro de la bobina principal de forma que la variación de λ con la temperatura produce una variación en la autoinductancia de dicha bobina, que se traduce en una variación de la frecuencia de oscilación.

3.1.1. Relación de la frecuencia con la longitud de penetración magnética

Si se introduce una muestra en una bobina en un circuito LC la variación de la energía ΔW almacenada en ella depende de su magnetización:

$$M = \frac{B}{\mu_0} - H. \quad (3.1)$$

Asumiendo que el campo magnético es uniforme la magnetización es $M = \chi H$, donde χ es la susceptibilidad de la muestra. Sea V_m el volumen de la muestra, V_b el volumen de la bobina, f_{sm} la frecuencia de oscilación del circuito sin muestra y f_{cm} la frecuencia de oscilación del circuito con muestra, la variación de la frecuencia debido a la muestra es

$$\frac{f_{sm} - f_{cm}}{f_{sm}} = -\frac{\chi V_m}{2V_b}. \quad (3.2)$$

Por otro lado, la longitud de penetración magnética varía con la temperatura produciendo un cambio en la susceptibilidad magnética $\Delta\chi(T)$. Esto produce una variación de la frecuencia de oscilación $\Delta f(T) = f_{cm}(T_2) - f_{cm}(T_1)$. La frecuencia de oscilación sin muestra no varía ya que la bobina se mantiene a una temperatura fija. Por lo tanto

$$\frac{\Delta f(T)}{f_{sm}} = \frac{\Delta\chi(T)V_m}{2V_b}. \quad (3.3)$$

Para muestras paralelepípedas la relación de la susceptibilidad con la longitud de penetración magnética se puede aproximar a [19]

$$-\chi \approx \frac{1}{1-D} \left[1 - \frac{\lambda}{R} \tanh\left(\frac{R}{\lambda}\right) \right] \xrightarrow{R \gg \lambda} \frac{1}{1-D} \left(1 - \frac{\lambda}{R} \right). \quad (3.4)$$

En esta expresión D es el factor de desmagnetización efectivo y R es la dimensión efectiva de la muestra. Ambos factores dependen de la geometría de la muestra. Es decir, que una variación de λ está asociada a una variación en la susceptibilidad

$$\Delta\chi(T) \approx \frac{\Delta\lambda(T)}{(1-D)R}. \quad (3.5)$$

Combinando las ecuaciones (3.3) y (3.5) obtenemos

$$\Delta f(T) = \frac{f_{sm} V_m}{2V_b(1-D)R} \Delta\lambda(T). \quad (3.6)$$

3.1.2. Calibración

De acuerdo a la sección anterior, la variación de la longitud de penetración magnética es directamente proporcional a la variación de la frecuencia

$$\Delta\lambda(T) = G\Delta f(T). \quad (3.7)$$

G es un factor de calibración que depende de la frecuencia de resonancia sin muestra en la bobina y de la geometría de la muestra y de la bobina principal

$$G = \frac{2V_b(1-D)R}{f_{sm} V_m}. \quad (3.8)$$

Para obtener la constante de proporcionalidad G se mide una muestra de un superconductor convencional. En este trabajo se midió una muestra de indio de alta pureza y dimensiones similares a la muestra de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$. El indio tiene una temperatura crítica $T_c = 3,32$ K y una electrodinámica no local, por lo cual la longitud de penetración magnética viene dada por [11]

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda(0)} = \left[\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \tanh\left(\frac{\Delta(T)}{2k_B T}\right) \right]^{-1/3}. \quad (3.9)$$

A partir de esta expresión se puede graficar la densidad del superfluido

$$\frac{\lambda^2(0)}{\lambda^2(T)} = \frac{\lambda^2(0)}{(G_{indio}\Delta f(T) + \lambda(T_{min}))^2}. \quad (3.10)$$

Luego el valor de G_{indio} se varía hasta obtener el mejor ajuste posible con la curva teórica. En este caso se considera $\lambda(T_{min}) \approx \lambda(0)$ ya que el comportamiento de λ es exponencial en el límite de bajas temperaturas.

Finalmente, se obtiene $G_{muestra}$ a partir de G_{indio} corrigiendo por los factores geométricos [19]

$$G_{muestra} = G_{indio} \frac{1 - D_{muestra}}{1 - D_{indio}} \frac{R_{muestra}}{R_{indio}} \frac{V_{indio}}{V_{muestra}} \frac{f_{sm,indio}}{f_{sm,muestra}}. \quad (3.11)$$

3.2. Montaje Experimental

El circuito LC fue diseñado por C. T. Van Degrift [20]. El sistema actúa en la región de resistencia negativa del diodo túnel (ver figura 3.1). A bajas temperaturas, esta propiedad del diodo le proporciona estabilidad y precisión al sistema.

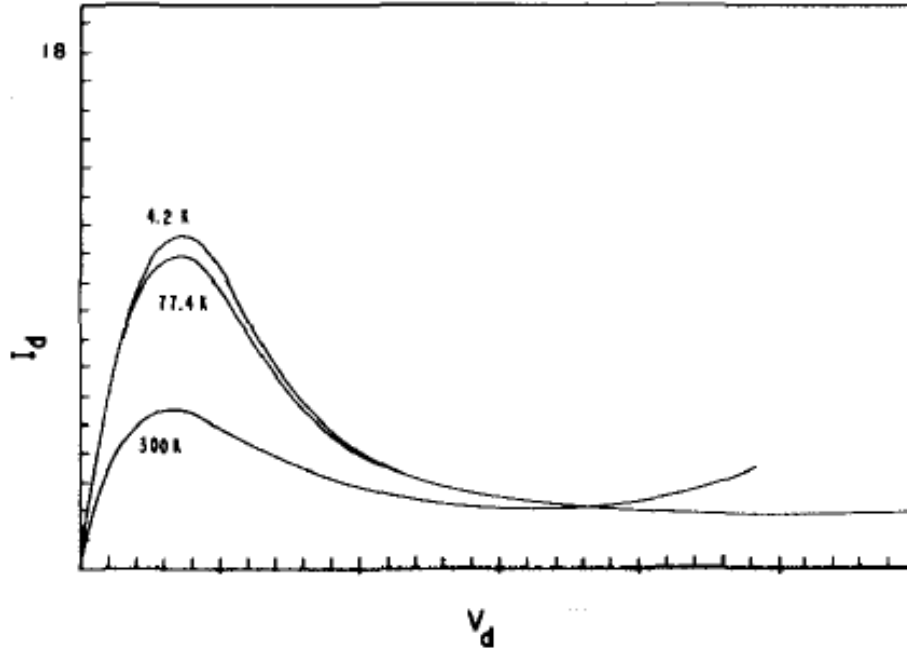


Figura 3.1: Curva característica de un diodo túnel.

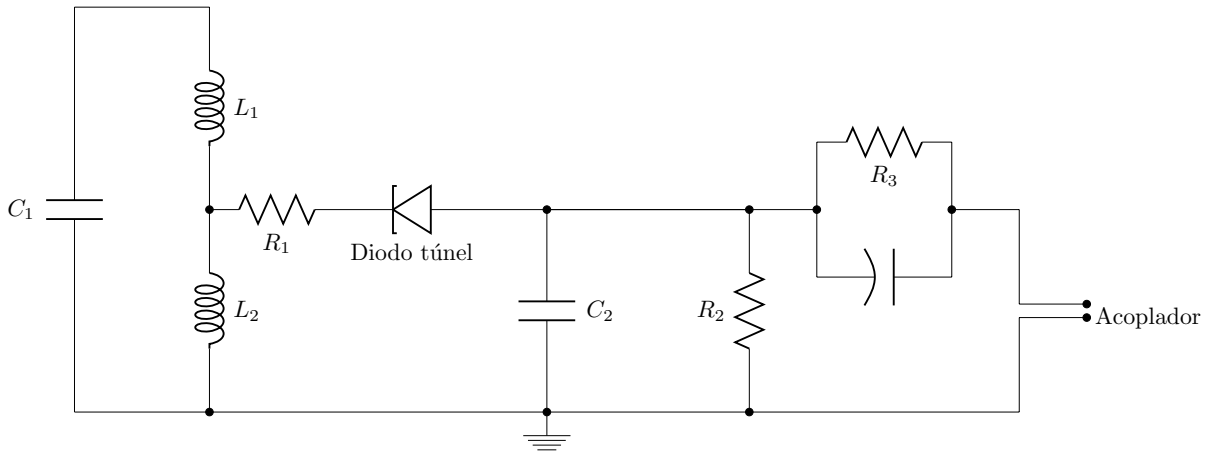


Figura 3.2: Circuito LC de diodo túnel.

El circuito está representado en la figura 3.2. Las bobinas están hechas con alambre de cobre de alta pureza sin recubrimiento. Los valores de los componentes son: $L_1 = 0,82 \mu\text{H}$,

$L_2 = 0,32 \mu\text{H}$, $R_1 = 300 \Omega$, $R_2 = 300 \Omega$, $C_1 = 100 \text{ pF}$, $C_2 = 10 \text{ nF}$, $C_3 = 20 \text{ pF}$. La bobina principal es la sensora y la bobina secundaria ajusta el rango de frecuencia y la mejor relación señal/ruido para una alta resolución o sensibilidad.

El circuito es alimentado por una fuente DC a través de un cable coaxial, que también lleva la señal AC del oscilador. Estas señales son separadas por un acoplador construido en el laboratorio que separa la señal DC que entra al circuito y la señal AC que sale del circuito para ser procesada.



Figura 3.3: Equipos de procesamiento de señal.

Los equipos de procesamiento de la señal se muestran en la figura 3.3. En la figura 3.4 se muestra un esquema de este proceso. La señal de radiofrecuencia que sale del circuito pasa por un pre-amplificador y luego un sistema de amplificadores y filtros construidos en el laboratorio. Después se encuentra un bloque heterodino que la convierte en una señal de kHz de alta resolución, que llega finalmente al frecuencímetro de alta estabilidad. Los datos de frecuencia y temperatura son llevados a la computadora por un puerto GPIB y recopilados utilizando un programa de *LabView*.

Para obtener temperaturas mínimas de 50 mK se utiliza un refrigerador de dilución (figura 3.5). El porta muestra es de cobre con un recubrimiento de oro (figura 3.6a) y está pegado a la cámara de mezcla del refrigerador. Este recubrimiento asegura un mejor contacto térmico a bajas temperaturas. Se utiliza un zafiro como base de la muestra ya que es el material no magnético con mejor conducción térmica a bajas temperaturas.

En el porta muestras se coloca un termómetro RuO_2 calibrado, conectado a un puente de resistencias modelo AVS-47 de la compañía *Picowatt* (figura 3.6b) que también está conectado a los otros termómetros en el refrigerador de dilución. El porta muestra también tiene un calentador que permite hacer el barrido de temperatura. El calentador es una resistencia hecha en el laboratorio de aproximadamente 100Ω formada por alambre de manganina (una aleación de cobre, magnesio y níquel) alimentado por una fuente DC Keithley 224.

La punta de medida está formada por un porta bobina de cobre que se muestra en la figura 3.7a. Éste sostiene la bobina principal y los otros componentes del circuito LC. Se mantiene en contacto térmico con la lata de helio para mantener una temperatura constante y evitar variaciones en el circuito. Para más información del sistema, ver Ref. [21].

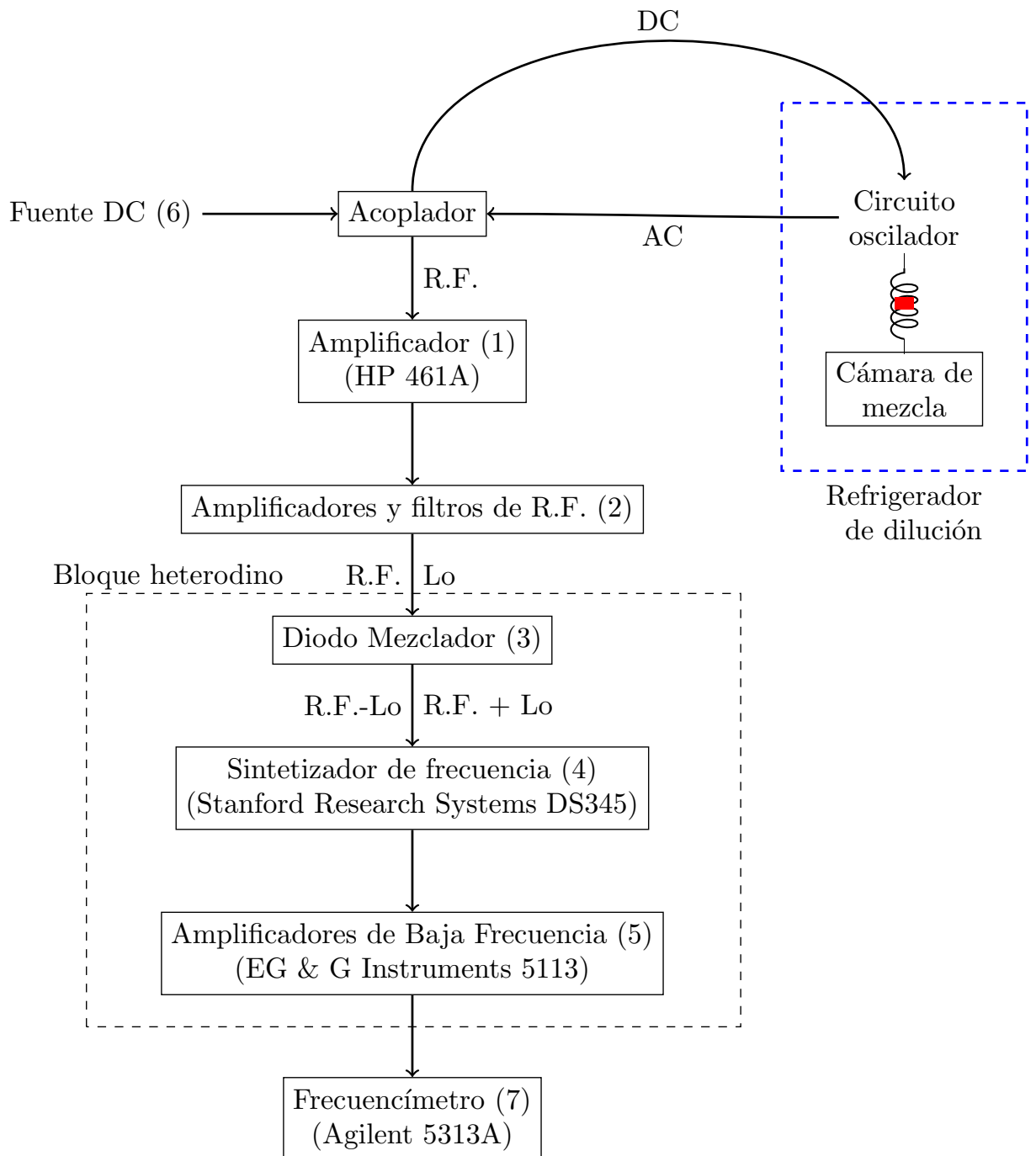


Figura 3.4: Sistema de procesamiento de la señal.



Figura 3.5: Refrigerador de Dilución y panel de control.



(a)



(b)

Figura 3.6: Izquierda: foto del porta muestra. Se observa el cristal de zafiro donde se coloca la muestra a medir. Derecha: Puente de resistencias y fuentes DC

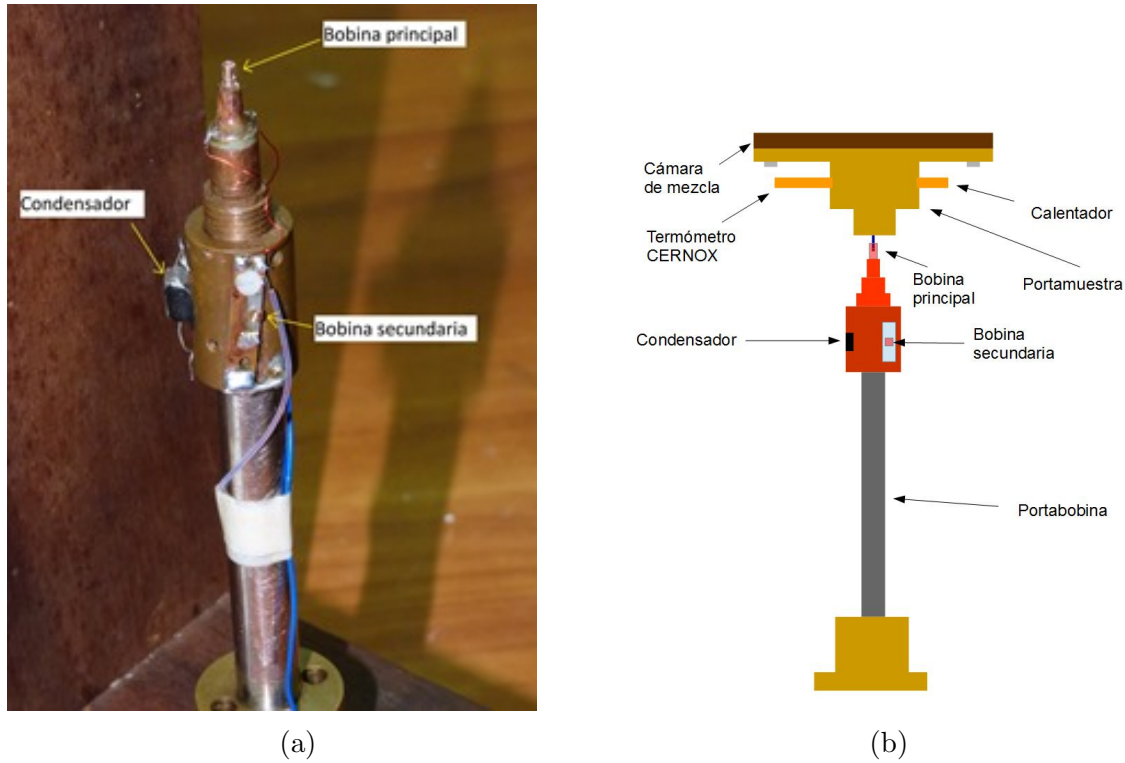


Figura 3.7: Foto del porta bobina y esquema del sistema porta muestra - bobina.

3.3. Muestras

La muestra policristalina de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ fue preparada por fundición de arco eléctrico de argón en la Universidad Tecnológica de Viena. Más información sobre la preparación de la muestra se puede obtener en la Ref. [6].

La muestra fue cortada en el laboratorio con una cuchilla de diamante de $100\ \mu\text{m}$ en una sierra *150 Low Speed Diamond Saw* de la compañía *MTI Corporation* y luego pulida con alúmina. Sus dimensiones son $0,49 \times 0,39 \times 0,30\ \text{mm}^3$. La muestra de indio de alta pureza utilizada para calibrar fue cortada en el laboratorio y tiene dimensiones $0,49 \times 0,39 \times 0,28\ \text{mm}^3$.

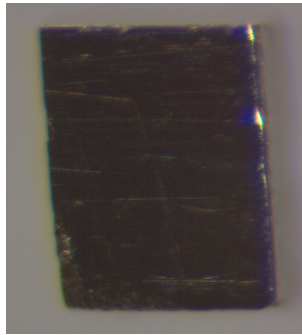


Figura 3.8: Foto de la muestra de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$.

Capítulo 4

Resultados

4.1. Longitud de Penetración Magnética

La longitud de penetración magnética de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ se muestra en la figura 4.1. Se observa una transición superconductora con $T_c = 2,05$ K de acuerdo al inicio de la transición. Esta T_c se encuentra en el rango de valores reportados por Fujii [1] y Kneidinger et al. [6].

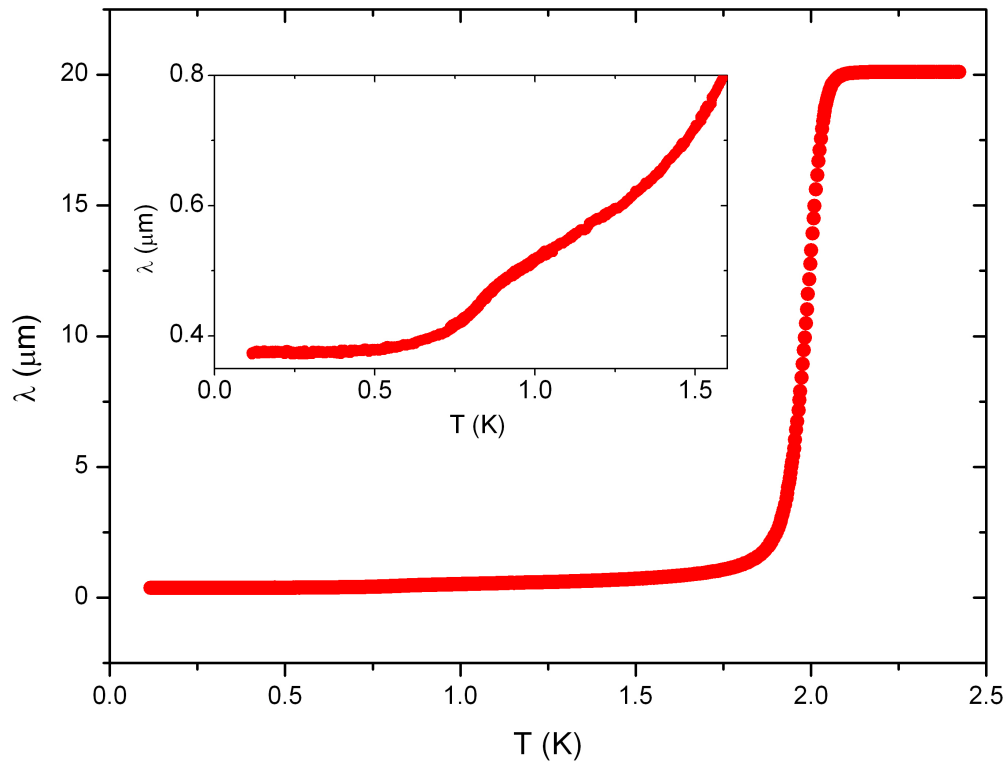


Figura 4.1: Longitud de penetración magnética de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$.

Los resultados presentados en este trabajo están incluidos en la publicación en preparación de la Ref. [22]. La longitud de penetración magnética $\lambda(T) = \lambda(0) + \Delta\lambda(T)$ se obtuvo a través de la relación $\Delta\lambda(T) = G\Delta f(T)$ y $\lambda(0) = 378$ nm. La calibración del sistema se realizó utilizando las ecuaciones (3.9) - (3.11) y los valores característicos del indio que se encuentran en la tabla 4.1.

T_c (K)	3.32
$\lambda(0)$ (nm)	55.3
$\Delta C/C$	1.8
a	2/3
$\Delta(0)$	1.9

Cuadro 4.1: Valores característicos de indio

En la figura 4.1 también se amplifica $\lambda(T)$ en el límite de bajas temperaturas. Se observa una segunda caída diamagnética alrededor de 0,9 K de magnitud mucho menor a la transición superconductora principal ($\approx 0,5$ % de $\Delta\lambda$ principal). También se observa que a temperaturas por debajo de $0,2T_c$ la longitud de penetración magnética es constante, lo cual indica un comportamiento exponencial. Esto implica que la brecha de energía del estado superconductor no tiene nodos de acuerdo a la relación (2.34).

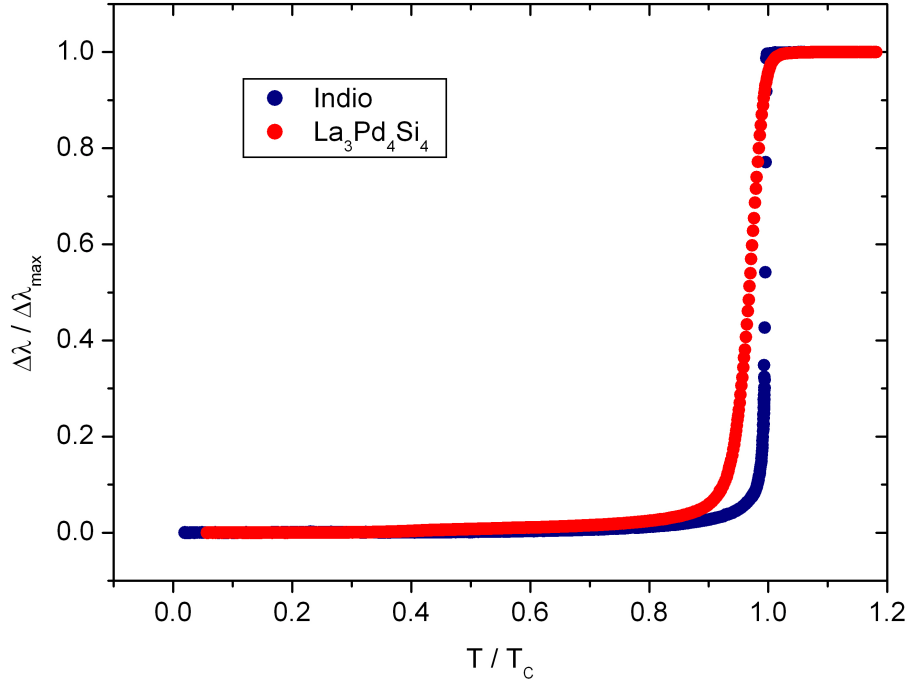


Figura 4.2: Longitud de penetración magnética normalizada de indio y La₃Pd₄Si₄.

En la figura 4.2 se muestra la variación de la longitud de penetración magnética normalizada $\Delta\lambda/\Delta\lambda_{\max}$ para La₃Pd₄Si₄ e indio, donde $\Delta\lambda_{\max}$ es la variación total de λ . En

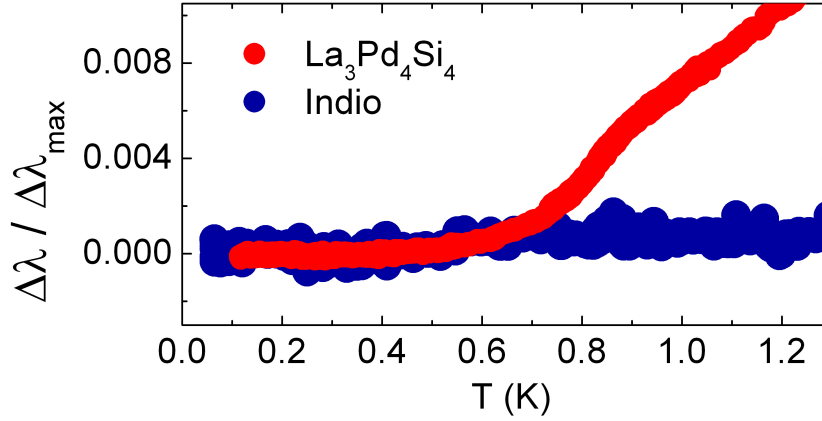


Figura 4.3: Longitud de penetración magnética del $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ comparada con el indio para bajas temperaturas.

esta figura se evidencia que la transición superconductora del $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ no es completamente aguda como la del indio, lo que podría deberse a inhomogeneidades o granularidad en la muestra.

Se repitieron las medidas con otra muestra del mismo lingote, verificando que el porta muestra y la bobina principal se encontraran completamente limpias. Se obtuvieron los mismos resultados por lo tanto no se espera que la desviación en el comportamiento de $\lambda(T)$ se deba a contaminación del sistema. Las medidas de indio no presentan esa desviación, como se ve en la figura 4.3, por lo cual se descartan fenómenos relacionados con el montaje experimental. De esta forma se concluye que la anomalía es un fenómeno intrínseco de la muestra.

En la figura 4.4 se comparan los resultados con algunos modelos teóricos. El modelo BCS estándar es un mal ajuste a los resultados experimentales, por lo cual se consideró un modelo de onda -s que utiliza la ecuaciones (2.28) y (2.30) de la teoría BCS pero con distintos parámetros para obtener el mejor ajuste posible.

	Ajuste de onda -s	BCS local estándar
$a\Delta C/C$	1,3	0,95
$\Delta(0)$	$1,35 k_B T_c$	$1,76 k_B T_c$

Cuadro 4.2: Modelo BCS y ajuste de onda -s.

Los valores del modelo onda-s utilizado difieren considerablemente de los estándares, como se refleja en la tabla 4.2. La brecha de energía es menor a la del modelo BCS, sugiriendo un acomplamiento débil, lo cual no es coherente con el factor $a\Delta C/C$ que es significativamente mayor al BCS. El modelo de onda-s produce un ajuste mucho mejor en casi todo el rango del experimento, pero no reproduce la segunda caída diamagnética. También se consideraron otros modelos teóricos, que serán analizados en la siguiente sección de densidad del superfluido.

Estudios anteriores de este compuesto consideran la presencia de otras fases en for-

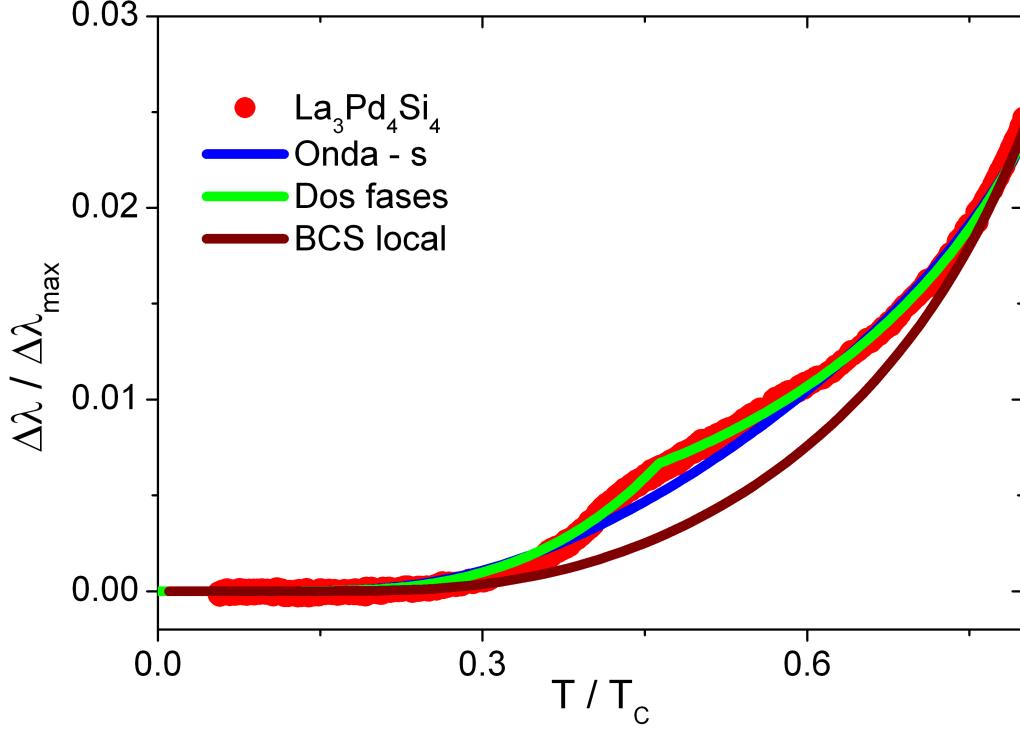


Figura 4.4: Longitud de penetración magnética de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ comparada con el modelo estándar BCS local, un modelo de onda -s y uno que combina los comportamientos de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ y otra fase superconductora.

ma de impurezas. Fujii [1] realizó estudios de difracción de Rayos X en $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ y encontró fases secundarias no identificadas. Kneidinger et al. [6] propuso la posible presencia de la fase $\text{La}_2\text{Pd}_3\text{Si}_3$ pero este compuesto no ha sido estudiado y se desconoce si es superconductor. Otras posibles fases superconductoras que puedan estar presentes en la muestra son:

- LaPd_2Si_2 , $T_c = 0,39$ K [23].
- LaPdSi_3 , $T_c = 2,65$ K [24].
- $\text{La}_3\text{Pd}_5\text{Si}$, $T_c = 1,4$ K [25].

Por lo tanto se sugiere la posibilidad de que la segunda caída diamagnética sea producto de una segunda fase superconductora. De acuerdo al rango de temperatura de la segunda caída en $\lambda(T)$, la segunda fase debería corresponder a $\text{La}_3\text{Pd}_5\text{Si}$. En la figura 4.4 se muestra un ajuste de dos fases realizado con los datos de la tabla 4.3. Es importante destacar que para la impureza superconductora la brecha de energía sugerida y el factor $a\Delta C/C$ corresponden a un acoplamiento muy fuerte.

Este modelo reproduce la anomalía encontrada y se ajusta a los datos experimentales mejor que el modelo de onda -s. De acuerdo a esto, la segunda fase que origina la desviación

de $\lambda(T)$ puede ser $\text{La}_3\text{Pd}_5\text{Si}$. En este caso la temperatura crítica de 0.95 K, menor a la reportada 1.4 K, podría deberse a interacciones con la fase principal $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$.

T_{c1}	1,96 K
T_{c2}	0,95 K
$a\Delta C/C$	1,43
$\Delta(0)_1$	$1,76 k_B T_{c1}$
$\Delta(0)_2$	$2,56 k_B T_{c2}$
d	0,8

Cuadro 4.3: Modelo de dos fases.

4.2. Densidad del superfluido

Se calcula la densidad del superfluido normalizada por

$$\rho_s(T) = \frac{n_s}{n} = \frac{\lambda_L^2(0)}{\lambda^2(T)}. \quad (4.1)$$

En la figura 4.5 se observan los resultados de $\rho_s(T)$ obtenidos a partir de $\lambda(T)$ de indio y $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$. También se muestra la calibración del modelo BCS no local al indio.

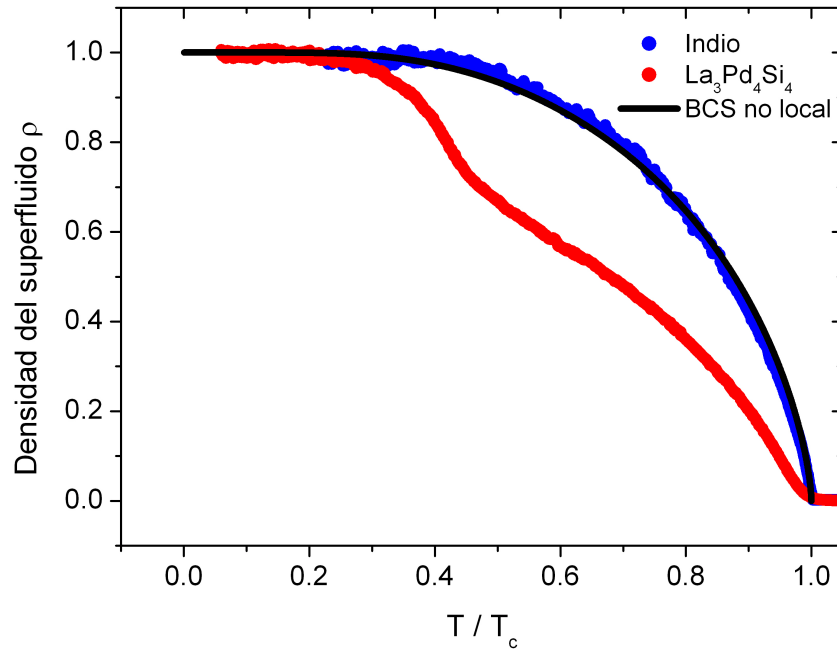


Figura 4.5: Ajuste de la densidad del superfluido de la muestra de indio a un modelo BSC no local, y los datos de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$.

El indio muestra un comportamiento ajustado al modelo no local, con los valores indicados en la tabla 4.1. En el caso de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ la anomalía observada en la longitud de penetración magnética se encuentra en la densidad del superfluido como una inflexión marcada alrededor de $0,4 T/T_c$.

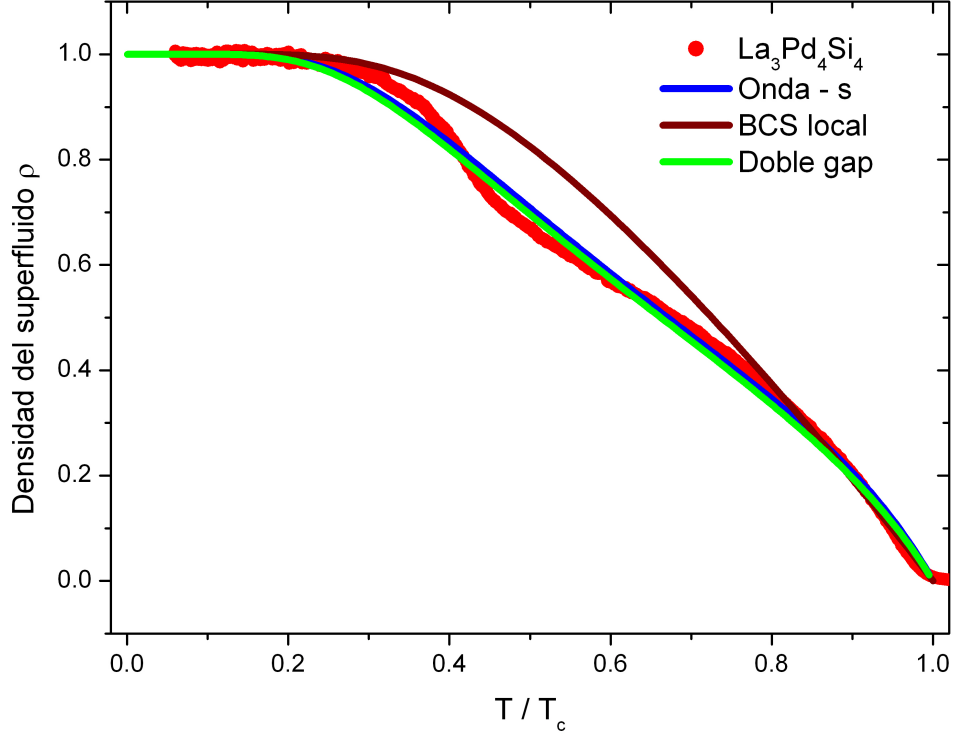


Figura 4.6: Comparación de la densidad del superfluido de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ con algunos modelos teóricos.

Los resultados experimentales se compararon con varios modelos teóricos utilizando $\lambda(0) = 378 \text{ nm}$. Estos se muestran en la figura 4.6. Los modelos estudiados fueron:

BCS local Este modelo es el planteado por la teoría BCS utilizando los valores estándares de la brecha de energía y variación de la capacidad calorífica.

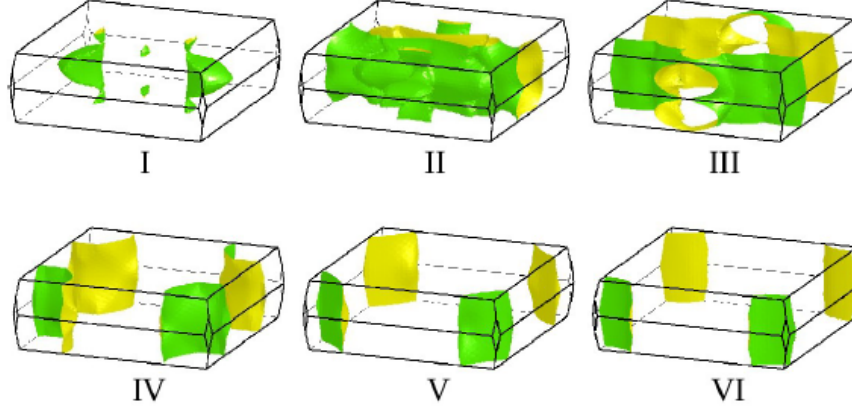
Onda -s Este fue el modelo analizado previamente en la sección de longitud de penetración magnética (figura 4.4). Corresponde a la teoría BCS con $a\Delta C/C = 1,3$ y $\Delta(0) = 1,35 k_B T_c$, lo cual implica a un acoplamiento débil.

Doble Gap La ecuación utilizada fue (2.35) para dos brechas de energía isotrópicas con la misma T_c y densidades $d_1 + d_2 = 1$. Los valores utilizados (Tabla 4.4) corresponden a una brecha de energía $\Delta_1(0)$ muy grande.

La superconductividad de múltiples bandas está permitida por las superficies complejas del compuesto. Estudios de la estructura electrónica demostraron que las superficies de Fermi de los superconductores $\text{La}_3\text{Ni}_4\text{Si}_4$ y $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Ge}_4$ (similares a $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$) se originan

$a\Delta C/C$	1.2
$\Delta_1(0)$	$4,3k_B T_c$
$\Delta_2(0)$	$1,29k_B T_c$
d_1	0,05

Cuadro 4.4: Modelo de doble brecha.

Figura 4.7: Superficies de Fermi calculadas para algunas bandas del superconductor $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Ge}_4$

de hasta 6 bandas, como se ve en la figura 4.7 [7]. Por otro lado, estudios de la variación de la capacidad calorífica en $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ apoyan este modelo de doble banda.

A pesar de que se ha sugerido en trabajos previos que la superconductividad en $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ puede interpretarse en términos del modelo de dos bandas, en la figura 4.6 se observa que el modelo de doble brecha no representa un ajuste significativamente mejor que el modelo de onda - s, por lo cual no hay justificación en este trabajo para concluir que es el más adecuado.

También se estudiaron dos modelos anisotrópicos para reproducir los resultados experimentales (figura 4.8):

Brecha anisotrópica La expresión de la brecha de energía utilizada fue $\Delta_{\mathbf{k}} = 1 + r \cos(4\phi)$. En este caso la simetría de la brecha no es completamente compatible con la simetría del cristal ya que éste es ortorrómbico, es decir, tiene $a \neq b$. Sin embargo, en $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ los parámetros de la red a y b son muy cercanos y pudiésemos considerar que la red ortorrómbica es sólo una distorsión de una red tetragonal, la cual si permite este tipo de brecha. Los valores característicos que producen el mejor ajuste se encuentran en la tabla 4.5.

$a\Delta C/C$	1,05
$\Delta(0)$	$1,5 k_B T_c$
r	0,36

Cuadro 4.5: Brecha anisotrópica.

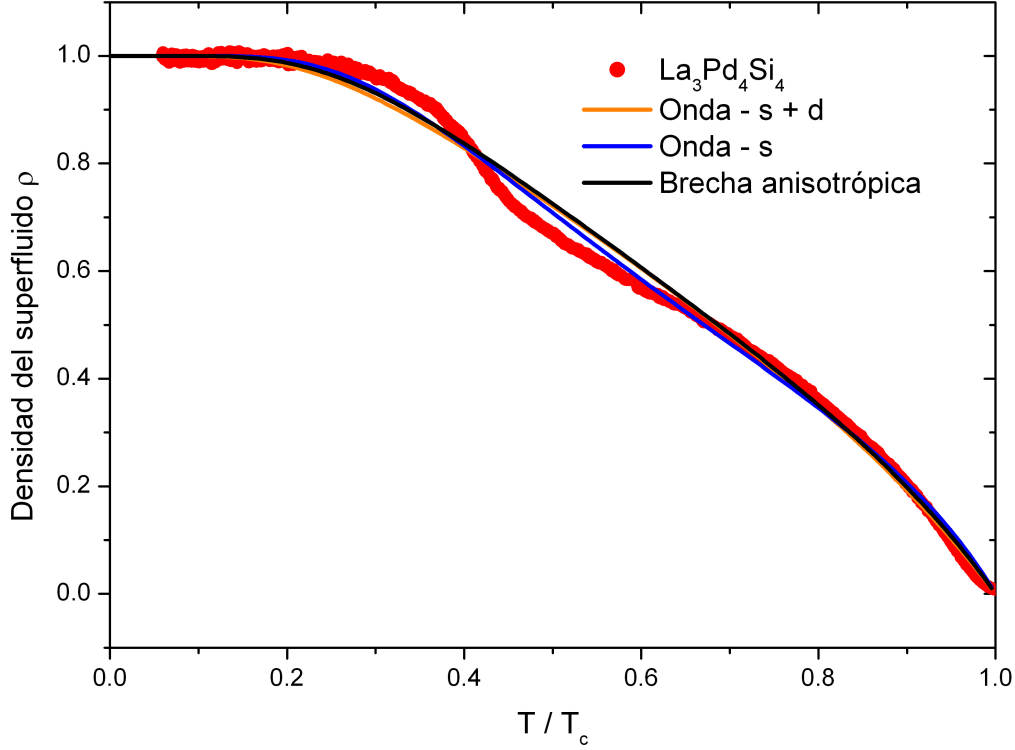


Figura 4.8: Comparación de la densidad del superfluido de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ con modelos anisotrópicos.

Onda $s + d$ En este caso se considera una brecha anisotrópica de forma $\Delta_{\mathbf{k}} = s + r \sin(2\phi)$. La simetría de la onda - d (xy), es una función base del grupo de simetría D_{2h} que tiene la muestra, de modo que esta posibilidad no rompe la simetría del cristal. Los valores que dan el mejor ajuste con los resultados experimentales se expresan en la tabla 4.6.

$a\Delta C/C$	2,0
$\Delta(0)$	$2,26 \, k_B T_c$
r	0,31
s	0,69

Cuadro 4.6: Onda - $s + d$

Como se puede ver en las figuras 4.6 y 4.8, ninguno de estos modelos se ajusta a los resultados experimentales. Particularmente en ninguno de estos casos se reproduce la inflexión que presenta la densidad del superfluido del compuesto, para ninguna combinación de parámetros. Por esto no se puede concluir que $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ tenga una doble brecha de energía o una brecha anisotrópica.

De acuerdo con los resultados obtenidos para la longitud de penetración magnética (figura 4.4), se calculó la densidad del superfluido del modelo de dos fases superconductoras ($\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ y una fase de impureza) con distintas temperaturas críticas. Para esto

se utilizó la siguiente ecuación:

$$\rho(T) = d\rho_1(T) + (1 - d)\rho_2(T) \quad (4.2)$$

donde ρ_i son las densidades del superfluido normalizadas de cada fase, según la ecuación (2.28), y d es la contribución a la densidad del superfluido de la fase principal ($\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$). Los valores utilizados se muestran en la tabla 4.3.

El modelo de dos fases reproduce notablemente los resultados experimentales, incluyendo la inflexión en $0,4 T_c$. La presencia de una fase secundaria como $\text{La}_3\text{Pd}_5\text{Si}$ explica mejor las desviaciones de la densidad del superfluido y la longitud de penetración magnética que cualquier otro modelo estudiado. Por lo tanto se entiende que estas anomalías, y las encontradas en estudios anteriores, no se deben a una segunda brecha superconductora ni a efectos no convencionales sino a una impureza superconductora.

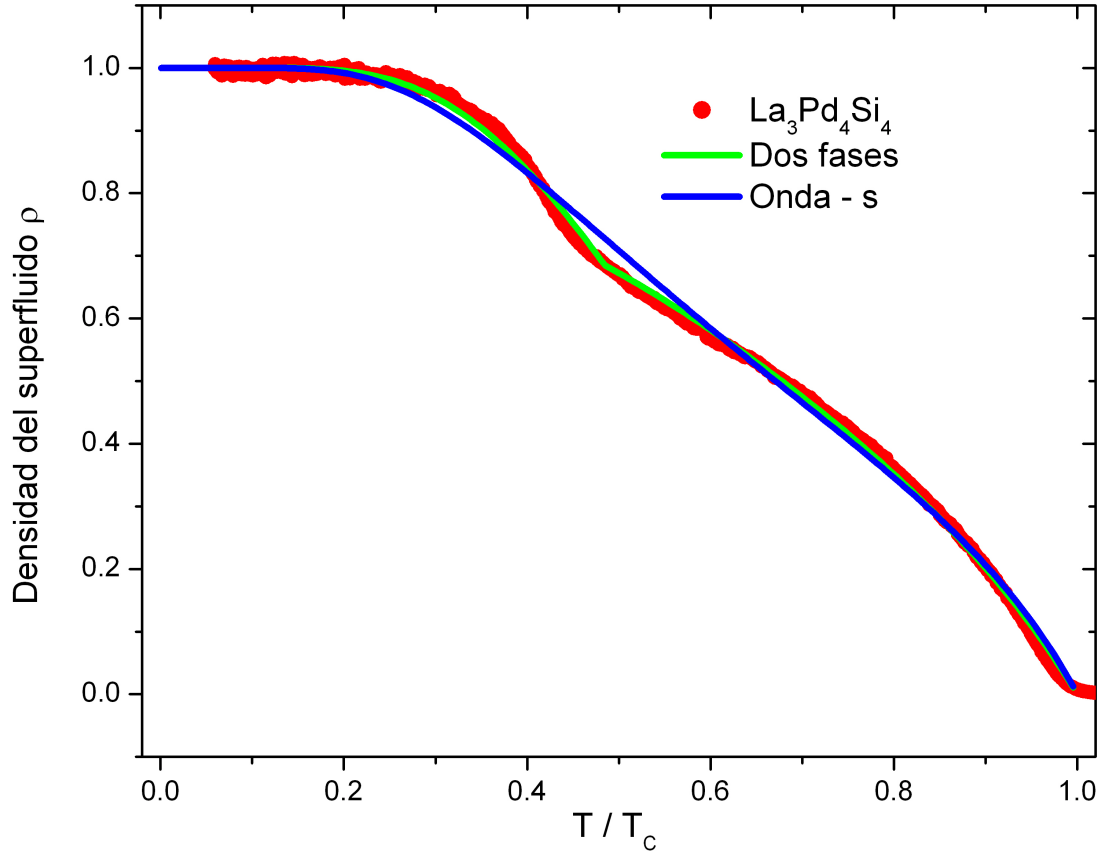


Figura 4.9: Comparación de la densidad del superfluido de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ con un modelo de dos fases con T_c distintas.

Para verificar la presencia de estas fases secundarias se propone realizar estudios de la estructura cristalina de la muestra. Esto confirmaría si las anomalías encontradas en este trabajo se deben a la presencia de otra fase superconductora.

Capítulo 5

Conclusiones

En este trabajo se estudió la longitud de penetración magnética hasta una temperatura mínima de ~ 50 mK en el superconductor $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$, para determinar la estructura de su brecha de energía. Las conclusiones son:

- La brecha de energía de $\text{La}_3\text{Pd}_4\text{Si}_4$ no posee nodos, es decir, no se anula en ningún punto sobre la superficie de Fermi. Esto se obtiene del comportamiento exponencial de $\lambda(T)$ para $T < 0,2 T_c$.
- El comportamiento de $\lambda(T)$ y la densidad del superfluido se desvían significativamente en $T \sim 0,9$ K de un modelo de onda -s para un superconductor con electrodinámica local.
- No se encontró una fuerte evidencia de una doble brecha de energía, a pesar de lo sugerido en trabajos previos. Tampoco se encontraron indicios de una brecha anisotrópica.
- Los resultados sugieren fuertemente la presencia de una segunda fase (impureza) superconductora con $T_c = 0,95$ K. De modo que el comportamiento de $\lambda(T)$ y $\rho(T)$ es la superposición de dos fases con temperaturas críticas distintas. En este caso ambas fases muestran un acoplamiento fuerte.
- Se propone que la impureza presente en la muestra es el material superconductor $\text{La}_3\text{Pd}_5\text{Si}$, con $T_c = 1,4$ K.
- Es necesario realizar estudios de variaciones en la estequiometría de la muestra para determinar posibles impurezas y verificar la presencia de $\text{La}_3\text{Pd}_5\text{Si}$.

Bibliografía

- [1] H. Fujii. *J. Phys. Condens. Matter*, 18, 8037 (2006).
 - [2] V. P. Mineev and K. V. Samokhin. *Introduction to Unconventional Superconductivity*. (Gordon and Breach Science Publishers, 1999).
 - [3] M. Rotter, M. Tegel, and D. Johrendt. *Phys. Rev. Lett.*, 101, 107006 (2008).
 - [4] M. Schneider, A. Gladun, A. Kreyssig, J. Wosnitza, V. Petzold, H. Rosner, G. Behr, D. Souptel, K. H. Müller, S. L. Drechsler, et al. *J. Phys. Condens. Matter*, 20, 175221 (2008).
 - [5] K. Ishida, Y. Nakai, and H. Hosono. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 78, 062001 (2009).
 - [6] F. Kneidinger, H. Michor, E. Bauer, A. Griбанov, A. Lipatov, Y. Seropegin, J. Sereni, and P. Rogl. *Phys. Rev. B*, 88, 024423 (2013).
 - [7] M. J. Winiarski and M. Samsel-Czekala. *J. Alloys Compd.*, 546, 124 (2013).
 - [8] C. P. Poole, H. Farach, R. Creswick, and R. Prozorov. *Superconductivity*. (Academic Press, 2007).
 - [9] A. Mourachkine. *Room-Temperature Superconductivity*. (Cambridge International Science Publishing, Cambridge, 2004).
 - [10] I. Bonalde. *Rev. Mex. Fis.*, 49, 156 (2003).
 - [11] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. (McGraw-Hill, 1996).
 - [12] M. Sigrist and K. Ueda. *Rev. Mod. Phys.*, 63, 263 (1991).
 - [13] F. Gross, B. S. Chandrasekhar, D. Einzel, K. Andres, P. J. Hirshfeld, H. R. Ott, J. Beuers, Z. Fisk, and J.L. Smith. *Z. Phys. B: Condens. Matter.*, 64, 175 (1986).
 - [14] Y. Matsuda, K. Izawa, and I. Vekhter. *J. Phys.: Condens. Matter*, 18, R705 (2006).
 - [15] F. Bouquet, R. Fisher, N. Phillips, D. Hinks, and J. Jorgensen. *Phys. Rev. Lett.*, 87, 047001 (2001).
 - [16] J. Nagamatsu, N. Nakagawa, T. Muranaka, Y. Zenitani, and J. Akimitsu. *Nature*, 410, 63 (2001).
-

- [17] H. J. Choi, D. Roundy, H. Sun, M. L. Cohen, and S. G. Louie. *Nature*, 418, 758 (2002).
 - [18] W. Pickett. *Nature*, 418, 733 (2002).
 - [19] R. Prozorov, R. W. Giannetta, A Carrington, and F. M. Araujo-Moreira. *Phys. Rev. B*, 62, 115 (2000).
 - [20] C. T. Van Degrift. *Rev. Sci. Instrum.*, 46, 559 (1975).
 - [21] W. Brämer. Estudio del parámetro de orden superconductor en el superconductor no centrosimétrico CePt₃Si usando la longitud de penetración magnética.
 - [22] S. V. Taylor, J. Landaeta, D. Subero, P. Machado, C. Rojas, E Bauer, and I. Bonalde. Nodeless energy gap in the intermetallic superconductor La₃Pd₄Si₄. Artículo en progreso.
 - [23] T. T. M. Palstra, G. Lu, A. A. Menovsky, G. J. Nieuwenhuys, P. H. Kes, and J. A. Mydosh. *Phys. Rev. B*, 34, 4566 (1986).
 - [24] M. Smidman, A. D. Hillier, D. T. Adroja, M. R. Lees, V. K. Anand, R. P. Singh, R. I. Smith, D. M. Paul, and G. Balakrishnan. *Phys. Rev. B*, 89, 094509 (2014).
 - [25] S. K. Malik and D. C. Kundaliya. *Solid State Commun.*, 127, 279 (2003).
-