

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO DE LA ESTRUCTURA DE LA BRECHA DE ENERGIA
EN LOS SUPERCONDUCTORES $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$ Y $\text{BaPt}_4\text{Ge}_{12}$**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Diego Catalá
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciado en Física**
Con la tutoría de: Dr. Ismaro Bonalde

Octubre-2018
Caracas-Venezuela

Escuela de Física

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO DE LA ESTRUCTURA DE LA BRECHA DE ENERGIA
EN LOS SUPERCONDUCTORES $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$ Y $\text{BaPt}_4\text{Ge}_{12}$**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Diego Catalá
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciado en Física**
Con la tutoría de: Dr. Ismaro Bonalde

Octubre-2018
Caracas-Venezuela



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



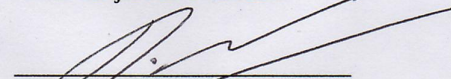
VEREDICTO

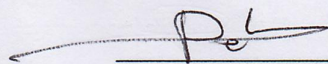
Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **Diego Adolfo Catalá Angeli**, Cédula de Identidad **V-19868339**, bajo el título **“Estudio de la estructura de la brecha de energía en los superconductores {Sr,Ba}Pt4Ge12”**, a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciado en Física**, dejan constancia de lo siguiente:

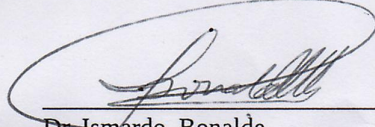
1. Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del Jurado, éste fijó el día 15 de octubre de 2018, a las 3:00 pm, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la Sala de Seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, 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 declararlo aprobado 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.

Se levanta la presente acta a los 15 días del mes de octubre de 2018, dejándose también constancia de que, conforme a la normativa jurídica vigente, actuó como coordinador del jurado el tutor del Trabajo Especial de Grado Dr. Ismardo Bonalde .

Firma del jurado evaluador


Prof Carlos Eduardo Rojas
Gutierrez
UCV


Prof Boutros Pierre Embaid
Embaid
UCV


Dr. Ismardo Bonalde
IVIC



"Patience you must have my young padawan"
- Yoda.

Agradecimientos

Quiero agradecer al Dr Ismaro Bonalde quien me enseñó que se puede hacer física experimental de alto nivel aún en condiciones adversas, adicionalmente le agradezco por el apoyo y los conocimientos sobre superconductividad y física de temperaturas bajas que me ha brindado desde que entre al laboratorio.

También le agradezco al Dr Javier Landaeta por enseñarme las técnicas del laboratorio y por sus discusiones de física que contribuyeron mucho en mi formación como físico, además le agradezco su ayuda durante la realización de este trabajo y su apoyo y compañerismo durante varios años en el laboratorio de temperaturas bajas.

Gracias a Diego Subero por su ayuda con las medidas y asesoramiento en este trabajo. Agradezco a Sabrina Palazzese, Pabel Machado y a Sanber Vizcaya su apoyo y compañerismo.

Gracias a Baudillio Quiroz y a Freddy Borrego quienes se encargaron de la licuefacción de helio y el mantenimiento del laboratorio durante muchos años.

Agradezco al profesor Carlos Rojas por su ayuda con las medidas realizadas en el Centro de Microscopía Electrónica de la Facultad de Ciencias UCV.

Gracias a mis padres Adolfo Catalá e Isabel Angeli de Catalá por todo el apoyo y ayuda brindados, a mi hermana Andrea Catalá por su ayuda en la edición de este trabajo y el apoyo brindado. También quiero agradecer a mi tío Leopoldo Catalá quien me recibió en su casa mientras se realizaban los experimentos.

Gracias a todos los amigos y familiares que contribuyeron con la realización de este trabajo, en especial a Frenando Figueroa, Andrea Michinaux, Alirio Mora y Blanca Morillo.

Agradezco al Dr Nelson Hedderich por su gran ayuda y apoyo, sin su ayuda este trabajo no hubiese sido posible.

RESUMEN

Los compuestos XPt_4Ge_{12} pertenecen a la familia de la escuterudita y algunos de ellos exhiben superconductividad por debajo de 10K. La sugerencia de que $LaPt_4Ge_{12}$ y $PrPt_4Ge_{12}$ presentan superconductividad de doble brecha de energía ha despertado el interés en estos materiales. Estudios previos en los compuestos con $X = Sr, Ba$ también indican la posible existencia de dos brechas de energía en el estado superconductor. Sin embargo, estos estudios no son concluyentes debido a que no se realizaron en el rango teóricamente requerido de muy bajas temperaturas

En este trabajo se estudió la simetría de la brecha de energía en los compuestos $SrPt_4Ge_{12}$ y $BaPt_4Ge_{12}$ mediante medidas de longitud de penetración magnética a bajas temperaturas, utilizando la técnica del circuito oscilador de diodo túnel los resultados obtenidos de los experimentos a presión atmosférica muestran que estos compuestos poseen una brecha de energía isotrópica. Nuestros análisis con espectroscopia EDX indican que las muestras estudiadas poseen otras fases químicas en forma de impurezas. Al menos en el $SrPt_4Ge_{12}$ una de las fases es superconductora a una temperatura menor a la de la matriz. Así, la señal medida es una respuesta de ambas fases superconductoras, la cual se asemeja a la respuesta de una sola fase superconductora con doble brecha de energía. Descartamos así la existencia de superconductividad con doble brecha de energía en $SrPt_4Ge_{12}$. Adicionalmente, los resultados obtenidos en presión en el compuesto $BaPt_4Ge_{12}$ muestran una disminución de la temperatura crítica al aumentar la presión.

Palabras clave:

Escuterudita, Superconductividad, Brecha de energía, Longitud de penetración magnética, circuito oscilador de diodo túnel.

Índice general

Lista de figuras	13
Introducción.	15
1. Fundamentos teóricos del estado superconductor	19
1.1. Hechos experimentales	19
1.1.1. Resistividad cero	19
1.1.2. Efecto Meissner	20
1.1.3. Campos críticos	21
1.1.4. Calor específico	22
1.2. Teoría BCS	23
1.3. Estados ligados del par de Cooper	24
1.4. Influencia de la presión sobre la superconductividad	26
2. Longitud de penetración magnética	29
2.1. Longitud de penetración magnética	29
2.2. Densidad de superfluido	30
2.3. Simetría de la brecha de energía	31
2.3.1. Brecha de energía isotrópica	31
2.3.2. Brecha de energía anisotrópica	32
2.4. Superconductividad de dos bandas o dos brechas de energía	34
3. Técnicas experimentales	35
3.1. Medidas de longitud de penetración magnética	35
3.2. Relación entre la inductancia y la susceptibilidad magnética	35
3.3. Relación entre la susceptibilidad magnética y la longitud de penetración magnética	37
3.4. Factor de calibración G	37

3.5. Sistema de medida de longitud de penetración magnética a presión atmosférica	39
3.5.1. Diagrama de adquisición de datos	41
3.6. Termometría	42
3.7. Altas Presiones	42
3.7.1. Celda de Presión	43
3.7.2. Montaje experimental dentro de la celda de presión	44
3.8. Medida de presión	45
3.9. Muestras	46
4. Resultados	47
4.1. Medidas de longitud de penetración magnética en las muestras de $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$	47
4.1.1. Densidad de superfluido	48
4.2. Microscopia electrónica en muestras de $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$	50
4.3. Medidas de longitud de penetración magnética en el compuesto $\text{BaPt}_4\text{Ge}_{12}$	53
4.3.1. Densidad de superfluido	54
4.4. Microscopia electrónica en muestra de $\text{BaPt}_4\text{Ge}_{12}$	55
4.5. Estudio de la longitud de penetración magnética a altas presiones en el compuesto $\text{BaPt}_4\text{Ge}_{12}$	58
5. Conclusiones	61

Índice de figuras

1.	Estructura cristalina de los compuestos $SrPt_4Ge_{12}$ y $BaPt_4Ge_{12}$ tomado de [1]	15
2.	medidas de calor específico de los compuestos $\{Sr, Ba\}Pt_4Ge_{12}$ realizadas por E. Bauer y colaboradores en 2007 [2].	17
3.	Medidas de resistividad en función de la temperatura para distintos valores de presión en los compuestos $\{Sr, Ba\}Pt_4Ge_{12}$. Ref [3]	18
1.1.	Medidas de resistividad observadas por Onnes en 1911, Imagen Ref. [4]	20
1.2.	Exclusión de un campo magnético DC débil al ser enfriado por debajo de T_c	21
1.3.	comportamiento de superconductor tipo I y tipo II bajo la aplicación de un campo magnético, Imagen Ref [5]	22
1.4.	Gráfico del calor específico en función de la temperatura para un superconductor. Imagen Ref [5]	23
1.5.	Espectro de excitaciones elementales de un superconductor a $T=0$. Imagen Ref. [5]	24
1.6.	Temperatura crítica del aluminio en función de la presión.	27
2.1.	longitud de penetración magnética en un superconductor semi-infinito.	30
2.2.	Brecha de energía isotropía en simetría esférica.	31
2.3.	brecha de energía anisotrópica para un superconductor convencional	32
2.4.	Brecha de energía anisotrópica con líneas de nodos en simetría cilíndrica.	33
2.5.	Brecha de energía anisotrópica con puntos nodales en simetría esférica.	33
3.1.	Gráfico de la densidad de superfluido en función de la temperatura para el aluminio.	38
3.2.	Circuito oscilador de diodo túnel diseñado por Craig T. Van Degrift. [6]. Donde $L_1 = 0,82\mu H$, $L_2 = 0,32\mu H$, $R_1 = 300\Omega$, $C_1 = 100pF$, $C_2 = 10nF$, $C_3 = 20pF$, $R_2 = 300\Omega$ y $R_3 = 1200\Omega$	39

3.3.	Sistema de medida de longitud de penetración magnética. 1) Bobina Principal, 2) Mono-cristal de zafiro con la muestra a medir en su extremo, 3) Porta bobina, 4) Bobina de ajuste, 5) Condensador C1, 6) Porta muestra, 7) Cámara de mezcla del refrigerador de dilución.	40
3.4.	Diagrama de flujo del sistema de adquisición de datos.	41
3.5.	Sistema de medida de longitud de penetración magnética en el LTB IVIC. En la figura (a) se muestra el porta bobina y en la figura (b) se muestra el porta muestra.	42
3.6.	en la figura a, se observa la celda de presión desarmada. En la figura b, se observa el diagrama general de la celda de presión [7].	43
3.7.	Muestra, bobina principal y cristal de rubí colocadas dentro de el tapón de NiCrAl.	44
3.8.	Sistema de medida de presión.	45
3.9.	Muestras de $SrPt_4Ge_{12}$ y $BaPt_4Ge_{12}$ crecidas en la Universidad Tecnológica de Viena.	46
4.1.	Variación de la longitud de penetración magnética en muestras de $SrPt_4Ge_{12}$ respecto a la temperatura normalizada por T_c	47
4.2.	Densidad de superfluido en función de la temperatura en muestras de $SrPt_4Ge_{12}$ ajustadas con un modelo de dos fases y el modelo BCS local.	48
4.3.	Micrografía de electrones retrodispersados en la muestra 1 de $SrPt_4Ge_{12}$	50
4.4.	Análisis de EDX en la fases encontradas en la muestra de $SrPt_4Ge_{12}$	51
4.5.	Análisis de DRX de la muestra de $SrPt_4Ge_{12}$	51
4.6.	variación de la longitud de penetración magnética en una muestra de $BaPt_4Ge_{12}$ respecto a la temperatura normalizada por T_c	53
4.7.	Densidad de superfluido en función de la temperatura para la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$ ajustada con un modelo de dos fases y el modelo BCS local.	54
4.8.	Micrografía de electrones retrodispersados en la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$	56
4.9.	Análisis de EDX en la fases encontradas en la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$	56
4.10.	Análisis de DRX de la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$	57
4.11.	Medidas de longitud de penetración magnética y temperatura crítica a altas presiones en muestra de $BaPt_4Ge_{12}$	58

INTRODUCCIÓN

Los compuestos $\{Sr, Ba\}Pt_4Ge_{12}$ pertenecen a una gran familia de materiales llamados Escuterudita, la cual ha llamado la atención de la comunidad científica debido a que poseen una gran cantidad de propiedades, como: termoelectricidad, superconductividad y transiciones metal-aislante. Muchas de estas propiedades se deben a su estructura cristalina:

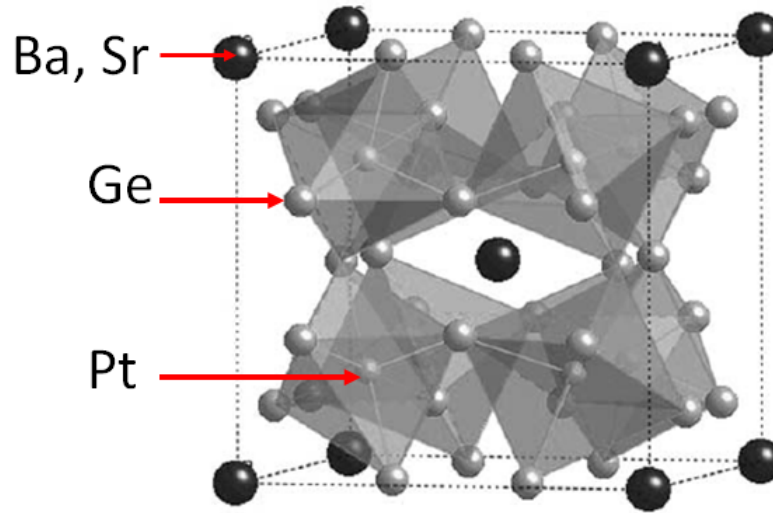


Figura 1: Estructura cristalina de los compuestos $SrPt_4Ge_{12}$ y $BaPt_4Ge_{12}$ tomado de [1]

La estructura cristalina de estos materiales es cúbica perteneciente al grupo espacial $Im\bar{3}$. Esta estructura está conformada por ocho octaedros de átomos de germanio, en los que se encuentra circunscrito un átomo de platino. Entre estos octaedros se forman dos grandes espacios llenados por átomos de Estroncio o Bario para crear la llamada Escuterudita llena. Cuando estos espacios vacíos no se llenan la Escuterudita formada es de tipo binario. Esta estructura es característica de todas las escuteruditas ya sea en su forma binaria o llena.

Existen 4 principales familias de estos materiales:

- Escuteruditas de arsenico *Arsenides*.
- Escuteruditas de antimonio *Antimonides*.
- Escuteruditas de fósforo *Phosphides*.
- Compuestos de Pt_4Ge_{12} .

Las tres primeras familias cristalizan de las siguientes formas: MX_3 en su forma binaria y LnM_4X_{12} en su forma llena, donde Ln es un elemento de tierras raras, M es un metal de transición y X puede ser As, Ge, Sb o P.

Los compuestos a estudiar en este trabajo pertenecen a la familia $LnPt_4Ge_{12}$, en varios de los cuales se ha encontrado superconductividad. En la siguiente tabla se muestran distintos compuestos de esta familia incluyendo a los compuestos $\{Sr, Ba\}Pt_4Ge_{12}$:

Compuesto	Superconductividad	T_c	Observaciones
$\{Nd, Eu\}Pt_4Ge_{12}$	N/E	N/A	orden magnético
$ThPt_4Ge_{12}$	Sí	4,8K	superconductividad convencional
$LaPt_4Ge_{12}$	Sí	8,27K	posible doble brecha BCS
$PrPt_4Ge_{12}$	Sí	7,91K	posible doble brecha BCS
$BaPt_4Ge_{12}$	Sí	5,35K	?
$SrPt_4Ge_{12}$	Sí	5,1K	?

Cuadro 1: Propiedades superconductoras de distintos compuestos de la familia Pt_4Ge_{12} , valores tomados de las referencias [2][8][9][10][11].

Para los compuestos de $PrPt_4Ge_{12}$ y $LaPt_4Ge_{12}$ se han encontrado resultados que arrojan la posible existencia de una doble brecha de energía en el estado superconductor. También se han encontrado múltiples ordenes magnéticos a bajas temperaturas en los compuestos $\{Nd, Eu\}Pt_4Ge_{12}$.

En 2007, Bauer y colaboradores realizaron un estudio sobre la brecha de energía de los superconductores $\{Sr, Ba\}Pt_4Ge_{12}$ usando medidas de calor específico.

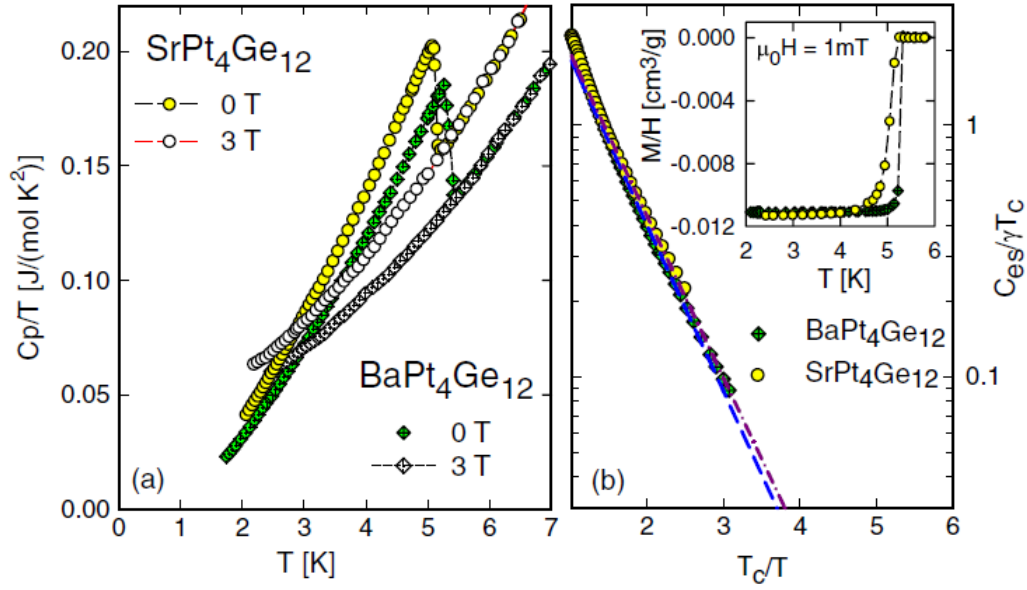


Figura 2: medidas de calor específico de los compuestos $\{Sr, Ba\}Pt_4Ge_{12}$ realizadas por E. Bauer y colaboradores en 2007 [2].

En la gráfica de la izquierda de la figura 2 podemos observar las medidas de calor específico en función de la temperatura para ambos compuestos. Se observa el salto característico de la transición superconductor a $5,1\text{K}$ para el compuesto de estroncio y $5,3\text{K}$ para el compuesto de bario. La gráfica de la derecha muestra un comportamiento lineal del calor específico en escala logarítmica en función de la temperatura, lo que sugiere que el calor específico varía exponencialmente por debajo de la temperatura crítica, tal como indica la teoría BCS. Sin embargo para poder establecer la simetría de la brecha de energía en un superconductor es necesario estudiar el comportamiento del calor específico en el límite de temperaturas bajas, que se considera por debajo de $0,2T_c$ ($T < 0,2T_c$) y para estos compuestos sería por debajo de 1K .

La simetría de la brecha de energía superconductor puede verse afectada por la aplicación de presión. Este es el caso de los fermiones pesados $CeIrSi_3$ y $CeRhSi_3$, donde se encontró una transición de superconductividad no convencional a convencional para el compuesto de Ir [7]. Tomando en cuenta estos resultados y los estudios en presión realizados por R. Khan y colaboradores en 2008, donde se observa un comportamiento poco común de la temperatura crítica al ir aumentando la presión, como podemos observar en la figura 3, nos planteamos estudiar el comportamiento de la simetría de la brecha de energía superconductor al variar la presión en estos compuestos.

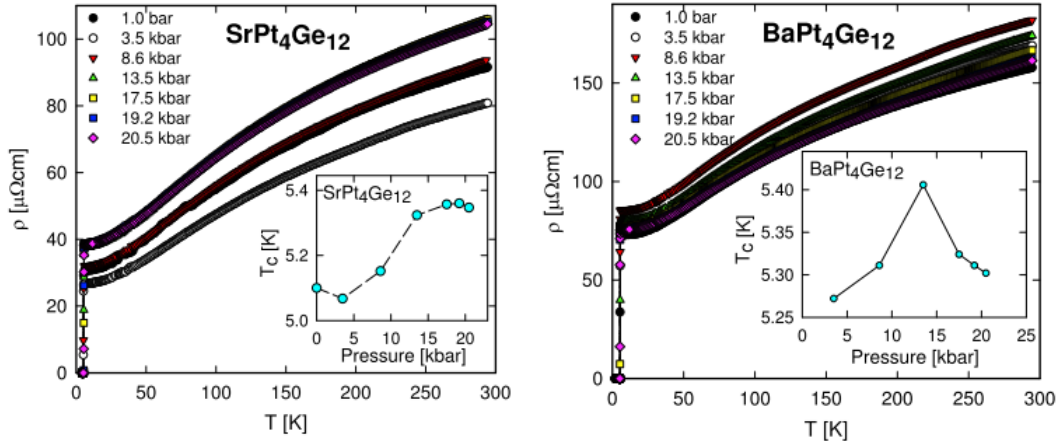


Figura 3: Medidas de resistividad en función de la temperatura para distintos valores de presión en los compuestos $\{Sr, Ba\}Pt_4Ge_{12}$. Ref [3]

Dado que en los experimentos realizados por Bauer y colaboradores [2] no se estudió el comportamiento en el límite de bajas temperaturas, no se puede afirmar que se trata de superconductores convencionales. Por esta razón y tomando en cuenta los resultados encontrados en los compuestos $PrPt_4Ge_{12}$ y $LaPt_4Ge_{12}$, que indican la posible presencia de una doble brecha de energía en compuestos de la misma familia, nos planteamos el siguiente objetivo general:

- Estudiar la simetría de la brecha de energía superconductor en los compuestos $\{Sr, Ba\}Pt_4Ge_{12}$ y su comportamiento en presión.

Para cumplir este objetivo realizamos medidas de longitud de penetración magnética usando dos técnicas desarrolladas en el Laboratorio de Temperaturas Bajas del Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas (IVIC).

Capítulo 1

Fundamentos teóricos del estado superconductor

La superconductividad en un material ocurre vía una transición de fase termodinámica caracterizada por una discontinuidad en el calor específico a una temperatura crítica T_c . Un material en estado superconductor se caracteriza además por tener resistencia eléctrica cero y por la expulsión de campos magnéticos DC desde el interior del superconductor o diamagnetismo perfecto.

1.1. Hechos experimentales

1.1.1. Resistividad cero

Este fenómeno fue observado por primera vez por Kamerlingh Onnes en 1911, mientras realizaba medidas de resistividad en muestras de mercurio a temperatura de helio líquido (4,2K). Lo que Onnes observó fue una caída abrupta a cero de la resistividad del material al ser enfriado por debajo de un valor de temperatura específica, la cual llamó temperatura crítica.

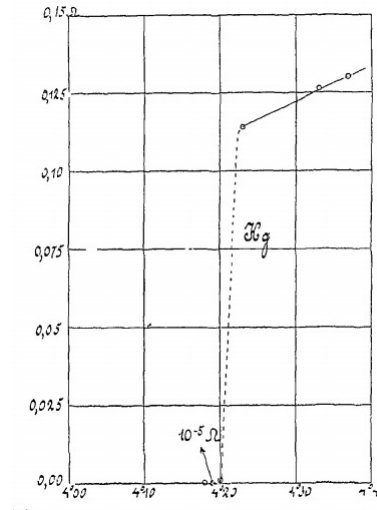


Figura 1.1: Medidas de resistividad observadas por Onnes en 1911, Imagen Ref. [4]

La desaparición de la resistividad del material puede demostrarse experimentalmente utilizando una espira superconductora por la que circula una corriente, el campo magnético generado en la espira permanece constante en el tiempo debido a estas corrientes persistentes. Con la ayuda de medidas de resonancia magnética nuclear podemos estimar el decaimiento de estos campos magnéticos y de esta manera decir que el campo permanecerá constante durante varios años; debido a esto se puede decir que la resistividad del material es cero. Experimentalmente la resistividad de un superconductor es del orden de $10^{-26} \Omega m$.

1.1.2. Efecto Meissner

En 1933 Meissner y Ochsenfeld observaron que un campo magnético débil DC es excluido del interior de un superconductor cuando este es enfriado por debajo de su temperatura crítica. Esta propiedad de los superconductores los diferencia de un conductor perfecto, ya que el campo es excluido del interior del material incluso si el campo es aplicado en el estado normal ($T > T_c$), cuando el campo penetra en el material.

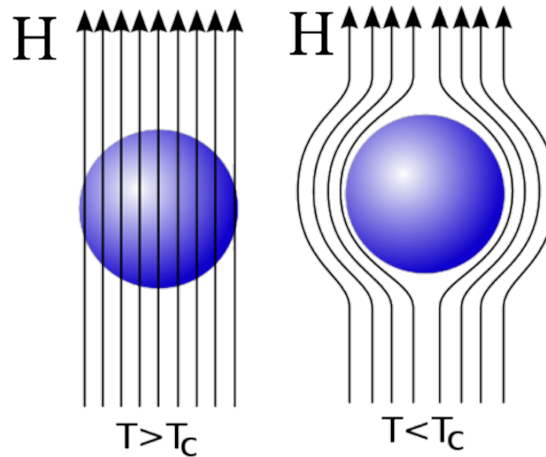


Figura 1.2: Exclusión de un campo magnético DC débil al ser enfriado por debajo de T_c

En general la superconductividad es destruida por la aplicación de campos magnéticos lo suficientemente fuertes.

1.1.3. Campos críticos

En la naturaleza existen 2 tipos de superconductores que se diferencian por sus comportamientos en campos magnéticos altos.

Superconductor tipo I

En superconductores tipo I existe un campo magnético H_c por encima del cual la superconductividad es destruida. Este campo tiene una dependencia con la temperatura de forma parabólica.

$$H_c(T) \approx H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.1)$$

Superconductor tipo II

Estos superconductores poseen dos campos críticos, H_{c1} y H_{c2} . Cuando el campo aplicado es menor a los valores críticos $H < H_{c1} < H_{c2}$ este no penetra en el superconductor. En el caso en el campo aplicado se encuentra entre los valores críticos $H_{c1} < H < H_{c2}$ el campo penetra en el superconductor en forma de vórtices, de tal manera que a medida que aumenta el campo se crean más vórtices y a su vez menos electrones se encuentran

en estado superconductor, hasta llegar a un valor de H_{c2} donde la superconductividad es destruida completamente.

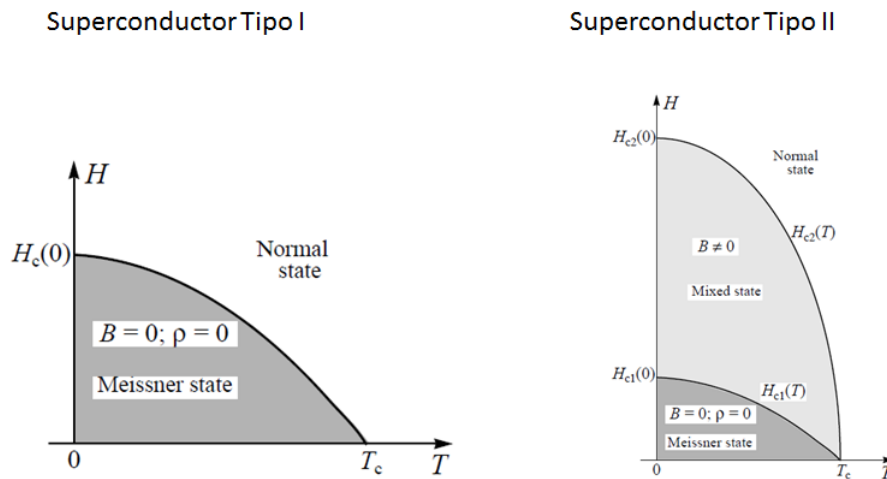


Figura 1.3: comportamiento de superconductor tipo I y tipo II bajo la aplicación de un campo magnético, Imagen Ref [5]

1.1.4. Calor específico

Al medir la capacidad calorífica de un material superconductor observamos una discontinuidad debido a una transición de fase de segundo orden en ausencia de campos magnéticos aplicados. Antes de la transición la capacidad calorífica tiene un comportamiento lineal, típico en metales, luego de la transición el comportamiento en un superconductor convencional es exponencial en el límite de temperaturas bajas ($T < 0, 2T_c$).

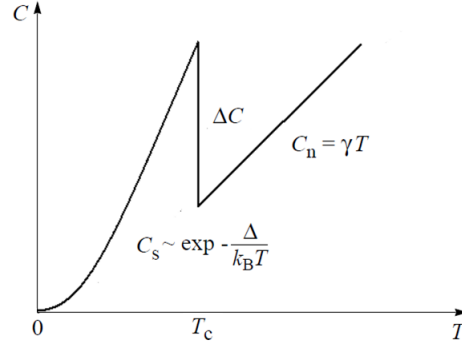


Figura 1.4: Gráfico del calor específico en función de la temperatura para un superconductor. Imagen Ref [5]

Según la teoría BCS el calor específico en $T = T_c$ cambia con una proporción:

$$\beta = \frac{C_s - \gamma T_c}{\gamma T_c} = 1,43 \quad (1.2)$$

1.2. Teoría BCS

En 1957 J. Bardeen, L. Cooper y J. Schrieffer postulan una teoría que logra explicar la superconductividad desde un punto de vista microscópico. La teoría BCS nos dice que el mecanismo que genera la superconductividad es la atracción entre electrones mediada por interacciones con la red cristalina, a esto se le denomina interacción electrón-fonón y es la responsable de generar un par ligado de electrones llamado par de Cooper. La superconductividad es un estado condensado de pares de Cooper. Para estudiar esto utilizamos el Hamiltoniano BCS del estado superconductor:

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}\sigma} \xi_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger c_{\mathbf{k}\sigma} + \sum_{\mathbf{k}\mathbf{l}} V_{\mathbf{k}\mathbf{l}} c_{\mathbf{k}\uparrow}^\dagger c_{-\mathbf{k}\downarrow}^\dagger c_{-\mathbf{l}\downarrow} c_{\mathbf{l}\uparrow} \quad (1.3)$$

Donde el primer término corresponde a la energía de los electrones y el segundo término a la interacción atractiva efectiva entre electrones. En el primer término $\xi_{\mathbf{k}}$ es la energía relativa al nivel de Fermi y $c_{\mathbf{k}\sigma}^\dagger$ y $c_{\mathbf{k}\sigma}$ son los operadores de creación y aniquilación respectivamente de un electrón con vector de onda \mathbf{k} y espín σ . En el segundo término $V_{\mathbf{k}\mathbf{l}}$ es el potencial atractivo entre electrones.

Resolviendo el Hamiltoniano (1.3) utilizando el método variacional [12] obtenemos el espectro de energías:

$$E_{\mathbf{k}} = \sqrt{\xi_{\mathbf{k}}^2 + |\Delta_{\mathbf{k}}|^2} \quad (1.4)$$

El cual depende de la brecha de energía del estado superconductor que separa el estado base del estado excitado.

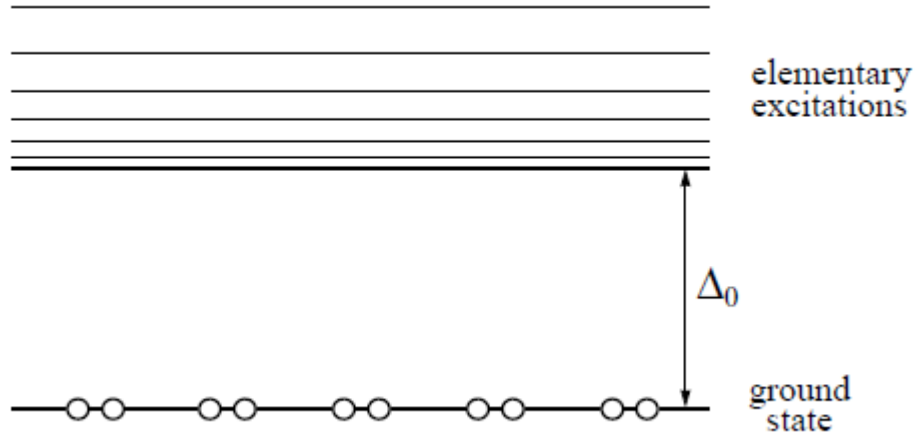


Figura 1.5: Espectro de excitaciones elementales de un superconductor a $T=0$. Imagen Ref. [5]

Esta brecha de energía se relaciona con el potencial de interacción entre electrones y con el parámetro de orden a través de la siguiente expresión:

$$\Delta_{\mathbf{k}} \equiv - \sum_{\mathbf{I}} V_{\mathbf{kI}} \langle c_{-\mathbf{I}\downarrow} c_{\mathbf{I}\uparrow} \rangle \quad (1.5)$$

Donde el promedio anómalo $\langle c_{-\mathbf{I}\downarrow} c_{\mathbf{I}\uparrow} \rangle$ es el parámetro de orden, de manera que la función de la brecha de energía posee la misma simetría que éste. Así, el estudio de la brecha de energía nos brinda información sobre el apareamiento entre electrones y el mecanismo que genera la superconductividad.

1.3. Estados ligados del par de Cooper

En un par de Cooper la función de onda total está definida por el producto de dos funciones, una función de onda orbital $g_l(\mathbf{k})$ y una función de espín χ_{ij} que puede ser descrita por su espín total, $S = 0$ (singlete) o $S = 1$ (triplete). También puede estar caracterizada por una superposición de estos dos estados. La función de onda total es:

$$\psi_{ijl} = g_l(\mathbf{k}) \chi_{ij} \quad (1.6)$$

La función orbital $g_l(\mathbf{k})$ es par para valores de l pares e impar para valores de l impares:

$$g_l(-\mathbf{k}) = (-1)^l g_l(\mathbf{k}) \quad (1.7)$$

De acuerdo al principio de exclusión de Pauli, la función de onda total debe cambiar de signo bajo permutaciones.

$$g_l(-\mathbf{k})\chi_{ji} = -g_l(\mathbf{k})\chi_{ij} \quad (1.8)$$

De las ecuaciones 1.7 y 1.8 observamos que, bajo permutación de las partículas, la componente de espín de un estado apareado con valores de l par será antisimétrica y para valores l impares sera simétrica.

Partiendo de la función de onda de una partícula con espín $\frac{1}{2}$ se construye la función de onda de espín del par:

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |+\rangle_{\frac{1}{2}} \quad \beta_j = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |-\rangle_{\frac{1}{2}} \quad (1.9)$$

Donde α_i y β_j son auto estados de los operadores S^2 y S_z .

$$S_z = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad S_z \alpha_i = \frac{\hbar}{2} \alpha_i, \quad S_z \beta_j = -\frac{\hbar}{2} \beta_j \quad (1.10)$$

La auto función correspondiente al estado de espín singlete ($S = 0$ y $S_z = 0$) de un par será:

$$\alpha_1 \beta_2 - \beta_1 \alpha_2 = |+\rangle \langle -| - |-\rangle \langle +| = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} = i\sigma_y \quad (1.11)$$

Al sustituir la función de onda orbital $g_l(\mathbf{k})$ expandida en armónicos esféricos [13] y la función de espín obtenida en la ecuación 1.11, obtenemos la función de onda total:

$$\Psi_{Singlete}^l = g(\mathbf{k})i\sigma_y = \sum_{m=-l}^l a_{lm}(k)Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}})i\sigma_y \quad (1.12)$$

Donde $a_{lm}(k)$ es un coeficiente complejo que representa el parámetro de orden del estado superconductor. En el caso singlete l toma valores pares (0, 2, 4...) y cada uno de estos estados del par es etiquetado con las letras (s, d, g...) respectivamente.

Para el caso del estado triplete del par ($S = 1$), tenemos tres posibles valores de m_s :

$$m_s = \begin{cases} 1, & \alpha_1 \alpha_2 = |+\rangle \langle +| = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ 0 & \alpha_1 \beta_2 + \beta_1 \alpha_2 = |+\rangle \langle -| + |-\rangle \langle +| = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ -1 & \beta_1 \beta_2 = |-\rangle \langle -| = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{cases}$$

Donde la función de onda total será una combinación lineal de estos estados:

$$\Psi_{Triplete}^l = g_1(\mathbf{k}) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + g_2(\mathbf{k}) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} + g_3(\mathbf{k}) \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_1(\mathbf{k}) & g_2(\mathbf{k}) \\ g_2(\mathbf{k}) & g_3(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (1.13)$$

Reescribiendo esto usando la base de las matrices de Pauli $\{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ y el vector de matrices de pauli $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$:

$$\Psi_{Triplete}^l = i(\mathbf{d}(\mathbf{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma})\sigma_y = \begin{pmatrix} -d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) & d_z(\mathbf{k}) \\ d_z(\mathbf{k}) & d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) \end{pmatrix} \quad (1.14)$$

Las componentes del vector $\mathbf{d}(\mathbf{k})$ están directamente relacionadas con las amplitudes $g_n(\mathbf{k})$ de la siguiente forma:

$$g_1(\mathbf{k}) = -d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) \quad g_2(\mathbf{k}) = d_z(\mathbf{k}) \quad g_3(\mathbf{k}) = d_x(\mathbf{k}) + id_y(\mathbf{k}) \quad (1.15)$$

Estas componentes pueden ser expandidas en términos de armónicos esféricos:

$$d_\alpha(\mathbf{k}) = b_{lm}^\alpha Y_{lm}(\hat{\mathbf{k}}) \quad (1.16)$$

En el caso triplete l toma valores impares (1,3...) de manera que estos estados son etiquetados con las letras (p, f ...), donde los coeficientes b_{lm}^α son el parámetro de orden del superconductor.

1.4. Influencia de la presión sobre la superconductividad

El estado superconductor puede verse afectado por la aplicación de presión hidrostática. Esto se debe a que parámetros como la densidad de estados a la energía de Fermi (N_{ϵ_f}), el potencial de interacción electrón-fonón y la longitud de penetración magnética a $T=0$ λ_0 sufren variaciones. Debido a esto, tanto la temperatura crítica como la brecha de energía del estado superconductor sufren cambios bajo la aplicación de presión.

La brecha de energía puede aumentar o disminuir e incluso sufrir cambios de simetría, dependiendo del sistema a estudiar. Como es el caso del fermión pesado $CeIrSi_3$, donde ocurre una transición de la simetría de la brecha de energía de anisotrópica con nodos a isotrópica.

En la mayoría de los superconductores metálicos la temperatura crítica decrece a medida que aumenta la presión, como es el caso del aluminio:

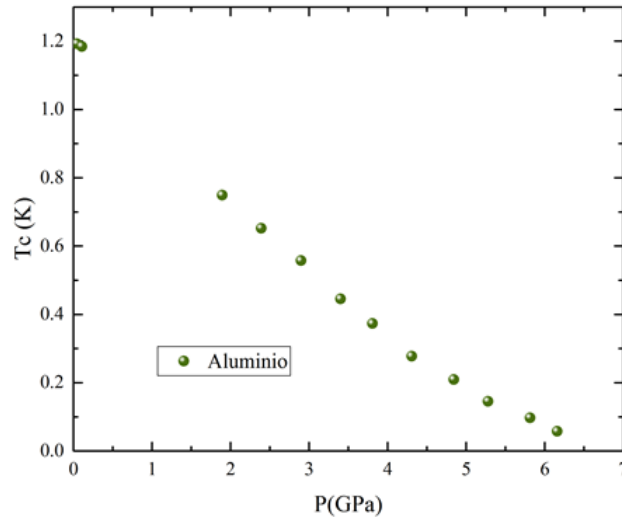


Figura 1.6: Temperatura crítica del aluminio en función de la presión.

De acuerdo con la teoría BCS, la temperatura crítica se expresa de la siguiente forma:

$$K_B T_c = 1,13 \hbar \omega_D \exp\left(\frac{-1}{N_{ef} V}\right) \quad (1.17)$$

Donde T_c es la temperatura crítica, ω_D es la frecuencia de Debye, N_{ef} es la densidad de estados a la energía de Fermi y V es el potencial de interacción electrón-fonón.

Ya que la frecuencia de Debye comúnmente aumenta con presión, el decrecimiento de la temperatura crítica se debe a que el término $N_{ef} V$ decrece. Esto se debe a que la densidad de estados decrece a causa de un ensanchamiento de las bandas inducido por presión "*pressure-induced band broadening effect*". El comportamiento del potencial de interacción electrón-fonón es complicado de estimar ya que este depende del sistema a estudiar.

Capítulo 2

Longitud de penetración magnética

2.1. Longitud de penetración magnética

Como estudiamos anteriormente, los campos magnéticos son excluidos del interior del superconductor (Efecto Meissner). Esto fue explicado por los hermanos London en 1935 mediante dos ecuaciones que describen los campos magnéticos y eléctricos microscópicamente [12].

$$\vec{E} = \frac{\partial}{\partial t} \Lambda \vec{J}_s \quad (2.1)$$

$$\vec{B} = -c \nabla \times (\Lambda \vec{J}_s) \quad (2.2)$$

$$\text{Con } \Lambda = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2} = \frac{m}{e^2 n_s}$$

Donde λ es la longitud de penetración magnética y n_s es la densidad de electrones superconductores.

La ecuación 2.1 describe la conductividad perfecta, donde J_s es la densidad de supercorriente de los electrones superconductores.

La ecuación 2.2 describe la densidad de flujo local, que al ser combinada con la ley de ampere ($\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi\vec{J}}{c}$) resulta la siguiente ecuación:

$$\nabla^2 \vec{B} = \frac{\vec{B}}{\lambda^2} \quad (2.3)$$

La solución de esta ecuación con condiciones de borde $B(0) = B_0$ y $B(\infty) = 0$ es:

$$B = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (2.4)$$

En la ecuación 2.4 observamos que el campo decae en el interior del superconductor de manera exponencial, donde λ es una longitud característica de decaimiento.

$$\text{Con } \lambda = \sqrt{\frac{c^2 m}{4\pi e^2 n_s}}$$

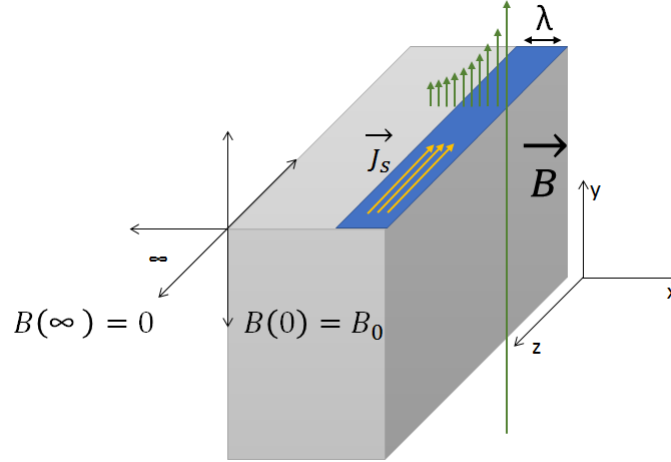


Figura 2.1: longitud de penetración magnética en un superconductor semi-infinito.

En la figura 2.1 se esquematiza como el campo magnético penetra exponencialmente un superconductor semi-infinito. Este análisis fue realizado tomando $T = 0$. En general la longitud de penetración magnética depende de la temperatura $\lambda(T)$ donde su valor mínimo se obtiene a $T = 0$ y su valor máximo se obtiene a $T = T_c$, cuando el valor de la longitud de penetración magnética es comparable con el tamaño de la muestra.

2.2. Densidad de superfluido

La longitud de penetración magnética está relacionada con la brecha de energía a través de la siguiente expresión [14]:

$$\frac{n_{ij}^s(T)}{n} = \frac{\lambda_{ij}(0)^2}{\lambda_{ij}(T)^2} = 3 \left\langle \hat{k}_i \hat{k}_j \left[1 + 2 \int_{\Delta}^{\infty} \left(\frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2(T, \mathbf{k})}} \right) \left(\frac{\partial f(E)}{\partial E} \right) dE \right] \right\rangle_{SF} \quad (2.5)$$

Donde $f(E)$ es la función de Fermi y $\Delta(T, \mathbf{k})$ es la función de la brecha de energía:

$$\Delta(T, \mathbf{k}) = \Delta(T)g(\mathbf{k}) \quad (2.6)$$

$\Delta(T)$ es la fórmula de interpolación de Gross (ver ecuación 2.7 [15]) y $g(\mathbf{k})$ es una función adimensional que describe la variación angular de la brecha de energía sobre la superficie de Fermi.

$$\Delta(T) = \Delta_0 \tanh \left[\frac{\pi K_b T_c}{\Delta_0} \sqrt{a \frac{\Delta C}{C} \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right)} \right] \quad (2.7)$$

La ecuación 2.5 define la densidad de superfluido en el límite local, $\xi_0 \ll \lambda$ [16]. Donde ξ_0 es la longitud de coherencia, relacionada con el tamaño del par de Cooper.

2.3. Simetría de la brecha de energía

2.3.1. Brecha de energía isotrópica

En superconductores convencionales tipo onda-s la brecha de energía es isotrópica, lo que implica que $g(\mathbf{k}) = 1$.

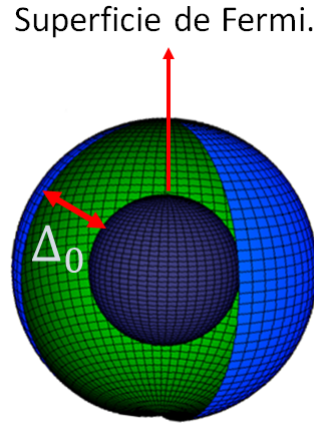


Figura 2.2: Brecha de energía isotrópica en simetría esférica.

En el límite de bajas temperaturas ($T \ll T_c$) la densidad de superfluido 2.5 para una brecha isotrópica ($g(\mathbf{k}) = 1$) tiene la siguiente forma [17]:

$$\rho \approx 1 - \sqrt{\frac{2\pi\Delta_0}{K_B T}} \exp\left(-\frac{\Delta_0}{K_B T}\right) \quad (2.8)$$

Partiendo de esta ecuación obtenemos la expresión de la longitud de penetración magnética:

$$\lambda(T) = \lambda_0 + \lambda_0 \sqrt{\frac{2\pi\Delta_0}{2K_B T}} \exp\left(-\frac{\Delta_0}{K_B T}\right) \quad (2.9)$$

Como podemos observar en la expresión 2.9, cuando T tiende a cero el segundo término se anula. Lo que implica un comportamiento constante de la longitud de penetración magnética. Este comportamiento es característico para un superconductor convencional e implica un apareamiento de tipo Onda-s.

2.3.2. Brecha de energía anisotrópica

La brecha de energía puede presentar dos tipos de anisotropía:

- Sin nodos, la brecha de energía posee valores mínimos mayores a la energía de Fermi.
- Con nodos, la brecha de energía posee valores mínimos iguales a la energía de Fermi.

El primer caso corresponde a un superconductor convencional, como puede observar en la figura 2.3:

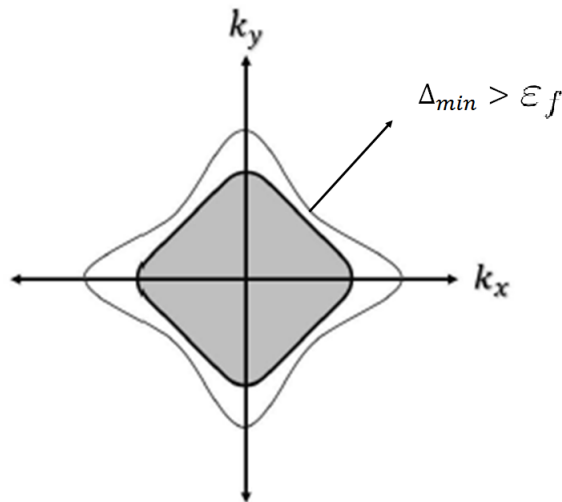


Figura 2.3: brecha de energía anisotrópica para un superconductor convencional

El segundo caso, donde la brecha de energía posee nodos $\Delta_{min} = \varepsilon_f$, corresponde a los superconductores no convencionales. Este es el caso Onda-d y el caso Onda-p:

Onda-d

Este tipo de apareamiento implica la presencia de líneas nodales en la brecha de energía. La dependencia angular de la brecha de energía tiene la siguiente forma:

$$g(\mathbf{k}) = \cos(2\theta) \quad (2.10)$$

Esto supone una brecha de energía como se observa en la figura 2.4. La longitud de penetración magnética en el límite de bajas temperaturas tiene un comportamiento lineal $\lambda(T) \propto T$, lo que indica líneas de nodos en 3D o puntos nodales en 2D.

Superficie de Fermi

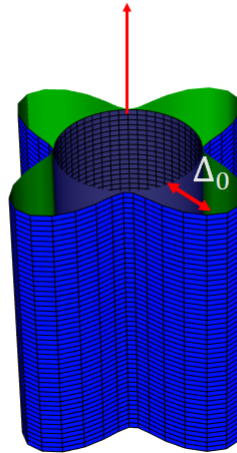


Figura 2.4: Brecha de energía anisotrópica con líneas de nodos en simetría cilíndrica.

Onda-p

En este tipo de apareamiento la brecha de energía se caracteriza por tener puntos nodales, como se muestra en la figura 2.5.

Superficie de Fermi

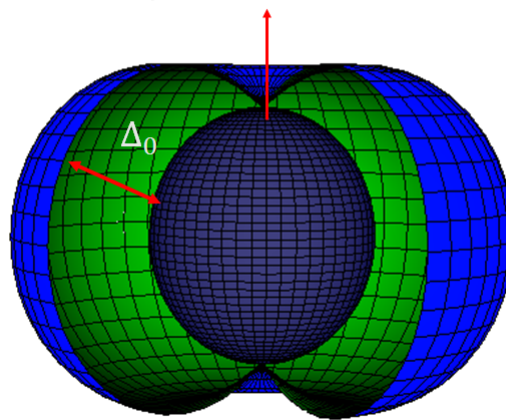


Figura 2.5: Brecha de energía anisotrópica con puntos nodales en simetría esférica.

El comportamiento de la longitud de penetración magnética, en el límite de temperaturas bajas, cumple con una ley de potencia de la forma: $\lambda(T) \propto T^2$.

Apareamiento	$\lambda(T)$ ($T \ll T_c$)
Onda-s (convencional)	$\frac{1}{\sqrt{T}} \exp\left(\frac{-\Delta}{K_B T}\right)$
Onda-d (no convencional)	T
Onda-p (no convencional)	T^2

Cuadro 2.1: Comportamiento de la longitud de penetración magnética en el límite de bajas temperaturas para los apareamientos s, d, p .

2.4. Superconductividad de dos bandas o dos brechas de energía

Consideremos un material superconductor donde existe la superposición de dos o más bandas de energía. El apareamiento entre electrones de diferentes bandas dependerá de dos posibles escenarios de interacción:

- En el primer escenario un electrón de la banda 1 emite un fonón virtual y realiza una transición a la segunda banda, este fonón es absorbido por otro electrón de la banda 1 que lo dispersa a la segunda banda donde este se aparea con el primer electrón. En este escenario las bandas interactúan produciéndose una sola transición a una temperatura crítica.
- En el segundo escenario no se produce interacción entre las bandas, lo que implica dos transiciones superconductoras con distintas temperaturas críticas.

El modelo utilizado para la densidad de superfluido de un superconductor onda-s local de dos bandas o brechas es el siguiente:

$$\rho_s(T) = \sum_i N_i \left[1 + 2 \int_{\Delta_i}^{\infty} \frac{E_i}{\sqrt{E_i^2 - \Delta_i^2}} \frac{\partial f(E_i)}{\partial E_i} dE_i \right] \quad (2.11)$$

Este modelo también es usado para analizar muestras que presentan distintas fases químicas superconductoras, cada una de las cuales tiene sus propios parámetros físicos (temperatura crítica, brecha de energía, densidad de estados, etc.). En este caso N_i en la Ec.2.11 representa la contribución de cada fase superconductora a la señal total.

Capítulo 3

Técnicas experimentales

3.1. Medidas de longitud de penetración magnética

El sistema de medición es un circuito oscilador LC de diodo túnel implementado en un refrigerador de dilución. La medida se realiza colocando la muestra a estudiar en la bobina principal de circuito oscilador LC. Se mide la variación de la frecuencia de oscilación la cual está estrechamente relacionada con la longitud de penetración magnética $\lambda(T)$. Esto se encuentra descrito con mayor detalle en la tesis doctoral de W. Brämer [18]

3.2. Relación entre la inductancia y la susceptibilidad magnética

Para establecer una relación entre la variación de inductancia de la bobina sensora y la susceptibilidad magnética de la muestra partimos de la expresión de la energía almacenada por una bobina de inductancia L.

$$U = \frac{1}{2}LI^2 \quad (3.1)$$

La variación de la energía al introducir la muestra en la bobina es:

$$\Delta U = \frac{1}{2}\Delta LI^2 \quad (3.2)$$

La energía almacenada en la bobina es igual a la energía total del campo:

$$U = \frac{1}{2\mu_0} \int_{V_b} B^2 dV \quad (3.3)$$

Con:

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H}_0 + \vec{M})$$

Donde \vec{M} es la magnetización y \vec{H}_0 es el campo aplicado.

La energía magnética dentro del inductor que contiene una muestra de volumen V_m es:

$$U_m = \frac{1}{2} \left(\int_{V_b} \frac{B^2}{\mu_0} dV - \int_{V_m} \left(\frac{B^2}{\mu_0} - \vec{H}_0 \vec{B} \right) dV' \right) \quad (3.4)$$

Sustituyendo $\vec{M} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} - \vec{H}_0$ y tomando la variación de la energía respecto a su valor sin muestra obtenemos

$$\Delta U = \frac{1}{2} \vec{B} \vec{M} V_m \quad (3.5)$$

Al sustituir la ecuación 3.2 en la ecuación 3.5 resulta la siguiente relación:

$$\Delta LI^2 = \vec{B} \vec{M} V_m \quad (3.6)$$

Sabiendo que la magnetización es $\vec{M} = \chi \frac{\vec{B}}{\mu_0}$, La relación entre el cambio de inductancia y la susceptibilidad magnética será:

$$\Delta LI^2 = \frac{B^2}{\mu_0} \chi V_m \quad (3.7)$$

Igualando las ecuaciones 3.1 y 3.3 hallamos el valor de B^2 , el cual se sustituye en la ecuación 3.7 para obtener finalmente:

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \chi \frac{V_m}{V_b} \quad (3.8)$$

Donde V_m es el volumen de la muestra, V_b es el volumen de la bobina y L_0 es la inductancia de la bobina sin muestra.

Como en el experimento se mide la frecuencia de oscilación del sistema, interesa estudiar la relación entre la frecuencia de oscilación y la susceptibilidad magnética. Sabiendo que la relación entre la inductancia y la frecuencia de resonancia es $f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{LC}$ expandimos entorno a L_0 y evaluamos el cambio respecto a su valor sin muestra, obteniendo:

$$\frac{f_m - f_0}{f_0} = \chi \frac{V_m}{2V_b} \quad (3.9)$$

Donde f_m es la frecuencia del sistema con muestra y f_0 es la frecuencia del sistema sin muestra.

3.3. Relación entre la susceptibilidad magnética y la longitud de penetración magnética

La susceptibilidad magnética en el estado superconductor ($T < T_c$) está estrechamente relacionada con la longitud de penetración magnética y para muestras con forma de placa finita se cumple la siguiente expresión [19]:

$$-\chi \approx \frac{1}{(1-D)} \left[1 - \frac{\lambda}{R} \tanh\left(\frac{R}{\lambda}\right) \right] \quad (3.10)$$

Donde D es el factor de desmagnetización efectivo, R es la dimensión efectiva, que para muestras con esta simetría se puede aproximar al ancho. Tomando el límite cuando $R \gg \lambda$ se obtiene la expresión:

$$-\chi \approx \frac{1}{(1-D)} \left[1 - \frac{\lambda}{R} \right] \quad (3.11)$$

Sustituyendo la ecuación 3.11 en la ecuación 3.9 obtenemos una expresión que relaciona la frecuencia medida con la longitud de penetración magnética. Tomando la variación con la temperatura de ambas cantidades obtenemos:

$$\Delta f(T) = \frac{f_0 V_m}{2(1-D)RV_b} \Delta \lambda(T) \quad (3.12)$$

Con:

$$\Delta f(T) = f_m(T) - f_m(T_{min})$$

$$\Delta \lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(T_{min})$$

En la ecuación 3.12 podemos ver que la variación de la frecuencia medida con la temperatura es proporcional a la variación de la longitud de penetración magnética con la temperatura, donde el término que multiplica $\Delta \lambda(T)$ es un factor de proporcionalidad que depende de la geometría de la muestra y de la bobina. Así la medida de longitud de penetración magnética con la técnica del circuito oscilador de diodo túnel se obtiene de manera directa de acuerdo con la expresión:

$$\Delta f(T) = \mathbf{G} \Delta \lambda(T) \quad (3.13)$$

Donde \mathbf{G} es un factor de proporcionalidad o factor de calibración.

3.4. Factor de calibración \mathbf{G}

El factor de proporcionalidad o calibración \mathbf{G} se obtiene midiendo un superconductor tipo I de comportamiento conocido (aluminio, estaño, indio, cadmio, etc.) que tenga

dimensiones similares a la muestra a estudiar. Posteriormente se ajustan los datos medidos variando el factor G hasta obtener el mejor ajuste con la curva teórica, que para los superconductores tipo I es una curva de tipo BCS no local [12] de la forma:

$$\frac{\lambda(T)}{\lambda_0} = \left[\frac{\Delta(T)}{\Delta_0} \tanh \left(\frac{\Delta(T)}{2K_b(T_c)} \right) \right]^{-\frac{1}{3}} \quad (3.14)$$

Donde $\Delta(T)$ se obtiene de la fórmula de interpolación de Gross 2.7.

La muestra usada para calibrar fue una muestra de aluminio de alta pureza de dimensiones 0,5mm x 0,45mm x 0,29mm. Para realizar el ajuste graficamos la densidad de superfluido para el aluminio usando la siguiente expresión:

$$n_s = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda(T)} \right)^2 = \frac{\lambda_0^2}{((\mathbf{G}_{al})^{-1} \Delta f(T) + \lambda(T_{min}))^2} \quad (3.15)$$

Donde $\lambda_0 = 5,15 \times 10^{-6} cm$ [20], además $\lambda(T_{min})$ puede ser aproximado a λ_0 debido a que el aluminio es un superconductor convencional, en el cual $\lambda(T)$ se aproxima exponencialmente a λ_0 en el limite $T \rightarrow 0$.

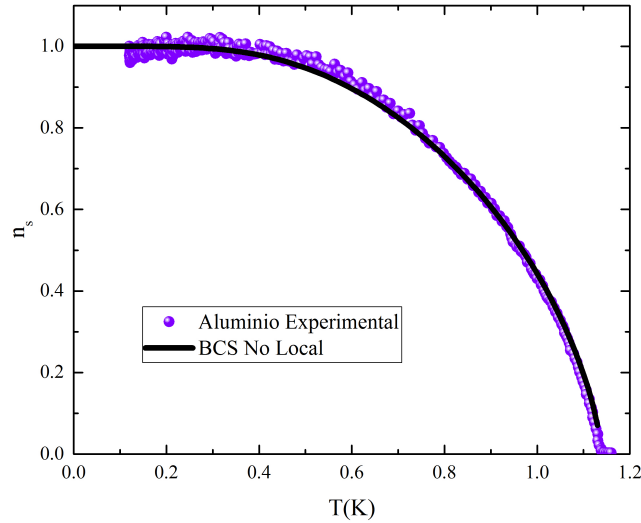


Figura 3.1: Gráfico de la densidad de superfluido en función de la temperatura para el aluminio.

En la Figura 3.1 se muestra el ajuste de la curva experimental 3.15 variando el factor G hasta ajustar la curva teórica obtenida de la ecuación 3.14.

Del factor \mathbf{G} obtenido usando la muestra de comportamiento conocido se deduce el factor \mathbf{G}_m de las muestras que se estudian, esto se hace mediante la siguiente relación:

$$\mathbf{G}_m = \mathbf{G}_{Al} \frac{1 - D_{Al}}{1 - D_m} \frac{R_{Al}}{R_m} \frac{V_m}{V_{Al}} \frac{f_{sm-m}}{f_{sm-Al}} \quad (3.16)$$

Donde D es el factor de desmagnetización, R es la dimensión efectiva, V es el volumen y f_{sm} es la frecuencia sin muestra. El sub índice Al se refiere a la muestra de aluminio y el sub índice m a la muestra a estudiar.

3.5. Sistema de medida de longitud de penetración magnética a presión atmosférica

El montaje experimental (ver tesis doctoral de W. Brämer[18]) consta de un circuito oscilador de diodo túnel, que nos permite medir con precisión cambios en la frecuencia de resonancia de un circuito LC.

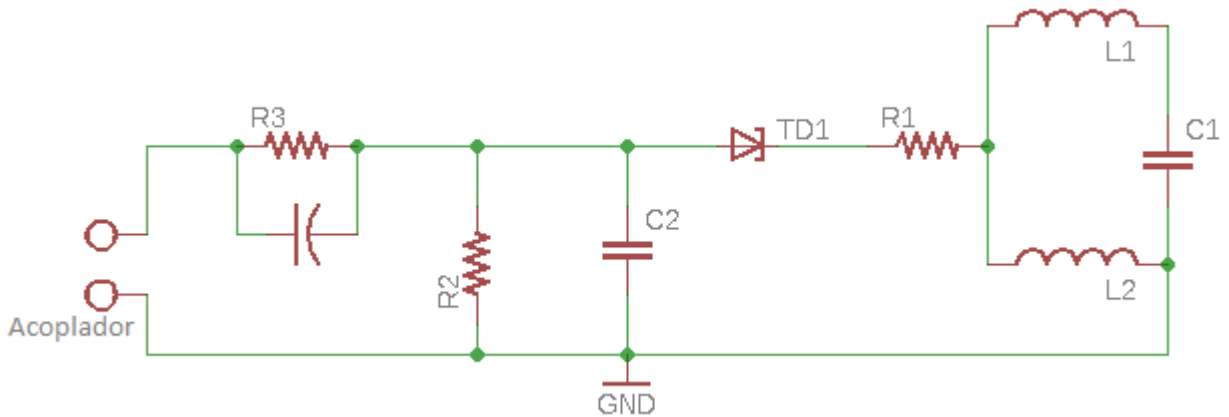


Figura 3.2: Circuito oscilador de diodo túnel diseñado por Craig T. Van Degrift. [6]. Donde $L_1 = 0,82\mu H$, $L_2 = 0,32\mu H$, $R_1 = 300\Omega$, $C_1 = 100pF$, $C_2 = 10nF$, $C_3 = 20pF$, $R_2 = 300\Omega$ y $R_3 = 1200\Omega$.

Las bobinas L_1 y L_2 están hechas con alambre de cobre de alta pureza. El valor de la bobina secundaria (L_2) es un poco mayor al valor crítico requerido para que el circuito oscile, de esta manera se obtiene una mayor estabilidad. Este circuito fue implementado tal manera que la temperatura de la bobina secundaria L_2 y los demás elementos del circuito se mantengan constantes. Para lograr esto se utiliza un porta bobina y un porta muestra dispuestos de forma tal que la muestra quede dentro de la bobina y no haya contacto físico entre la muestra y la bobina, como se muestra en la siguiente figura:

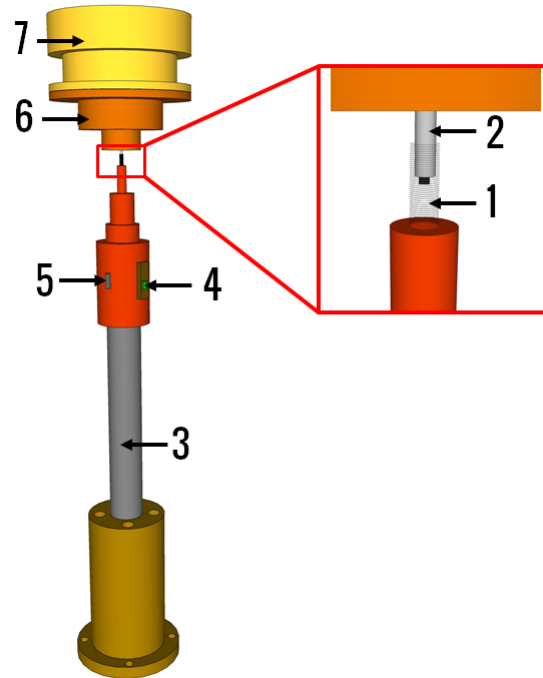


Figura 3.3: Sistema de medida de longitud de penetración magnética. 1) Bobina Principal, 2) Mono-cristal de zafiro con la muestra a medir en su extremo, 3) Porta bobina, 4) Bobina de ajuste, 5) Condensador C1, 6) Porta muestra, 7) Cámara de mezcla del refrigerador de dilución.

El porta muestra está construido a partir de una pieza de cobre de alta pureza, en cuyo extremo se encuentra un mono cristal de zafiro que se utiliza como soporte y contacto térmico para la muestra a estudiar. Se utiliza un cristal de zafiro ya que es uno de los materiales no magnéticos que posee mejor conductividad térmica por debajo de 1K. Esta pieza va fijada a la cámara de mezcla del refrigerador de dilución, que es la parte del refrigerador que alcanza la temperatura más baja.

El porta bobina se encuentra colocado de manera tal que la muestra quede en el centro de la bobina. Adicionalmente, éste está conectado térmicamente a otra parte del refrigerador de dilución cuya temperatura permanece a 0,7K durante todo el experimento y así de evitar cambios en la frecuencia, provocados por cambios de temperatura en los componentes del circuito.

3.5.1. Diagrama de adquisición de datos

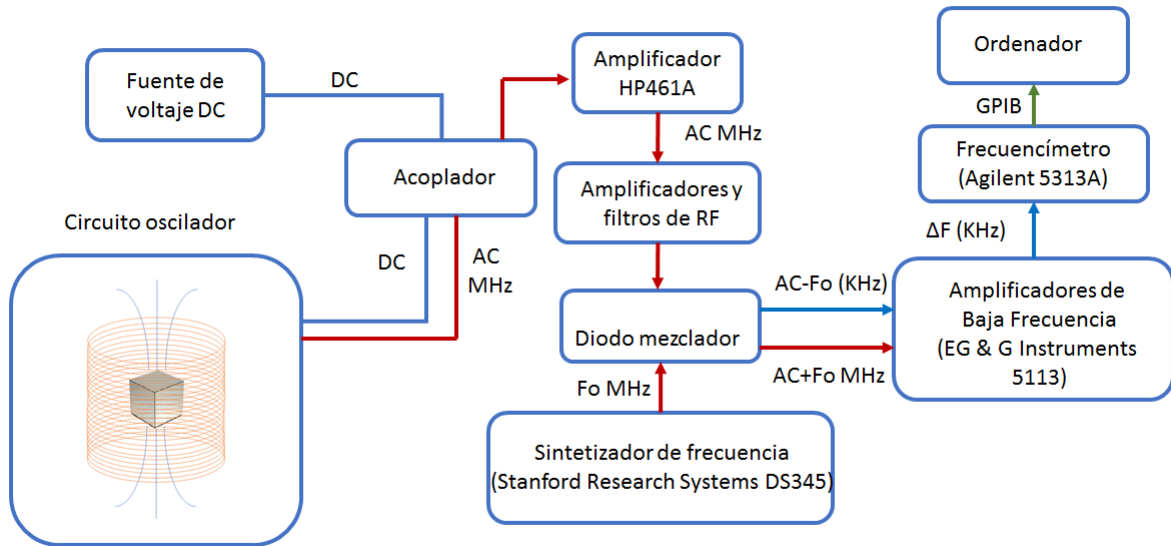


Figura 3.4: Diagrama de flujo del sistema de adquisición de datos.

El circuito es alimentado por una fuente DC de alta estabilidad a través del acoplador. La señal proveniente del circuito oscilador es una señal sinusoidal de 0,7mV de amplitud y entre 10 y 20 MHz. Esta señal es preamplificada por un amplificador modelo HP461A, que posteriormente es filtrada y amplificada por una serie de filtros y amplificadores de radio frecuencia dispuestos en cascada, diseñados y construidos en el laboratorio. En la siguiente etapa la señal proveniente del experimento es sumada y restada por un diodo mezclador con una señal AC(MHz), generada por un sintetizador de frecuencias marca Stanford Research Systems modelo DS345. Ambas señales son enviadas a un amplificador-filtro de audio frecuencia marca EG & G instruments, el cual deja pasar y amplifica la señal de baja frecuencia (KHz). Esta señal es medida en la última etapa por un frecuencímetro marca Agilent 5313A y los datos son recolectados en un ordenador usando LabView.

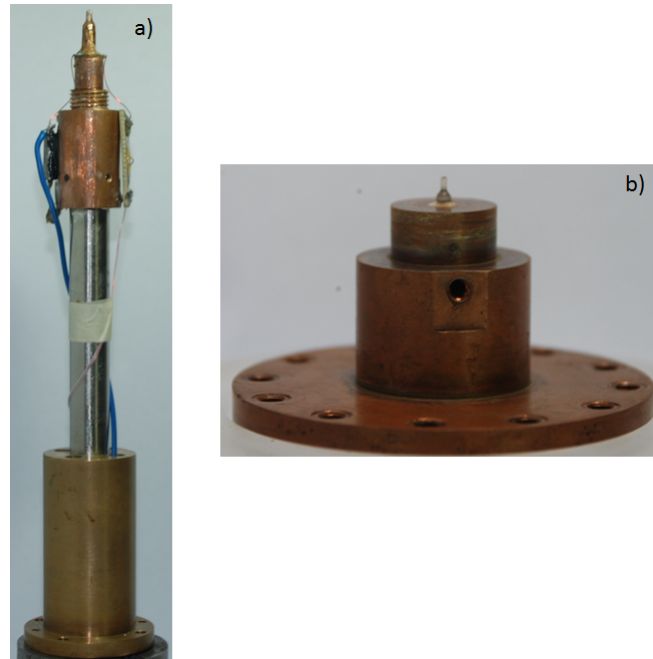


Figura 3.5: Sistema de medida de longitud de penetración magnética en el LTB IVIC. En la figura (a) se muestra el porta bobina y en la figura (b) se muestra el porta muestra.

3.6. Termometría

El sistema de termometría es el encargado de medir y controlar la temperatura del experimento a través de una resistencia de RuO calibrada y un calentador. La variación en la resistencia producida por la variación de temperatura es medida por un puente de resistencias marca PICOWATT modelo AVS-47 el cual es controlado remotamente desde un ordenador vía LabView.

El calentador es una resistencia de 100Ω hecha de alambre de manganina (aleación de cobre, manganeso y níquel), por la que se hace pasar corriente proveniente de una fuente marca Keithley modelo 224 controlada remotamente vía LabView.

3.7. Altas Presiones

La técnica estudiada anteriormente fue implementada en una celda de presión de auto bloqueo. Esta técnica fue desarrollada en el trabajo de doctorado de J.F Landaeta [21], y nos permite medir longitud de penetración magnética a bajas temperaturas y hasta una presión de 3.5GPa.

3.7.1. Celda de Presión

La celda de presión es una celda de pistón de auto bloqueo fabricada por la compañía C&T Factory Co., Ltd. en Tokyo, Japón. La celda fue diseñada y adaptada por F. Honda e I. Bonalde para ser utilizada en medidas de longitud de penetración magnética. Esta celda está fabricada con materiales no magnéticos para no contribuir a la señal medida.

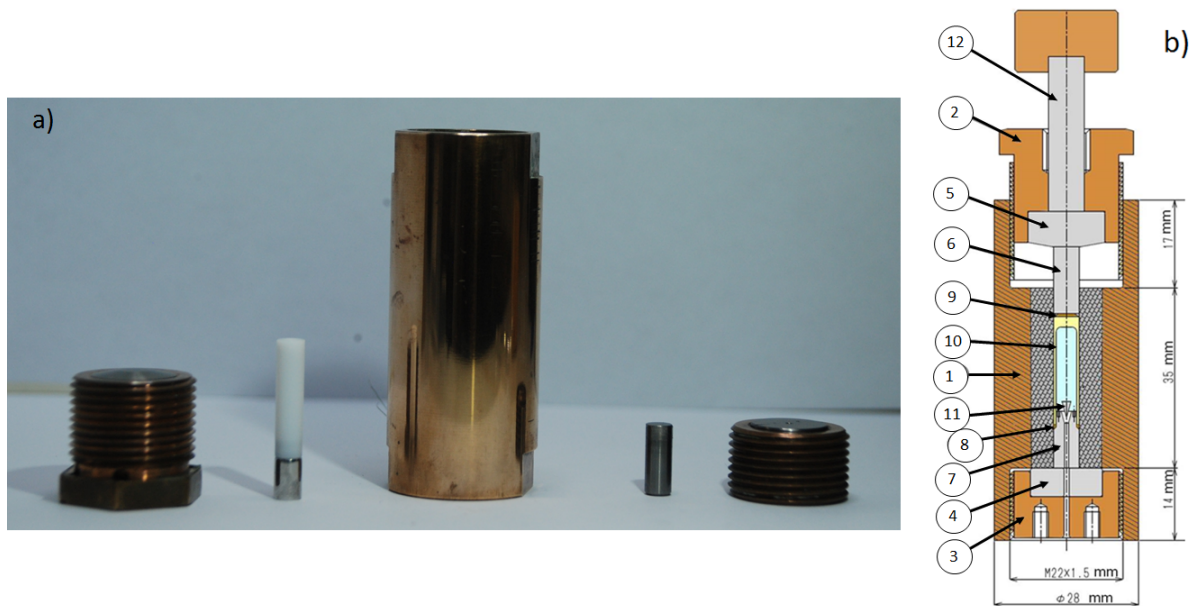


Figura 3.6: en la figura a, se observa la celda de presión desarmada. En la figura b, se observa el diagrama general de la celda de presión [7].

En la Figura 3.6 b, se presenta el diagrama de construcción de la celda de presión utilizada en el Laboratorio de Temperaturas Bajas del IVIC.

- Cuerpo de la celda de presión (1) hecho de una aleación de cobre berilio (CuBe).
- Tornillo de bloqueo (2) encargado de mantener la presión dentro de la celda. Posee en su interior una pieza de carburo de tungsteno (5) que empuja el pistón que genera la presión dentro de la celda (6).
- Plug o tapón de NiCrAl (7) en el cual se ubica la bobina principal, la muestra y la fibra óptica. Este es sellado con una capsula de teflón (10) y dos sellos de CuBe (9, 8) que permiten que se genere presión dentro de la cavidad formada por estos

elementos. Los cables del experimento salen de esta cavidad a través de un agujero en el tapón el cual es sellado con una pieza cónica de NiCrAl (11).

- Tornillo del fondo (3) encargado de mantener el tapón en su sitio. Posee una pieza de carburo de tungsteno en su interior (4) que soporta la presión. Ambas piezas poseen un agujero por el que salen los cables del experimento al exterior.

3.7.2. Montaje experimental dentro de la celda de presión

Dentro de la celda de presión se encuentran varios elementos que nos permiten medir longitud de penetración magnética y presión hidrostática.

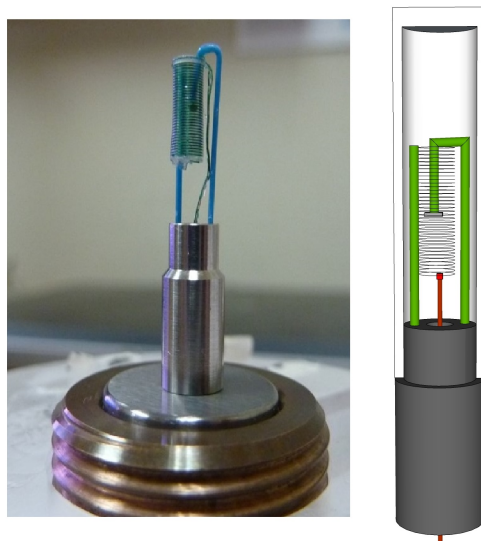


Figura 3.7: Muestra, bobina principal y cristal de rubí colocadas dentro de el tapón de NiCrAl.

Para medir $\lambda(T)$ se utiliza una bobina de 2mm de diámetro y 7mm de largo hecha con alambre de cobre calibre 40 con recubrimiento de barniz, soportada por un barra de polipropileno. La muestra se coloca en el centro de la bobina usando un soporte de polipropileno.

Para medir la presión, dentro de la celda se encuentra un cristal de rubí conectado ópticamente a una fibra óptica y colocado lo más cerca posible de la muestra a medir.

3.8. Medida de presión

Un láser de 532nm excita la fluorescencia del rubí. Una de las señales de esta fluorescencia es usada como sensor calibrado de presión. La figura 3.8 muestra el esquema de medición de presión.

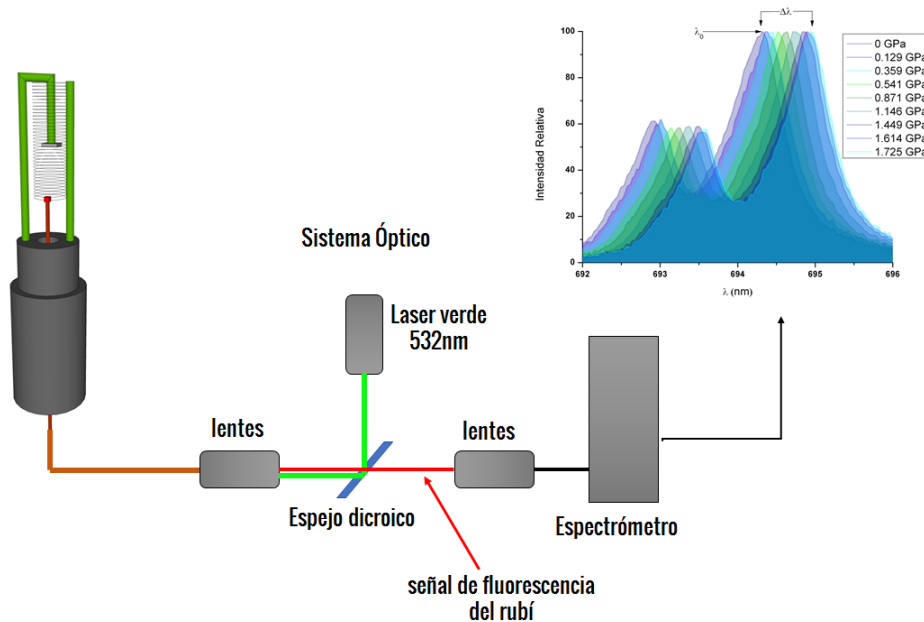


Figura 3.8: Sistema de medida de presión.

La señal proveniente del láser de 532 nm es reflejada en el espejo dicroico y enfocada por un juego de lentes hasta iluminar el rubí dentro de la celda de presión a través de una fibra óptica. Por la misma fibra óptica se transmite la señal de fluorescencia del rubí, que es filtrada por el espejo dicroico que no permite el paso de la longitud de onda correspondiente al láser, quedando así solo la señal del experimento. Esta señal es enfocada por un juego de lentes y dirigida por una fibra óptica al espectrómetro Princeton Instruments SP Acton 2500 donde es medida.

La presión se determina midiendo la variación de la longitud de onda de la línea de fluorescencia R1 del rubí. Ya que el fluido presurizante (glicerol) se congela, esta medida se debe hacer tanto a temperatura ambiente como a bajas temperaturas (4K). La expresión para obtener la presión a temperatura ambiente es [22]:

$$P(GPa) = \frac{A}{B} \left(\left(1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right)^B - 1 \right) \quad (3.17)$$

Donde $A = 1904 GPa$, $B = 7,715$ y $\lambda_0 = 694,27 nm$ a una temperatura promedio de $18^\circ C$.

La expresión para determinar la presión dentro de la celda a una temperatura de 4,2K es [22]:

$$P(\text{GPa}) = A_0 \ln \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right) \quad (3.18)$$

Con $A_0 = 1762\text{GPa}$ y $\lambda_0 = 694,33\text{nm}$

3.9. Muestras

Las muestras fueron crecidas por E.Bauer y P. Heinrich usando la técnica de fundición por arco eléctrico de argón. Luego de su fabricación fueron sometidas a un tratamiento térmico en capsulas de cuarzo al vacío a 800°C por dos semanas.

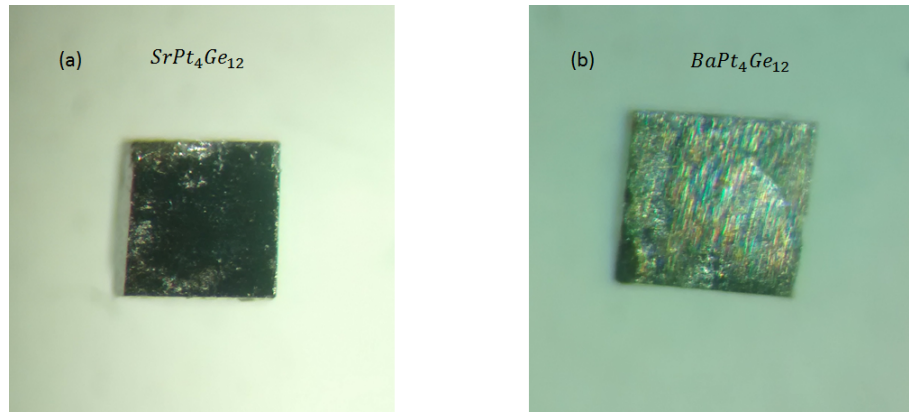


Figura 3.9: Muestras de $SrPt_4Ge_{12}$ y $BaPt_4Ge_{12}$ crecidas en la Universidad Tecnológica de Viena.

Capítulo 4

Resultados

4.1. Medidas de longitud de penetración magnética en las muestras de $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$

Se realizaron medidas de longitud de penetración magnética a presión atmosférica a dos muestras de $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$ crecidas por separado. En la figura 4.1 se muestran los resultados obtenidos para ambas muestras.

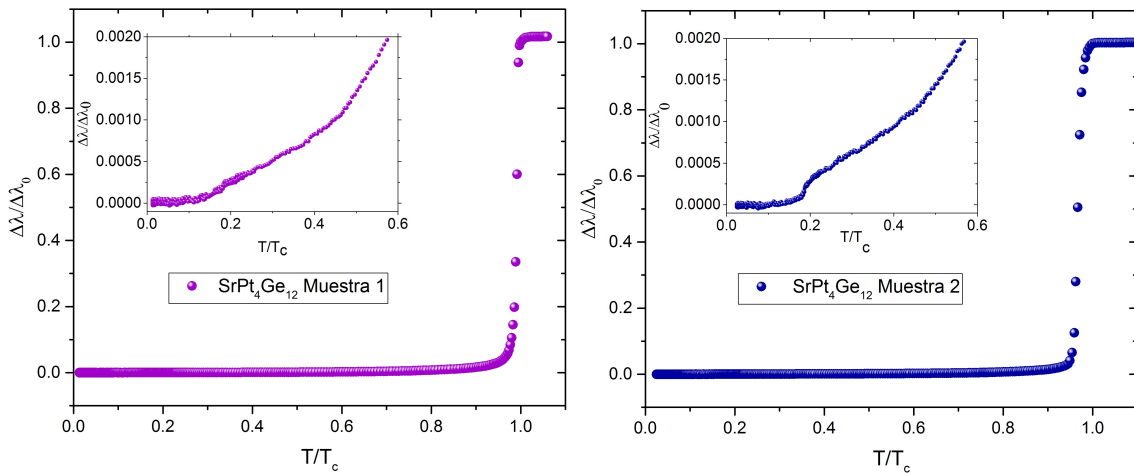


Figura 4.1: Variación de la longitud de penetración magnética en muestras de $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$ respecto a la temperatura normalizada por T_c

En las gráficas mostradas en la figura 4.1 se puede observar la caída diamagnética, la cual ocurre a una temperatura de 5.34K para la muestra 1 y 5.304 para la muestra 2. En el cuadro interior de las gráficas se muestra el comportamiento a bajas temperaturas. Se

observa que la longitud de penetración magnética es constante por debajo de $0.1T_c$, esto implica un comportamiento convencional y un apareamiento tipo onda s.

También podemos observar en ambas medidas una anomalía alrededor de 1K ($0,2T_c$).

4.1.1. Densidad de superfluido

A partir de la ecuación 3.15 y $\lambda_0 = 190, 35\text{nm}$ obtenemos la densidad de superfluido de los datos experimentales. En la figura 4.2 se muestra la densidad de superfluido en función de la temperatura para ambas muestras de $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$.

El valor de λ_0 se estimó utilizando la expresión 4.1 [15] y los valores $\gamma_n = 41\text{mJmol}^{-1}\text{K}^{-2}$ y $H_2 = 1\text{T}$ suministrados por los creadores de las muestras.

$$\lambda_0 = \frac{1}{\Delta_0 T_c} \sqrt{\frac{\phi_0 H_{c2}(0)}{24\gamma_n}} \quad (4.1)$$

Donde ϕ_0 es la cuantización del flujo magnético, H_{c2} es el campo crítico superior y γ_n es el valor del calor específico en T_c .

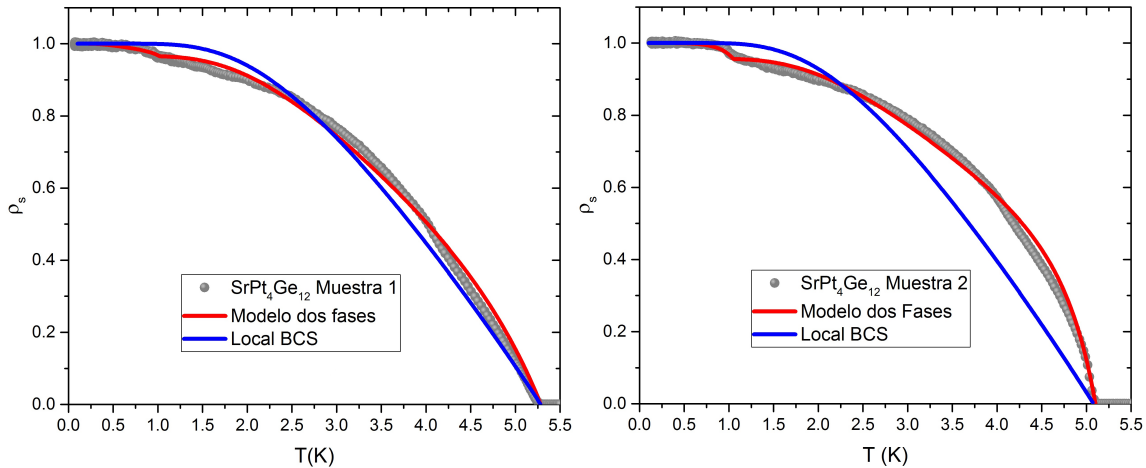


Figura 4.2: Densidad de superfluido en función de la temperatura en muestras de $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$ ajustadas con un modelo de dos fases y el modelo BCS local.

Los datos experimentales fueron comparados a los obtenidos numéricamente de los modelos BCS convencional y de dos brechas de energía de la sección 2.4. Claramente, se observa que el modelo de dos brechas describe favorablemente la anomalía cerca de 1K y los datos en todo el rango de temperatura.

En la siguiente tabla se muestran los parámetros utilizados en cada modelo:

	Local BCS	Dos fases muestra 1	Dos fases muestra 2
a_1	2/3	1.2	2.7
$\Delta C/C_1$	1.43	1.35	1.35
Δ_{01}	$1,76K_B T_c$	$1,76K_B T_c$	$1,9K_B T_c$
$a\Delta C/C_2$	-	2	3,4
Δ_{02}	-	$1,76K_B T_{c2}$	$3,2K_B T_{c2}$
N1	-	0,966	0,9565
N2	-	0,034	0,0435

Cuadro 4.1: parámetros de ajuste para los modelos Local BCS 2.5 y el modelo de dos fases 2.11, donde los parámetros que se identifican con el subíndice 1 pertenecen a la transición a 5,3K y los que se identifican con el subíndice 2 pertenecen a la segunda transición observada a 1K.

Los parámetros Δ_{01} y Δ_{02} utilizados en el modelo de dos brechas en la muestra 1 toman el valor predicho por la teoría BCS. Se utilizó el valor de $\Delta C/C_1$ medido por Bauer y colaboradores [2] en ambas medidas.

Las curvas de densidad de superfluido de las muestras 1 y 2 difieren debido a que el valor de λ_0 utilizado para obtener dichas densidades varía de una muestra a otra por la presencia de impurezas. La presencia de impurezas causa imperfecciones en la red cristalina, lo suficientemente grandes como para dispersar los electrones. Esto se ve reflejado en un aumento de la longitud de penetración magnética a $T=0$, $\lambda_{eff} > \lambda_L$, como se muestra en la ecuación 4.2, donde λ_L es la longitud de penetración de London, esta hace referencia a un material puro, ξ_0 es la longitud de coherencia y ℓ es el camino libre medio.

$$\lambda_{eff}(\ell, T) = \lambda_L(T) \left(1 + 0,75 \frac{\xi_0}{\ell} \right)^{1/2} \quad (4.2)$$

Estas muestras fueron crecidas por separado, usando técnicas distintas, lo que puede explicar las diferencias entre las medidas ya que la concentración de impurezas en cada muestra no es la misma. Los resultados obtenidos en la muestra 1 se ajustan bastante bien al modelo teórico, sin embargo en la muestra 2 se observa una mayor concavidad en la curva experimental.

Estos resultados a priori sugieren que el compuesto $\text{SrPt}_4\text{Ge}_{12}$ es un superconductor convencional BCS con posible doble brecha de energía isotrópica. Sin embargo, el modelo de dos brechas 2.11 cuando utiliza dos T_c puede describir tanto superconductividad de dos brechas de energía como la presencia de dos fases químicas superconductoras. Debido

a esto es necesario descartar la existencia de otras fases superconductoras antes de afirmar que el compuesto posea doble brecha de energía superconductoras.

4.2. Microscopia electrónica en muestras de $SrPt_4Ge_{12}$

Para descartar la existencia de otras fases químicas en las muestras de $SrPt_4Ge_{12}$ se realizaron medidas de electrones retro dispersados, de manera que contrasten las distintas fases. Estas medidas se realizaron utilizando un microscopio electrónico de barrido marca FEI modelo Quanta FEG 250, en el Centro de Microscopía Electrónica de la Facultad de Ciencias UCV.

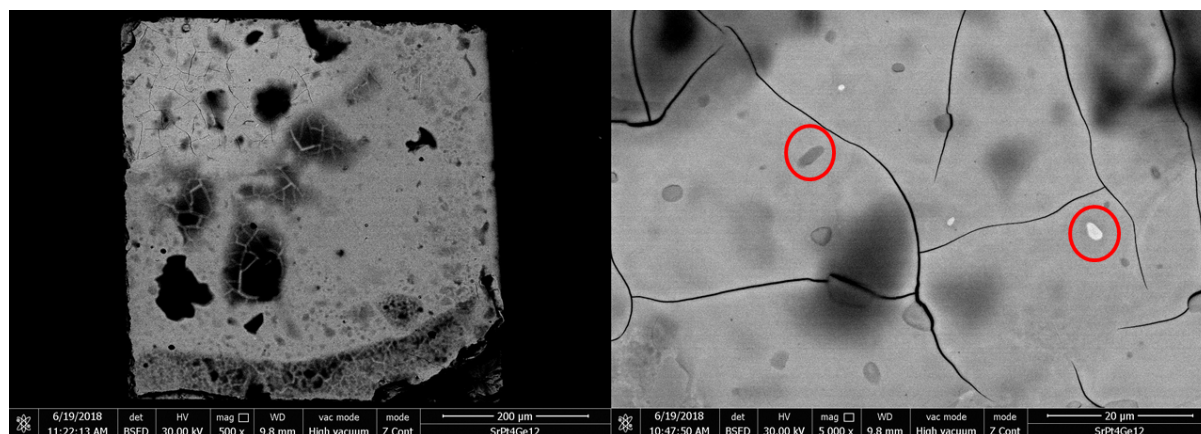


Figura 4.3: Micrografía de electrones retrodispersados en la muestra 1 de $SrPt_4Ge_{12}$

En la figura 4.3 podemos observar la presencia de tres fases presentes en la muestra: La fase matriz, la fase gris y la fase blanca. La muestra está compuesta casi totalmente por la fase matriz, la fase blanca y gris se encuentran de forma dispersa por toda la muestra. Para identificar estas fases se realizó un análisis de EDX, donde se observa la presencia de los tres elementos que componen la muestra. Las proporciones de los tres elementos en cada fase fueron calculadas por el programa *EDAX Genesis software*.

Los resultados obtenidos (figura 4.4) son compatibles con posteriores medidas de difracción de rayos-X realizadas en la Universidad Tecnológica de Viena 4.5.

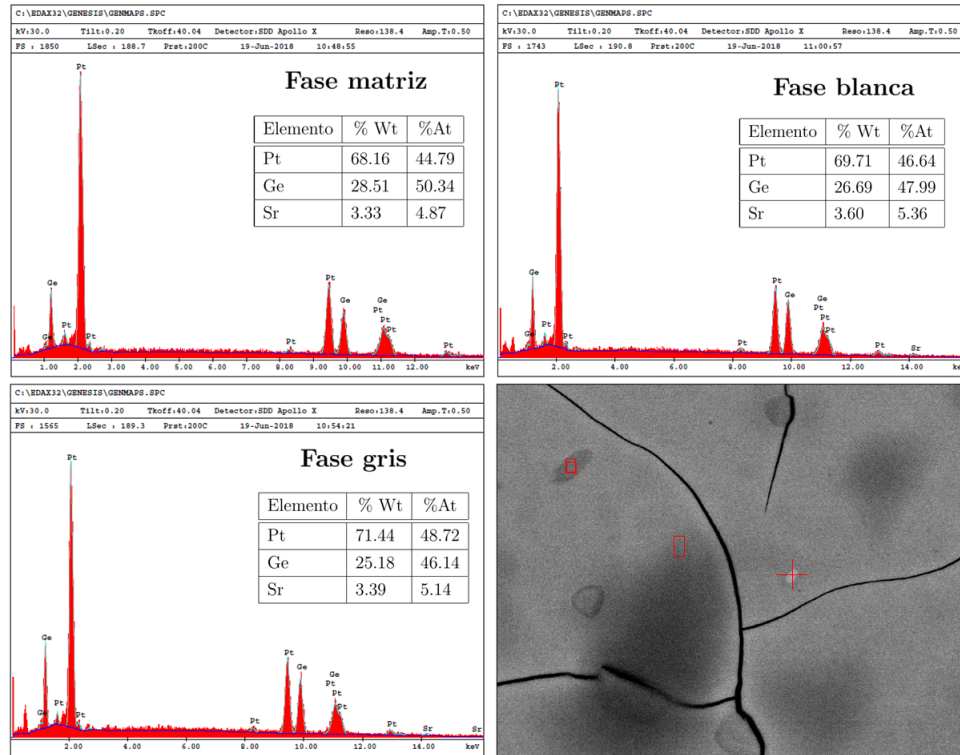


Figura 4.4: Análisis de EDX en las fases encontradas en la muestra de $SrPt_4Ge_{12}$

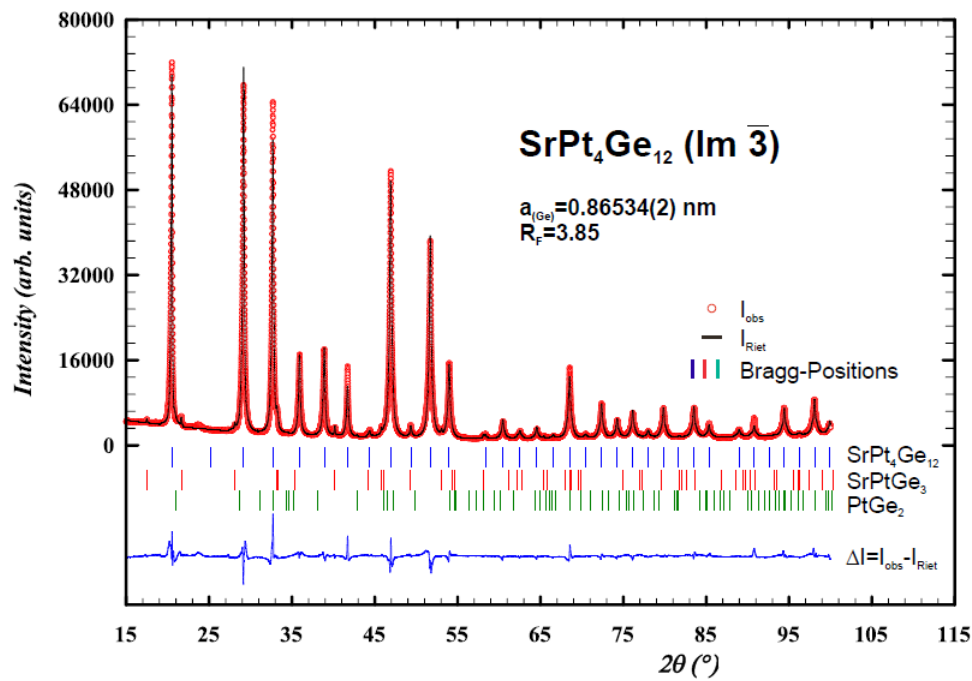


Figura 4.5: Análisis de DRX de la muestra de $SrPt_4Ge_{12}$

Con los analisis de EDX y DRX podemos identificar las fases encontradas como:

Fase	Formula estequiometrica
Fase Matriz	$SrPt_4Ge_{12}$
Fase gris	$SrPtGe_3$
Fase Blanca	$PtGe_2$

Cuadro 4.2: Formulas estequiométricas de las fases encontradas en las muestras de $SrPt_4Ge_{12}$.

Estudios realizados en el compuesto $SrPtGe_3$ por K. Miliyanchuk y colaboradores, indican que este compuesto es superconductor a 1K [23]. Esto concuerda con la anomalía a 1K observada en nuestras medidas (figuras 4.1 y 4.2) , lo que indica que la señal medida es generada por dos fases químicas superconductoras. Esto descarta por completo la posibilidad de que el compuesto $SrPt_4Ge_{12}$ posea doble brecha de energía superconductoras. Así $SrPt_4Ge_{12}$ es un superconductor BCS convencional tipo onda-s.

4.3. Medidas de longitud de penetración magnética en el compuesto BaPt₄Ge₁₂

Se realizaron medidas de longitud de penetración magnética a presión atmosférica a una muestra de BaPt₄Ge₁₂. En la figura 4.6 se muestra el resultado obtenido.

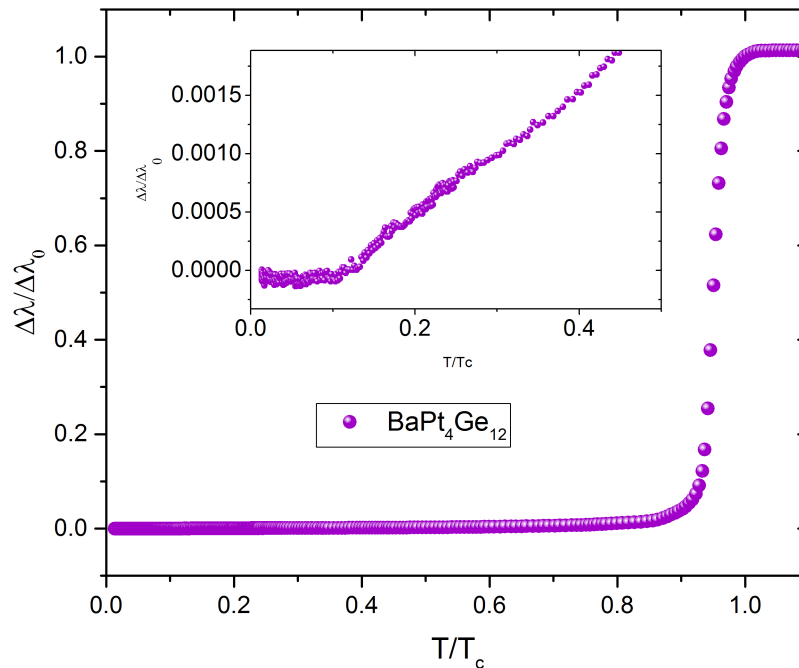


Figura 4.6: variación de la longitud de penetración magnética en una muestra de BaPt₄Ge₁₂ respecto a la temperatura normalizada por T_c

En la gráfica mostrada en la figura 4.6 se puede observar la caída diamagnética, la cual ocurre a una temperatura de 5.31K. En el cuadro interior de la gráfica se muestra el comportamiento a bajas temperaturas, el cual es constante por debajo de 0.1T_c, lo que sugiere una superconductividad convencional tipo onda-s. Asimismo, al igual que en las medidas de SrPt₄Ge₁₂, se observa una segunda caída diamagnética a una temperatura de 1.309K (0,24T_c) lo cual puede indicar la existencia de una posible segunda brecha de energía o la presencia de una segunda fase superconductora, como en el caso de SrPt₄Ge₁₂.

4.3.1. Densidad de superfluido

De igual manera que en el caso de $SrPt_4Ge_{12}$, se utilizó la ecuación 3.15 y $\lambda_0 = 132,12\text{nm}$ para obtener la densidad de superfluido de los datos experimentales. El valor de λ_0 se estimó a partir de la ecuación 4.1 con $H_{c2} = 0,6T$ y $\gamma_n = 42\text{mJmol}^{-1}\text{K}^{-2}$

En la figura 4.7 se muestra la densidad de superfluido en función de la temperatura para la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$.

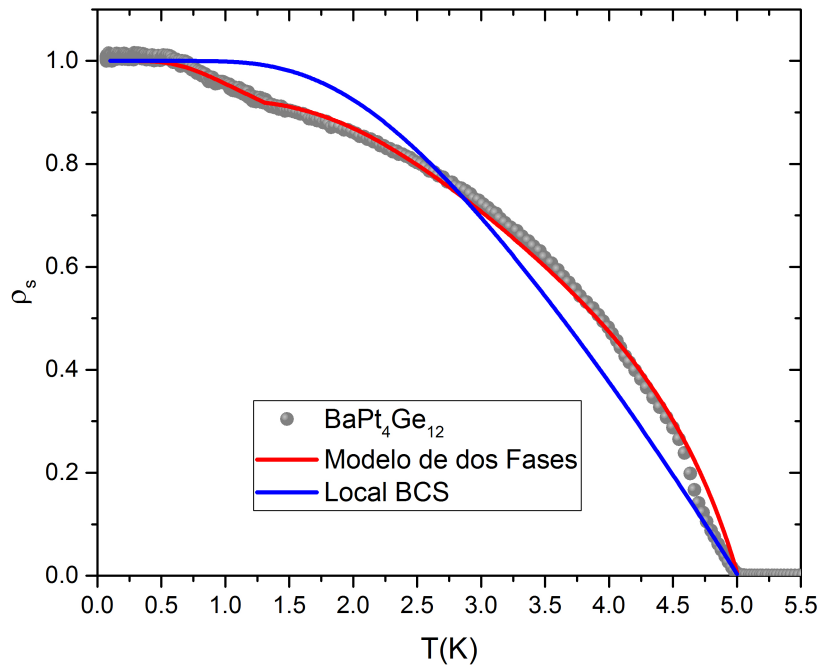


Figura 4.7: Densidad de superfluido en función de la temperatura para la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$ ajustada con un modelo de dos fases y el modelo BCS local.

Los datos se comparan con los modelos BCS local (2.5) y de dos fases(2.4). El modelo BCS local no ajusta bien los valores experimentales, y no reproduce la segunda caída diamagnética observada a 1,309K. El modelo que mejor se ajusta es el de dos fases. En la siguiente tabla se muestran los parámetros utilizados en cada modelo:

	Local BCS	Dos fases
a_1	2/3	1.6
$\Delta C/C_1$	1.43	1.35
Δ_{01}	$1,76K_B T_c$	$1,82K_B T_c$
$a\Delta C/C_2$	-	0,7
Δ_{02}	-	$2,2K_B T_{c2}$
N1	-	0,925
N2	-	0,075

Cuadro 4.3: Parámetros de ajuste para los modelos Local BCS 2.5 y el modelo de dos fases 2.11, los parámetros que se identifican con el subíndice 1 pertenecen a la transición observada a 5,31K y los que se identifican con el subíndice 2 pertenecen a la transición observada a 1K.

Los parámetros Δ_{01} y a_1 toman valores un poco elevados en comparación a los valores esperados en la teoría BCS, lo que indica un acoplamiento electrón-fonón fuerte. El parámetro Δ_{02} en la segunda transición a 1,3K tiene un valor bastante elevado lo que implica también un acoplamiento electrón-fonón fuerte en esta segunda transición.

La concavidad de la curva experimental en este caso puede ser explicada por la presencia de impurezas en la muestra utilizada para determinar el valor de λ_0 . Al igual que en el caso del $SrPt_4Ge_{12}$, es necesario descartar la existencia de otras fases superconductoras en la muestra.

4.4. Microscopia electrónica en muestra de BaPt₄Ge₁₂

En la figura 4.8 se muestran dos micrografías de electrones retro dispersados donde se observan tres fases presentes en la muestra: la fase matriz, que se encuentra en mayor proporción en la muestra, una fase gris y una fase blanca. En la micrografía de la derecha se observan las fases gris y blanca señaladas en rojo. Para identificar estas fases se realizó un análisis de EDX.

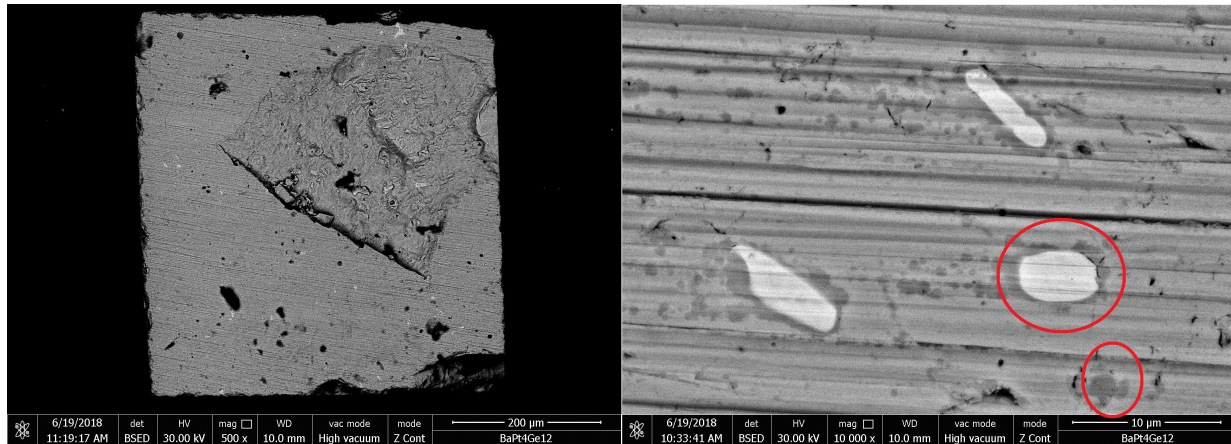


Figura 4.8: Micrografía de electrones retrodispersados en la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$

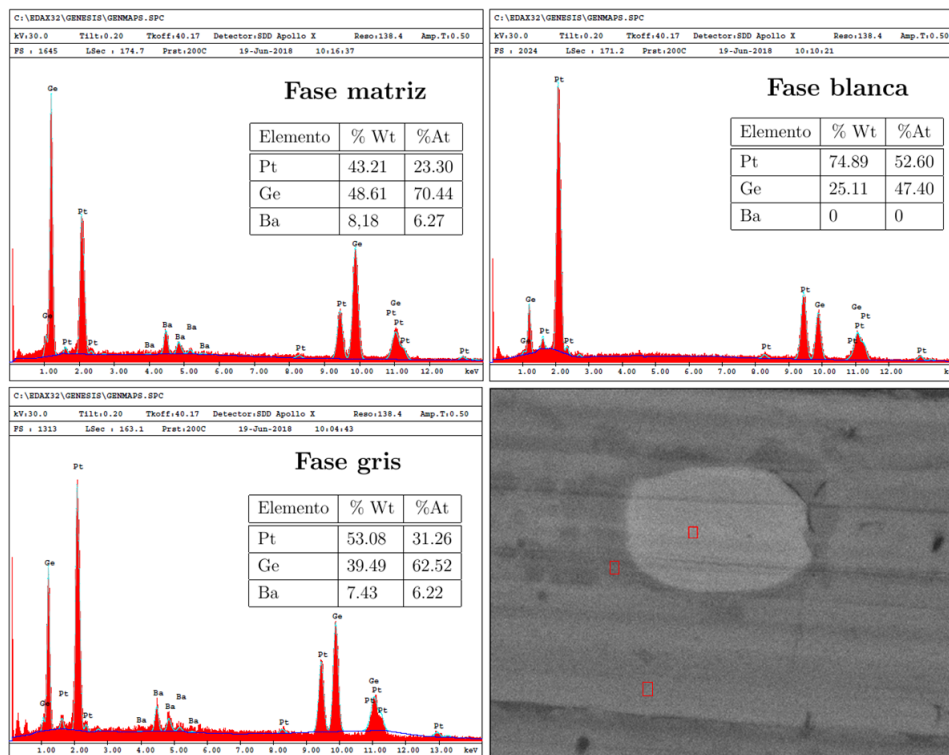
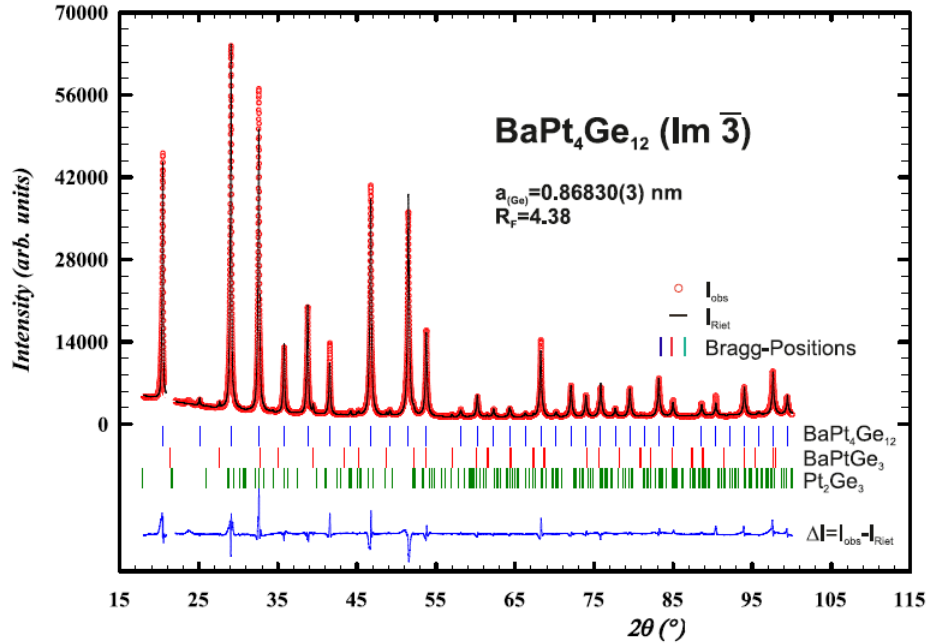


Figura 4.9: Análisis de EDX en las fases encontradas en la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$

Estos resultados también son compatibles con medidas de difracción de rayos-X realizadas en la Universidad Tecnológica de Viena.

Figura 4.10: Análisis de DRX de la muestra de $BaPt_4Ge_{12}$

Comparando estos análisis podemos identificar las fases encontradas:

Fase	Formula estequiometrica
Fase Matriz	$BaPt_4Ge_{12}$
Fase gris	$BaPtGe_3$
Fase Blanca	Pt_2Ge_3

Cuadro 4.4: Fórmulas estequiométricas de las fases encontradas en las muestras de $BaPt_4Ge_{12}$.

Las fases $BaPtGe_3$ y Pt_2Ge_3 no han sido estudiadas hasta el presente y se desconoce si presentan fases superconductoras. Por tanto, no es posible atribuir la anomalía observada cerca de 1K a alguna de ellas. Pero la presencia de fases deja abierta la sugerencia de que $BaPt_4Ge_{12}$ no tiene una superconductividad de doble brecha de energía.

4.5. Estudio de la longitud de penetración magnética a altas presiones en el compuesto $BaPt_4Ge_{12}$

Las medidas a altas presiones fueron realizadas utilizando la técnica descrita en la sección 3.7, se realizaron medidas a 0,55GPa y a 1,37GPa. La figura 4.11 muestra los resultados obtenidos:

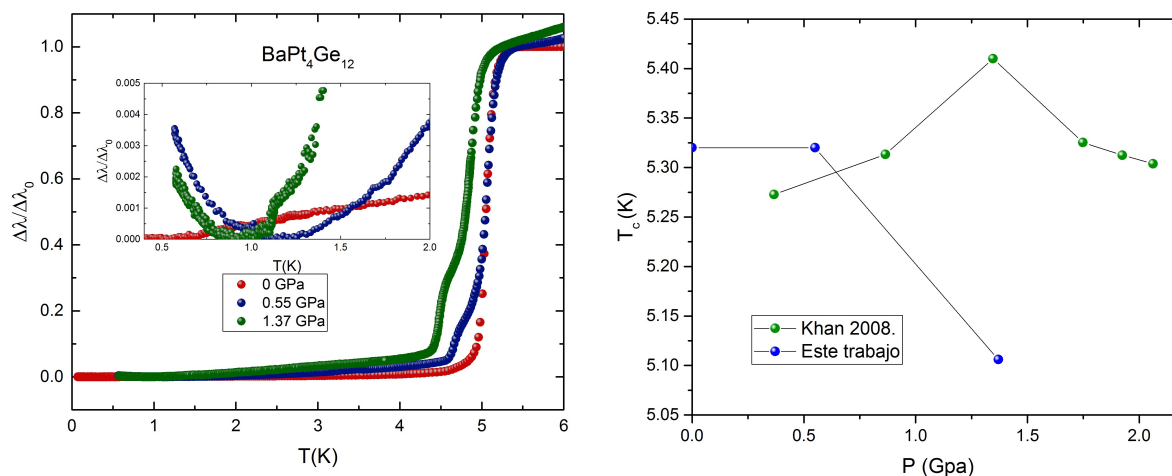


Figura 4.11: Medidas de longitud de penetración magnética y temperatura crítica a altas presiones en muestra de $BaPt_4Ge_{12}$

Dentro del error experimental, no se observan cambios en la temperatura crítica al menos hasta 0,55GPa. A presiones más altas como 1,37GPa ya se observa una disminución en la T_c , tal como es esperado para elementos superconductores. Estos resultados no son consistentes con los obtenidos por Khan y colaboradores [3]. En el siguiente cuadro se muestran las temperaturas críticas para cada valor de presión:

$T_c(K)$	Presión (GPa)
5.32	0
5.32	0.55
5.106	1.37

Cuadro 4.5: temperatura crítica del compuesto $BaPt_4Ge_{12}$ para cada valor de presión estudiado.

La caída observada a 4.7 K podría ser causada por corrientes Josephson, debido a fracturas en la muestra provocadas por las altas presiones, fracturas que fueron observadas

al desmontar la muestra.

El comportamiento a bajas temperaturas de la longitud de penetración magnética no pudo ser estudiado en más detalle debido a la falta de líquidos criogénicos. El crecimiento de la señal pudiera deberse a la presencia de una fase magnética, pero las fases presentes en la muestra de $\text{BaPt}_4\text{Ge}_{12}$ no tienen momentos magnéticos finitos. Lamentablemente el estudio de esta anomalía a altas presiones y bajas temperaturas queda para el futuro.

Capítulo 5

Conclusiones

En el presente trabajo pudimos estudiar la simetría de la brecha de energía en muestras de $SrPt_4Ge_{12}$ y $BaPt_4Ge_{12}$. Se estudiaron dos muestras de $SrPt_4Ge_{12}$ donde obtuvimos resultados consistentes que indican que se trata de un superconductor convencional con acoplamiento electrón-fonón débil. La segunda transición encontrada es debido a la presencia de la fase $SrPtGe_3$, la cual es superconductora a 1K. Se descarta que este material posea doble brecha de energía.

Los estudios en $BaPt_4Ge_{12}$ indican que se trata de un superconductor convencional con acoplamiento electrón-fonón fuerte. No fue posible descartar que la anomalía a 1K observada en $BaPt_4Ge_{12}$ corresponde a un comportamiento de dos bandas independientes, pues no hay estudios de superconductividad en sus fases impuras $BaPtGe_3$ y Pt_2Ge_3 .

Es recomendable realizar este estudio nuevamente utilizando mono cristales de $SrPt_4Ge_{12}$ y $BaPt_4Ge_{12}$ de alta pureza, esto permitirá hacer un estudio mas completo de la estructura de la brecha de energía en estas escuteruditas.

Altas presiones

Se estudió la longitud de penetración magnética a altas presiones en el compuesto $BaPt_4Ge_{12}$. Se observó una disminución de la temperatura crítica, esto difiere de los resultados obtenidos por R. Khan donde se observa un aumento de la temperatura crítica seguido de una caída de esta a 1.35Gpa. La simetría de la brecha de energía no pudo ser estudiada ya que a bajas temperaturas se encontraron anomalías que no pudimos estudiar por falta de suministros.

Bibliografía

- [1] Brian C. SALES. Filled Skutterudites. *Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths*, 33, 2003.
 - [2] E. Bauer, A. Grytsiv, Xing Qiu Chen, N. Melnychenko-Koblyuk, G. Hilscher, H. Kaldarar, H. Michor, E. Royanian, G. Giester, M. Rotter, R. Podlucky, and P. Rogl. Superconductivity in novel Ge-based skutterudites: $\{\text{Sr,Ba}\}\text{Pt}_4\text{Ge}_{12}$. *Physical Review Letters*, 99(21):1–4, 2007.
 - [3] R T Khan, E Bauer, X.-Q. Chen, R Podlucky, and P Rogl. Pressure response of novel superconducting $\{\text{Sr,Ba}\}\text{Pt}_4\text{Ge}_{12}$. *Journal of the Physical Society of Japan*, 77(SUPPL.A):350–352, 2008.
 - [4] H. Kamerlingh Onnes. Further experiments with Liquid Helium. G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears. *KNAW*, (14 II):818–821, 1912.
 - [5] A. Mourachkine. Room-Temperature Superconductivity. *Cambridge International Science Publishing*, 2004.
 - [6] Craig T. Van Degrift. Tunnel diode oscillator for 0.001 ppm measurements at low temperatures. *Review of Scientific Instruments*, 46(5):599–607, 1975.
 - [7] J. F. Landaeta, D. Subero, D. Catalá, S. V. Taylor, N. Kimura, R. Settai, Y. Ōnuki, M. Sigrist, and I. Bonalde. Unconventional superconductivity and quantum criticality in the heavy fermions CeIrSi_3 and CeRhSi_3 . *Physical Review B*, 97(10):104513, 2018.
 - [8] J. L. Zhang, Y. Chen, L. Jiao, R. Gumeniuk, M. Nicklas, Y. H. Chen, L. Yang, B. H. Fu, W. Schnelle, H. Rosner, A. Leithe-Jasper, Y. Grin, F. Steglich, and H. Q. Yuan. Multiband superconductivity in $\text{PrPt}_4\text{Ge}_{12}$ single crystals. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 87(6):1–5, 2013.
-

- [9] Heike Pfau, Michael Nicklas, Ulrike Stockert, Roman Gumeniuk, Walter Schnelle, Andreas Leithe-Jasper, Yuri Grin, and Frank Steglich. Superconducting gap structure of the skutterudite LaPt₄Ge₁₂ probed by specific heat and thermal transport. pages 1–8, 2016.
- [10] E. Bauer, Xing Qiu Chen, P. Rogl, G. Hilscher, H. Michor, E. Royanian, R. Podloucky, G. Giester, O. Sologub, and A. P. Gonçalves. Superconductivity and spin fluctuations in { Th,U } Pt₄ Ge₁₂ skutterudites. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 78(6), 2008.
- [11] M. Nicklas, R. Gumeniuk, W. Schnelle, H. Rosner, A. Leithe-Jasper, F. Steglich, and Yu Grin. Magnetic order in the filled skutterudites RPt₄Ge₁₂(R = Nd, Eu). *Journal of Physics: Conference Series*, 273(1):5–8, 2011.
- [12] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill, 2 edition, 1996.
- [13] K. V. Samokhin V. P. Mineev. *Introduction to Unconventional Superconductivity*. Gordon and Breach Science publishers, 1999.
- [14] Ismaro Bonalde, Werner Brämer-Escamilla, and Ernst Bauer. Evidence for line nodes in the superconducting energy gap of noncentrosymmetric CePt₃Si from magnetic penetration depth measurements. *Physical Review Letters*, 94(20):1–4, 2005.
- [15] F. Gross, B. S. Chandrasekhar, D. Einzel, K. Andres, P. J. Hirschfeld, H. R. Ott, J. Beuers, Z. Fisk, and J. L. Smith. Anomalous temperature dependence of the magnetic field penetration depth in superconducting UBe₁₃. *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter*, 64(2):175–188, 1986.
- [16] I Bonalde. Should we use the magnetic penetration depth or the superfluid density in studying the pairing symmetry of the superconducting state ? *Revista Mexicana de Física*, 2(2):156–159, 2003.
- [17] Ruslan Prozorov and Russell W Giannetta. Magnetic penetration depth in. *Superconductor Science and Technology*, 19(8):R41–R67, 2006.
- [18] W. Brämer. *Estudio del parámetro de orden superconductor en el superconductor no centrosimétrico CePt₃Si usando la longitud de penetración magnética*. PhD Thesis, Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas (IVIC), 2008.
- [19] R. Prozorov, R. Giannetta, and A. Carrington. Meissner-London state in superconductors of rectangular cross section in a perpendicular magnetic field. *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 62(1):115–118, 2000.
-

-
- [20] Garfunkel M. Biondi, M. P. Millimeter Wave Absorption in Superconducting Aluminum- II. Calculation of the Skin Depth. *Physical Review*, 6:862–867, 1959.
- [21] J.F Landaeta. *superconductividad no convencional y criticalidad cuántica en fermiones pesados no centrosimétricos*. PhD Thesis, Universidad Central de Venezuela (UCV), 2017.
- [22] Hitoshi Yamaoka, Yumiko Zekko, Ignace Jarrige, Jung-fu Lin, Nozomu Hiraoka, Hirofumi Ishii, Ku-ding Tsuei, Hitoshi Yamaoka, Yumiko Zekko, Ignace Jarrige, Jung-fu Lin, Nozomu Hiraoka, Hirofumi Ishii, Ku-ding Tsuei, and Jun Mizuki. Ruby pressure scale in a low-temperature diamond anvil cell Ruby pressure scale in a low-temperature diamond anvil cell. *Journal of applied physics*, 124503:4–9, 2012.
- [23] C. Blaas-Schenner D. Reith R. Podloucky P. Rogl T. Khan L. Salamakha G. Hilscher H. Michor E. Bauer A. D. Hillier K. Miliyanchuk, F. Kneidinger. Platinum metal silicides and germanides: superconductivity in non-centrosymmetric intermetallics. *Journal of Physics Conference Series*, 2011.
-