



Universidad Central de Venezuela
Facultad de Ciencias
Escuela de Física

**Estudio de la Brecha de Energía en el $BaPtSi_3$
utilizando la Longitud de Penetración Magnética**

Richard J. Caraballo Vivas.

Caracas, Octubre 2010

Estudio de la Brecha de Energía en el $BaPtSi_3$ utilizando la Longitud de Penetración Magnética

Richard J. Caraballo Vivas.

Trabajo especial de grado presentado ante la Facultad de Ciencias de la ilustre Universidad Central de Venezuela como requisito parcial para optar al título de:
Licenciado en Física.

Dr. Ismardo Bonalde, Tutor

Fecha

Dr. Ernesto Medina, Co-Tutor

Fecha

Quienes suscriben, miembros del Jurado que examinó el trabajo presentado por el Br. **Richard J. Caraballo Vivas**, titulado: **Estudio de la Brecha de Energía en el $BaPtSi_3$ utilizando la Longitud de Penetración Magnética**, para optar al título de Licenciado en Física, consideramos que dicho trabajo cumple con los requisitos exigidos por los reglamentos respectivos y por lo tanto lo declaramos APROBADO en nombre de la Universidad Central de Venezuela.

Dr. Ismardo Bonalde, Tutor

Fecha

Dr. Ernesto Medina, Co-tutor

Fecha

Dr. Fernando González

Fecha

Dr. Carlos Rojas

Fecha

Resumen

Estudio de la Brecha de Energía en el $BaPtSi_3$ utilizando la Longitud de Penetración Magnética

Richard J. Caraballo Vivas.

Escuela de Física, Universidad Central de Venezuela

Dr. Ismardo Bonalde, Tutor

Dr. Ernesto Medina, Co-tutor

En este trabajo especial de grado se realizaron medidas de longitud de penetración magnética en el superconductor no centrosimétrico $BaPtSi_3$ en el rango de temperatura de 40 mK hasta 2,42 K (temperatura crítica). Los resultados muestran un comportamiento exponencial de la longitud de penetración magnética en el límite de temperaturas bajas. Esto nos indica una estructura de la brecha de energía superconductora isotrópica sin nodos, lo que es característico de un superconductor tipo BCS.

Dr. Ismardo Bonalde
Tutor

Dr. Ernesto Medina
Co-tutor

*A mi madre Gladys, mi hermanita Rosi,
mi hermanito Alberto, mi hermanita Yoly
y a la niña más bella Génesis*

Agradecimientos

- A la escuela de Física de la Universidad Central de Venezuela, por ser mi segunda casa durante toda mi formación universitaria.
- A el Dr. Ismaro Bonalde y Dr. Ernesto Medina, por sus enseñanzas y paciencia.
- A Renate Odrich, Baudilio Quiroz, Freddy Borrego, Werner Brämer y Rebeca Ribeiro, por sus enseñanzas y apoyo durante la realización del trabajo.
- A TODAS aquellas personas que durante todo este tiempo en mi formación universitaria fueron significativamente valoradas por mi, ya sean biólogos, químicos, matemáticos, computistas o geoquímicos; pero sobretodos están mis grandes amigos, incluso hermanos y hermanas físicos, que compartieron exámenes agotadores, tramos nocturnos estudiantiles, sufridas notas y muchas pero muchas alegrías (y todavía nos falta). A todos ustedes muchísimas gracias.
- A toda mi familia ya sea en la tierra o en el cielo, gracias por estar muy pendiente de mi durante toda mi carrera.
- A Dionisio Laya, que ha sido lo más cercano a un Padre para mi, siempre amigo y siempre atento.
- A Rosicela Ramírez, por ser el gran apoyo y por cuidarnos tanto en la casa y donde estemos. Hermana eres excelente.
- A Yolimar Ramírez y Génesis Gabriela, aunque estén tan lejos, siempre las llevo en mi corazón y las quiero mucho.
- A Vanessa Torres, una persona que me llevo al corazón y siempre ha sido un gran apoyo durante la realización de este trabajo y en mi vida ocupa un lugar muy importante.

- A mi madre, la gran señora Gladys Vivas, la que siempre estuvo presente durante toda esta carrera, siempre se esforzó para que llegara este momento. Te adoro mamá.

Índice general

| | |
|--|-----------|
| 1. Introducción | 1 |
| 1.1. Objetivos | 4 |
| 2. Marco Teórico | 6 |
| 2.1. Superconductividad | 6 |
| 2.2. Efecto Meissner | 7 |
| 2.3. Campos Críticos | 8 |
| 2.4. Ecuaciones de London y Longitud de Penetración Magnética | 10 |
| 2.5. Densidad de Estados de Cuasipartículas | 12 |
| 2.6. Densidad de Superfluido | 13 |
| 2.7. Estados de Ligadura o Apareamiento del Par de Cooper | 16 |
| 2.7.1. Espín Singlete | 17 |
| 2.7.2. Espín Triplete | 18 |
| 2.8. Superconductores no Centrosimétricos (NCS) | 20 |
| 3. Metodología Experimental | 29 |
| 3.1. Muestra | 29 |
| 3.2. Bases Teóricas de las Medidas de la Longitud de Penetración Magnética | 30 |
| 3.2.1. Relación entre la Susceptibilidad Magnética y la Frecuencia de Oscilación | 30 |
| 3.3. Montaje Experimental para Medir la Longitud de Penetración Magnética | 33 |
| 3.3.1. Celda Experimental | 34 |
| 3.3.2. Circuito de Alimentación | 35 |
| 3.3.3. Equipo Electrónico a Temperatura Ambiente | 36 |
| 3.3.4. Recolección de Datos | 37 |

| | |
|--|-----------|
| 4. Resultados y Análisis | 39 |
| 4.1. Modelos Teóricos de no Centrosimetría para el Superconductor $BaPtSi_3$ | 41 |
| 4.2. Conclusiones | 45 |

Índice de figuras

| | |
|---|----|
| 1.1. Resistividad en el $BaPtSi_3$ | 2 |
| 1.2. Calor Específico en el $BaPtSi_3$ | 3 |
| 1.3. Campo Magnético en el $BaPtSi_3$ | 4 |
| 2.1. Efecto Meissner | 8 |
| 2.2. Campo Crítico | 9 |
| 2.3. Penetración del Campo Magnético en un Superconductor | 11 |
| 2.4. Brecha Isotrópica | 14 |
| 2.5. Brecha Anisotrópica | 15 |
| 2.6. Brecha con Nodos | 15 |
| 2.7. Estructuras Cristalinas | 21 |
| 2.8. Estructura del $BaPtSi_3$ | 22 |
| 2.9. Estructura de Bandas | 23 |
| 2.10. Densidad de Estados Modelo de Fujimoto | 26 |
| 2.11. Densidad de Estados Modelode Yanase | 27 |
| 3.1. Celda Experimental a Bajas Temperaturas | 34 |
| 3.2. Porta Muestras | 35 |
| 3.3. Circuito Oscilante | 36 |
| 3.4. Equipos a Temperatura Ambiente | 37 |
| 3.5. Esquema del Sistema de Obtención de Datos | 38 |
| 4.1. Longitud de Penetración Magnética en el $BaPtSi_3$ | 40 |
| 4.2. Bajas Temperaturas en el $BaPtSi_3$ | 41 |
| 4.3. Densidad de Superfluido en el $BaPtSi_3$ | 42 |

Capítulo 1

Introducción

La teoría BCS [1] explica microscópicamente la superconductividad mediante electrones que forman pares de Cooper vía una interacción electrón fonón. La función de onda asociada a estos pares posee simetría par o impar. Los requerimientos de simetría en un superconductor, para cada uno de los estados de paridad, vienen dados por los criterios de simetría de Anderson [2, 3].

En el caso de un estado superconductor en espín singlete el primer criterio de Anderson establece que la simetría debe poseer inversión temporal. Para el caso de un estado superconductor en espín triplete el segundo criterio de Anderson requiere la existencia de simetría de inversión espacial. Cuando la estructura no posee centro de simetría no es posible hablar de una paridad definida, por lo que el parámetro de orden viene dado por una mezcla de estados (espín singlete-triplete). La ausencia de simetría de inversión espacial introduce un acoplamiento espín-órbita antisimétrico tipo Rashba-Dresselhaus [5, 6, 4].

El material estudiado en este trabajo especial de grado es el $BaPtSi_3$, superconductor descubierto por E. Bauer y colaboradores [7], por medio del estudio de la resistividad (Figura 1.1), la capacidad calorífica (Figura 1.2) y el campo crítico superior (Figura 1.3).

La resistividad en el $BaPtSi_3$ a temperaturas superiores a la temperatura crítica de 2,42 K corresponde a la de un metal y se ajusta al modelo de Bloch-Grüneisen, como se muestra en la Figura 1.1.a. En el recuadro de esta figura se puede apreciar cómo varía

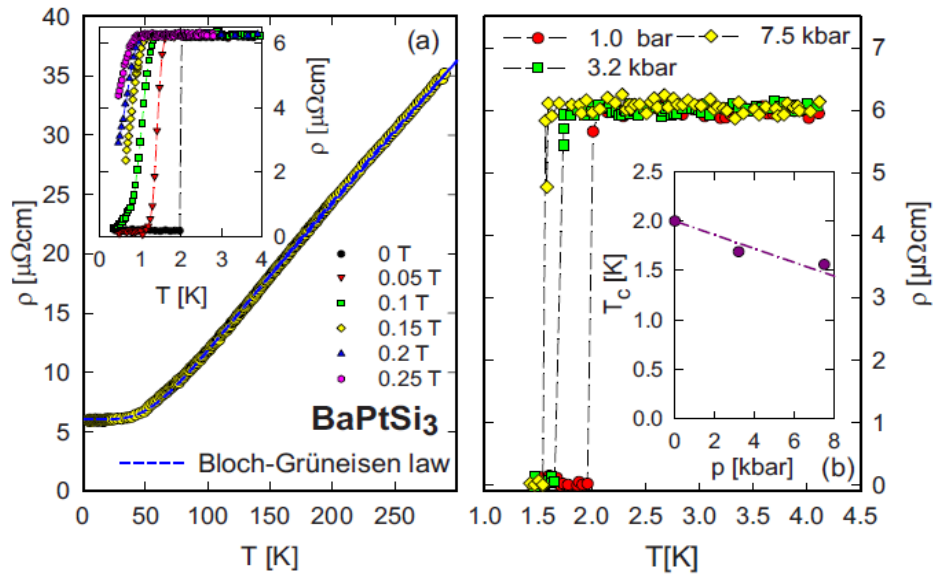


Figura 1.1: Medidas de resistividad en el $BaPtSi_3$ [7] a.- Ley de Bloch-Grüneisen aplicada en el $BaPtSi_3$, b.- Resistividad a bajas temperaturas

la temperatura crítica para distintos valores de campo externo aplicado. En la Figura 1.1.b se observa como alrededor de $T \approx 2$ K ocurre la transición superconductor, en la cual la resistividad desaparece. Otra característica que se expone en esta gráfica, es el comportamiento de la temperatura crítica para distintos valores de presión. La interacción electrón fonón en el $BaPtSi_3$ es analizada en la Ref. [7] mediante la fórmula de McMillan [8]. En este modelo el parámetro λ es la constante de acoplamiento electrón fonón, que tiene un valor de $\lambda = 0,5$ para el $BaPtSi_3$, el cual es característico de la superconductividad en el límite de acoplamiento débil.

La capacidad calorífica del $BaPtSi_3$ hasta 100 K se muestra en la Figura 1.2. Una extrapolación a bajas temperaturas de los datos arrojados de la capacidad calorífica proporciona un valor de la constante de Sommerfeld de $\gamma \approx 5,7$ $mJ/molK^2$. En el recuadro de la Figura 1.2 se observa la transición superconductor en el calor específico para varios valores del campo. La línea sólida (color rojo) representa el modelo BCS general para un apareamiento de espín singlete. El salto en el calor específico ocurre alrededor de $T_c = 2,25$ K, con un valor $\Delta C_p/T_{(T=T_c)} = 7,8$ mJ/mol^2 . De dichos datos se puede calcular $\Delta C_p/(\gamma T_c) = 1,38$, el cual es cercano al valor característico de la

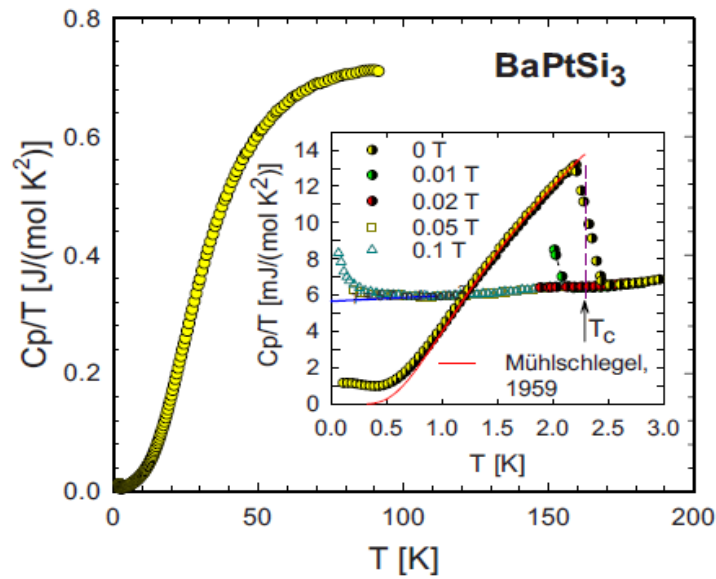


Figura 1.2: Medidas de calor específico en el $BaPtSi_3$ [7] en términos de C_p/T vs T

teoría BCS $\Delta C_p/(\gamma T_c) = 1,43$.

En la Figura 1.3 se muestra el comportamiento del campo crítico superior frente a la temperatura para el $BaPtSi_3$. Dicho comportamiento fue obtenido de las medidas de resistividad y calor específico de las Figuras 1.1 y Figura 1.2. En la Figura 1.3 la línea punteada (color azul) representa el modelo de Werthamer-Helfand-Hohenberg (WHH) [9] y los triángulos (color verde) son valores del campo crítico termodinámico. De estos resultados se obtiene un valor del campo crítico superior $\mu_0 H_{c2}(0) = 0,053$ T a $T = 0$, según el modelo WHH y el campo crítico termodinámico $\mu_0 H_c(0) = 0,018$ T calculado en la Ref. [7] mediante la energía libre.

Considerando los valores de los campos críticos H_c y H_{c2} , el valor de la constante de Sommerfield γ y la resistividad residual $\rho_0 = 6 \mu\Omega cm$ se calcularon algunos parámetros microscópicos de la teoría BCS, para el $BaPtSi_3$ [7]. Entre estos parámetros están el camino libre $l_{Tr} = 7,7 \times 10^{-8}$ m, la velocidad de Fermi $v_f \approx 16200$ m/s y la longitud de coherencia ξ_0 a $T = 0$. Este último se puede obtener mediante dos relaciones independientes. La primera se obtiene a partir de la teoría BCS, consiguiendo un va-

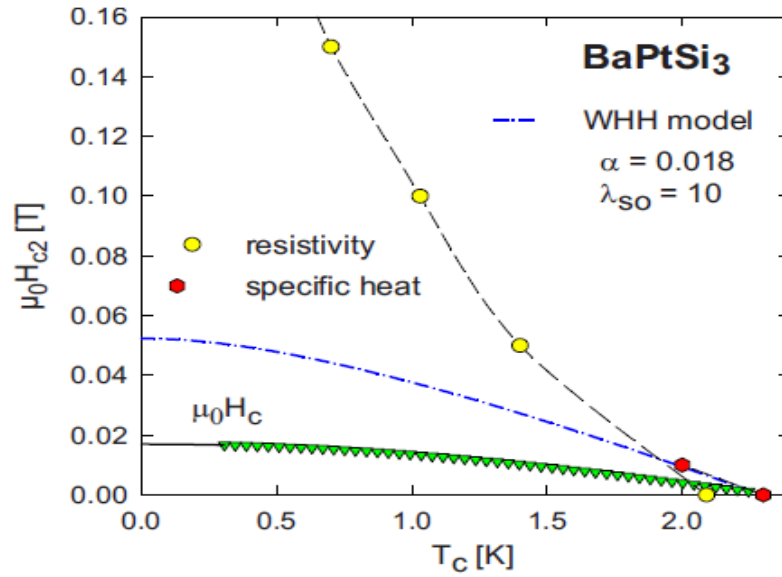


Figura 1.3: Comportamiento del campo en el $BaPtSi_3$ [7]

lor de $\xi_0 = 0, 18\hbar v_f / k_B T_c \approx 9,9 \times 10^{-8}$ m. La otra es $\mu_0 H_{c2} = \Phi / (2\pi\xi_0^2)$, de donde $\xi_0 \approx 7,9 \times 10^{-8}$ m. Cálculos similares nos proporcionan los valores del parámetro de Ginzburg Landau $\kappa_{GL} \approx 2,2$ y la longitud de onda de London $\lambda_L(T \rightarrow 0) = 2,6 \times 10^{-7}$ m. El $BaPtSi_3$, dado el valor del parámetro $\kappa_{GL} \approx 2$, se puede decir que es un superconductor tipo *II*. Para identificar el tipo de simetría que tiene el parámetro de orden superconductor utilizaremos la longitud de penetración magnética.

1.1. Objetivos

En este trabajo especial de grado se pretende analizar la estructura de la brecha de energía del $BaPtSi_3$. Dicho análisis se realizó través de la dependencia de la longitud de penetración magnética $\lambda(T)$ con la temperatura desde la temperatura crítica hasta 40 mK.

A continuación se da un breve contenido de los capítulos que constituyen este trabajo. En el Capítulo 2 se explica la física de la superconductividad directamente relacionada, con el presente trabajo. En el Capítulo 3 se discute la metodología experimental que se utilizó para realizar las medidas de longitud de penetración magnética.

En el Capítulo 4 se realiza el análisis correspondiente a los resultados experimentales obtenidos.

Capítulo 2

Marco Teórico

2.1. Superconductividad

En el año de 1911 Kamerling Onnes descubrió que al enfriar el mercurio (*Hg*) por debajo de 11 K éste no ofrecía resistencia alguna al paso de la corriente eléctrica. Se producía una transición que se manifestaba por una caída brusca de la resistividad eléctrica a una temperatura característica (temperatura crítica). Este fenómeno se llamó supraconductividad y luego llamado superconductividad [11].

La pérdida de la resistividad no es la única característica que tienen los materiales superconductores. Cuando un material con un campo magnético DC es enfriado por debajo de su temperatura crítica superconductora el material expulsa dicho campo. Este comportamiento fue descubierto por Walter Meissner y Robert Ochsenfeld en el año de 1933 y es llamado efecto Meissner-Ochsenfeld.

El primer modelo microscópico para explicar el fenómeno de superconductividad fue propuesto por John Bardeen, Leon Cooper y Robert Schrieffer en 1957, el cual es conocido como teoría BCS. Esta teoría se basa en la idea de que los electrones, que son fermiones, se aparean en los llamados pares de Cooper [1]. Esta interacción entre electrones es mediada por los fonones presentes en la red cristalina y cuya intensidad varía desde el límite de interacción débil hasta la interacción fuerte.

La teoría BCS es una aproximación de acoplamiento débil que tiene como paráme-

tros característicos el salto en el calor específico a la temperatura crítica $\Delta C/C$ y el cociente de la brecha de energía a $T = 0$ y la temperatura crítica $2\Delta_0/k_B T_c$,

$$\frac{\Delta C}{C} = 1,43 \quad (2.1)$$

$$\frac{2\Delta_0}{k_B T_c} = 3,53. \quad (2.2)$$

2.2. Efecto Meissner

Walter Meissner y Robert Ochsenfeld experimentaron con un material en estado superconductor midiendo la densidad de flujo magnético dentro y fuera de este material, en presencia de un campo magnético DC. Ellos encontraron que el campo magnético se anula completamente en el interior del material en estado superconductor y que las líneas de campo magnético son expulsadas desde su interior, por lo que se comporta como un material diamagnético perfecto.

El proceso del efecto Meissner se esquematiza en la Figura 2.1.b. Al aplicar un campo magnético a un material en estado normal las líneas de campo lo penetran, luego, si se enfría este material a una temperatura menor a la crítica, éste sufre un cambio de fase de estado normal a estado superconductor, expulsando las líneas de campo magnético de su interior. El apantallamiento magnético sucede cuando se enfría un material hasta su estado superconductor y luego se aplica un campo magnético. En este caso las líneas de campo no pueden penetrar al superconductor (Figura 2.1.a).

La inexistencia de flujo magnético dentro de un superconductor implica que la corriente de electrones, al no poder fluir a través del interior del material debe fluir solamente en la superficie. Por otro lado, tal corriente no puede estar confinada enteramente en la superficie porque la densidad de corriente sería infinita, lo cual es físicamente imposible. La corriente fluye a través de una pequeña capa superficial del material de espesor λ . Este espesor es la distancia que penetra el campo magnético

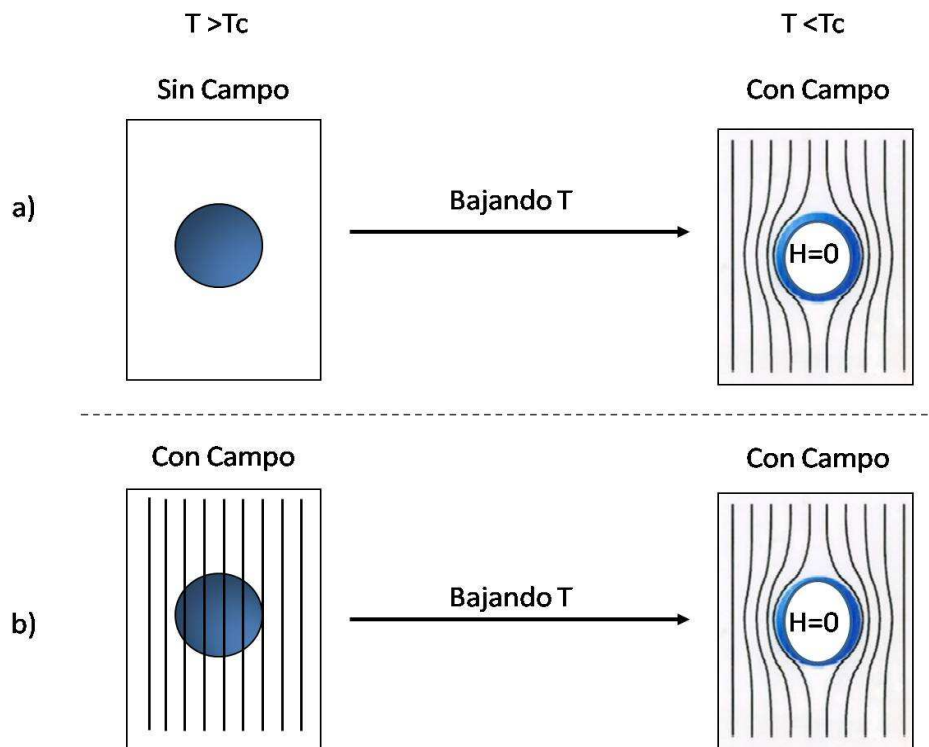


Figura 2.1: a.- Apantallamiento magnético bajando T y luego aplicando Campo; b.- Apantallamiento magnético debido al Efecto Meissner.

dentro del superconductor y se le conoce como longitud de penetración magnética.

2.3. Campos Críticos

La superconductividad en los materiales se puede destruir mediante la aplicación de energía térmica, es decir, calentando el superconductor por encima de su temperatura crítica, o debido a la aplicación un campo magnético H_{ct} , por encima del cual penetran las líneas de campo y se pierda el efecto Meissner. El campo magnético crítico tiene un valor distinto para cada superconductor y depende de la temperatura de la siguiente manera:

$$H_{ct}(T) = H_{ct}(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right], \quad (2.3)$$

donde $H_{ct}(0)$ es el valor del campo crítico a $T = 0$.

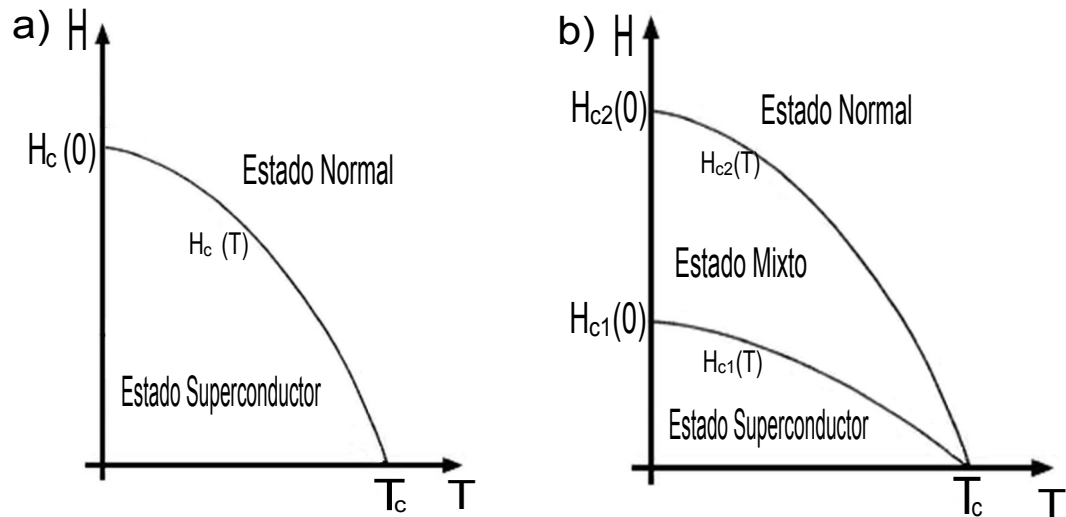


Figura 2.2: Comportamiento del Campo Magnético Crítico: a.- Superconductor Tipo I; b.- Superconductor Tipo II

Los superconductores se pueden clasificar según sus comportamientos frente a un campo magnético aplicado como superconductores *tipo I* y superconductores *tipo II*.

Los superconductores tipo I poseen un campo magnético crítico $H_c(T)$ que separa la fase normal de la fase superconductor. Cuando se aplica el campo magnético por debajo de $H_c(T)$ el material se encuentra en estado superconductor y cuando el campo magnético es mayor a $H_c(T)$ hay penetración total del campo, lo que ocasiona que se pierda el efecto Meissner y el material entre en fase normal como se muestra en la Figura 2.2.a.

Los superconductores tipo II se caracterizan por poseer un campo crítico inferior $H_{c1}(T)$ y un campo crítico superior $H_{c2}(T)$. Cuando el campo magnético aplicado es menor que $H_{c1}(T)$ el material se encuentra en el estado Meissner. Si el campo es mayor a

$H_{c2}(T)$ el material está en estado normal. Cuando el valor del campo aplicado está entre $H_{c1}(T)$ y $H_{c2}(T)$, ocurre una penetración parcial del flujo magnético y el material está en una fase donde coexisten regiones superconductoras con regiones normales lo que se conoce como estado mixto. En la Figura 2.2.b se observa el comportamiento de los campos magnéticos críticos para el superconductor tipo II.

2.4. Ecuaciones de London y Longitud de Penetración Magnética

Como se dijo en la sección 2.2, las corrientes de apantallamiento no pueden estar confinadas enteramente en la superficie del superconductor, sino que están en una concha superficial por donde circulan y penetran las líneas de campo magnético.

En 1935 los hermanos Fritz y Heinz London propusieron unas ecuaciones para describir el comportamiento electrodinámico de los superconductores a escala macroscópica,

$$\frac{d\vec{j}}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \vec{E} \quad (2.4)$$

$$\vec{H} + \lambda_L^2 \nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = 0. \quad (2.5)$$

Aquí m es la masa efectiva del electrón, e es la carga del electrón, \vec{j} es la densidad de corriente superconductor, n_s es la densidad de electrones superconductores y λ_L es la longitud de penetración magnética de London definida como:

$$\lambda_L \equiv \sqrt{\frac{mc^2}{4\pi e^2 n_s}}. \quad (2.6)$$

Aquí c es la velocidad de la luz en el vacío.

La ecuación 2.5 describe el efecto Meissner-Ochsenfeld. En el caso de una placa semi-infinita la solución a la ecuación 2.5 es:

$$H(z) = H_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda_L}\right), \quad (2.7)$$

donde H_0 es la magnitud del campo magnético aplicado paralelo a la superficie. En la Figura 2.3 se observa una representación gráfica de cómo va decayendo exponencialmente el campo magnético a medida que va penetrando al material superconductor.

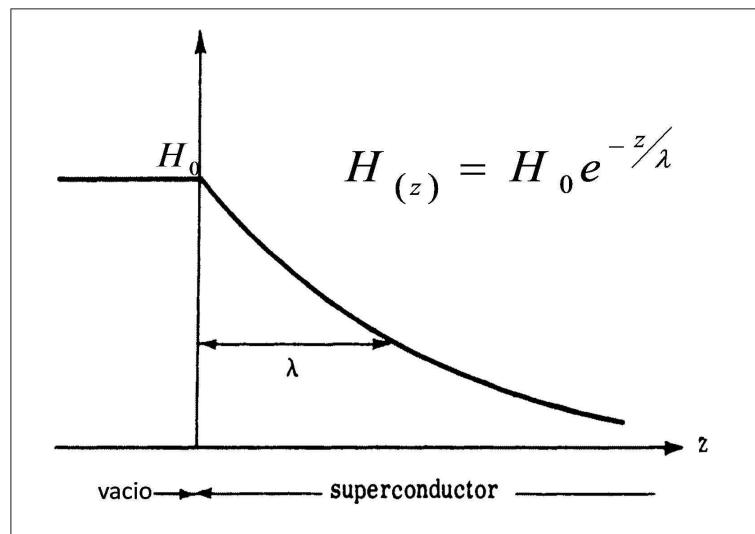


Figura 2.3: Penetración del Campo Magnético en un Superconductor [28]

Es importante resaltar que la magnitud de la longitud de penetración magnética posee dependencia con la temperatura $\lambda \rightarrow \lambda(T)$.

Existen dos tipos de electrodinámica en los superconductores, electrodinámica local y no local. En la electrodinámica local la corriente en un punto está dada por el campo magnético en el mismo punto, por lo tanto la ecuación 2.5 es aplicable solo si el tamaño del par de Cooper es mucho menor a la longitud característica sobre la cual el campo magnético cambia. Lo que significa, que la longitud de coherencia BCS es menor que la longitud de penetración magnética λ_L .

2.5. Densidad de Estados de Cuasipartículas

La densidad de estados es una variable de gran importancia en física relacionada con diferentes propiedades de los sólidos como conductividad térmica y calor específico. La densidad de estados por unidad de volumen se define como:

$$D(E) \equiv \sum_k \delta(E - E_k). \quad (2.8)$$

Utilizando la ecuación del espectro de excitaciones elementales de las quasipartículas $E = \sqrt{(\hbar^2 k^2 / 2m - \epsilon_f)^2 - \Delta^2}$ obtenemos la densidad de estados de quasipartículas para un superconductor [12]:

$$D(E) = D_0 \int \frac{d\Omega}{4\pi} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}. \quad (2.9)$$

donde $D_0 = mk_f / 2\pi^2 \hbar^2$ es la densidad de estados normales al nivel de Fermi. Con la ecuación 2.9 se obtiene la densidad de estados de las quasipartículas para cualquier parámetro de orden (Δ).

En el caso de un superconductor con un parámetro de orden isotrópico $\Delta_k = \Delta_0$, la densidad de estados de quasipartículas viene dada por:

$$\frac{D(E)}{D_0} = \begin{cases} \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta_0^2}} & \text{para } E > \Delta_0 \\ 0 & \text{para } E < \Delta_0 \end{cases} \quad (2.10)$$

En el caso de un parámetro de orden anisotrópico como $\Delta_k = \Delta_0 \cos(2\phi)$, la densidad de estados de quasipartículas es:

$$\frac{D(E)}{D_0} = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \Upsilon\left(\frac{\Delta_0}{E}\right) & \text{para } E > \Delta_0 \\ \frac{1}{2\pi} \frac{E}{\Delta_0} \Upsilon\left(\frac{E}{\Delta_0}\right) & \text{para } E < \Delta_0 \end{cases} \quad (2.11)$$

Aquí $\Upsilon(\dots)$ es la integral elíptica completa $\Upsilon(k) = F(\pi/2, k)$ y $F(\pi/2, k)$ representa la integral elíptica del primer tipo [12]:

$$F(\phi, k) = \int_{\phi}^0 \frac{d\alpha}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2(\alpha)}}. \quad (2.12)$$

Para energías pequeñas $E \ll \Delta_0$ ($T \ll T_c$) $\Rightarrow \Upsilon(\frac{E}{\Delta_0}) \simeq \pi/2$, la densidad de estados es lineal con la energía

$$\frac{D(E)}{D_0} \simeq \frac{E}{\Delta_0}. \quad (2.13)$$

2.6. Densidad de Superfluido

La densidad de superfluido normalizada $\rho(T) = n_s(T)/n$ para un superconductor con respuesta electromagnética local viene dada en términos de la energía [27]:

$$\rho = 1 + 2 \left\langle \int_{\Delta}^{\infty} \frac{D(E)}{D_0} \frac{\partial f(E)}{\partial E} dE \right\rangle. \quad (2.14)$$

Aquí $f(E)$ es la función de Fermi. El rango de integración es (Δ, ∞) y en el rango $[\epsilon_f, \Delta]$ no existen estados accesibles, que podemos integrar desde cero. El promedio sobre la superficie de Fermi $\langle \dots \rangle_{S,F}$ impone otra integral sobre el ángulo sólido $d\Omega/4\pi$. Este promedio da cuenta de la dependencia en k de la brecha de energía.

En superconductores en el límite local de la electrodinámica, la densidad de superfluido está relacionada a la longitud de penetración magnética a través de la relación [13]:

$$\left(\frac{\lambda_L(0)}{\lambda(T)} \right)^2 = \frac{n_s(T)}{n} = \rho. \quad (2.15)$$

Para obtener la dependencia con la temperatura de la densidad de superfluido es necesario saber cuál es la expresión de la brecha de energía. En el caso de un supercon-

ductor con parámetro de orden isotrópico $\Delta_k = \Delta_0$ (Figura 2.4), a $T \ll T_c$ la densidad de superfluido es:

$$\rho(T) \simeq 1 - \sqrt{\frac{2\pi\Delta_0}{k_B T}} \exp\left(-\frac{\Delta_0}{k_B T}\right). \quad (2.16)$$

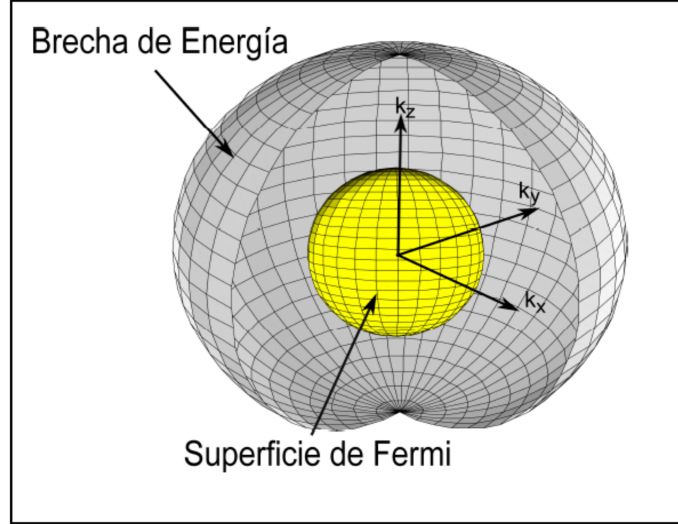


Figura 2.4: Brecha de Energía tipo onda s Isotrópica

Utilizando la ecuación 2.15 obtenemos directamente la relación con la longitud de penetración magnética, luego despejando y haciendo un desarrollo de Taylor obtenemos la expresión para la longitud de penetración magnética:

$$\lambda(T) \simeq \lambda_L(0) \left(1 + \sqrt{\frac{2\pi\Delta_0}{k_B T}} \exp\left(-\frac{\Delta_0}{k_B T}\right) \right). \quad (2.17)$$

En el caso del parámetro de orden anisotrópico $\Delta_k = \Delta_0 \cos(2\phi)$ a $T \ll T_c$ la densidad de superfluido es:

$$\rho \simeq 1 - \ln(4) \frac{k_B T}{\Delta_0}. \quad (2.18)$$

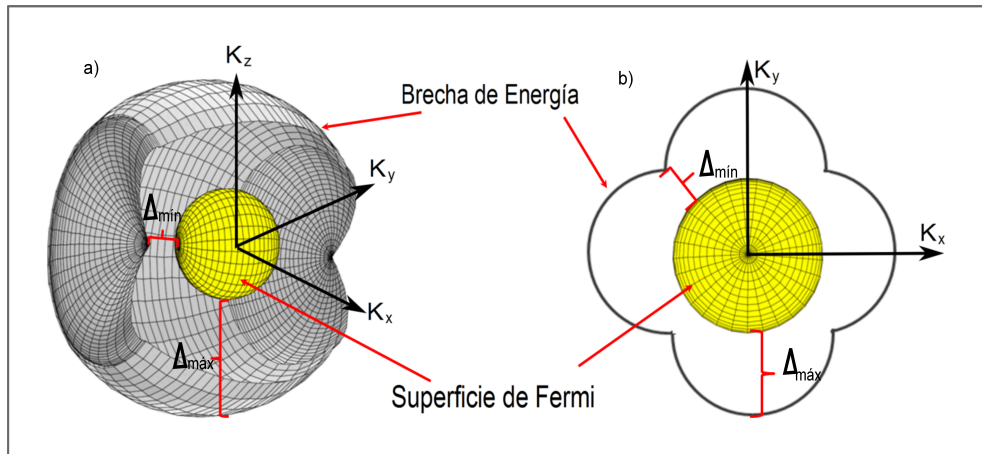


Figura 2.5: Brecha de Energía tipo onda s Anisotrópica sin nodos: a.- Ejemplo Tridimensional; b.- Ejemplo Bidimensional

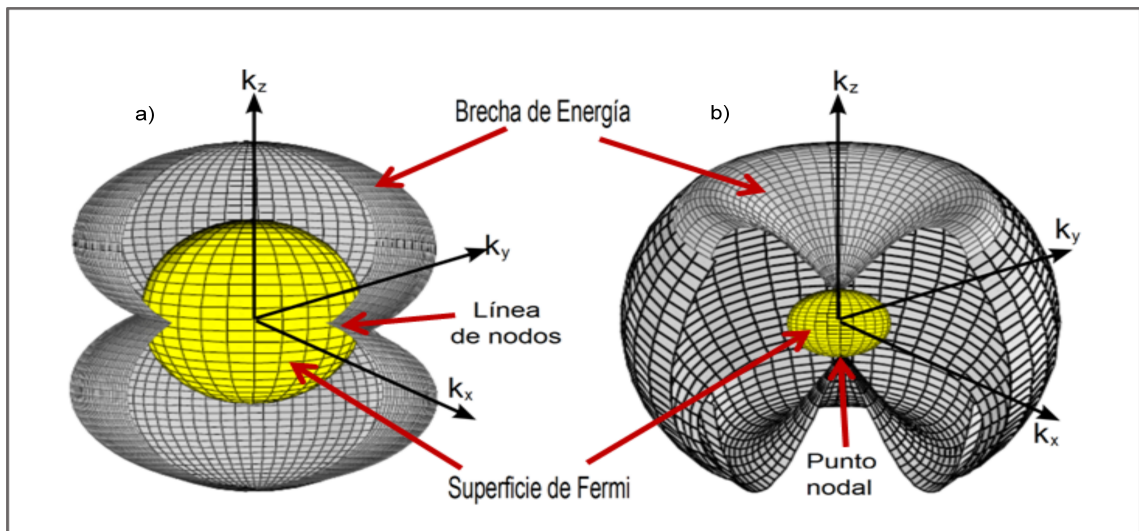


Figura 2.6: Brecha de Energía Anisotrópica: a.- Líneas de nodos; b.- Puntos de nodos

Nuevamente utilizando la ecuación 2.15 y realizando un desarrollo de Taylor obtenemos la longitud de penetración magnética [12]:

$$\lambda(T) = \lambda_L(0) \sqrt{\frac{1}{1 - \ln(4) \frac{k_B T}{\Delta_0}}} \simeq \lambda_L(0) \left(1 + \frac{\ln(4)}{2} \frac{k_B T}{\Delta_0} \right). \quad (2.19)$$

En esta última ecuación se observa cómo de acuerdo al parámetro de orden que presente un superconductor, el comportamiento de la longitud de penetración magnética con la temperatura será diferente. Ésta puede ser una estructura anisotrópica de la brecha (Figura 2.5) o con presencia de nodos en el parámetro de orden (Figura 2.6). En general, el comportamiento de la longitud de penetración magnética con la temperatura depende de cómo es la densidad de estados y la dimensionalidad de Δ en el espacio k , ya sea en $2D$ o en $3D$ (Figura 2.6). Dicho comportamiento está dado por las siguientes relaciones:

$$\lambda_{(T)} \propto \begin{cases} e^{-\frac{\Delta_0}{k_B T}} & \text{Brechas isotrópicas} \\ T^2; T^3 & \text{Brechas anisotrópicas con puntos nodales en 3D} \\ T & \text{Brechas anisotrópicas con líneas de nodos en 3D} \\ & \text{puntos de nodos en 2D} \end{cases} \quad (2.20)$$

Así, al medir la longitud de penetración magnética y obtener su dependencia con la temperatura, obtenemos información acerca de la existencia o no de nodos en el parámetro de orden. Con esta información se descartan todas aquellas simetrías (funciones bases) del grupo espacial al que pertenece el superconductor en estudio que no cumplen con el resultado dado por las medidas de la longitud de penetración magnética. Al final del proceso se tendrá una lista reducida de las posibles simetrías del parámetro de orden, y por tanto de las posibles simetrías del potencial de atracción entre los pares de Cooper.

2.7. Estados de Ligadura o Apareamiento del Par de Cooper

El estado de ligadura o apareamiento nos indica el tipo de espín y momento que tienen los pares de Cooper. La función de onda del par de Cooper se representa como el producto de la función de onda orbital $g(k)$ y la función de onda de espín χ_{ij} ,

$$\Psi_{ij}(k) = g(k)\chi_{ij}. \quad (2.21)$$

Si el momento es par, la función de onda orbital será par, mientras que, si el momento es impar, la función de onda orbital será impar:

$$g_{l(-k)} = (-1)^l g_{l(k)}. \quad (2.22)$$

La función de onda de espín χ_{ij} de un par de electrones se construye a partir de las funciones de onda de espín de una partícula, en la dirección \hat{z} :

$$\alpha = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |\uparrow\rangle \quad \text{y} \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |\downarrow\rangle, \quad (2.23)$$

los cuales son auto estados de los operadores s^2 y s_z ,

$$s_z = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \quad s_z \alpha = \frac{\hbar}{2} \alpha; \quad s_z \beta = -\frac{\hbar}{2} \beta. \quad (2.24)$$

Las formas que puede tomar la función de onda del momento espín son: espín singlete y espín triplete.

2.7.1. Espín Singlete

La función de onda de espín correspondiente a un par de partículas en el estado de espín singlete es antisimétrica, $s = 0$ y $m_s = 0$ ($s = s_1 + s_2$). La auto-función correspondiente esta dada con

$$\alpha_i \beta_j - \beta_j \alpha_i = |\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} = i\sigma_y, \quad (2.25)$$

donde σ_y es una matriz de Pauli. La simetría del parámetro de orden o brecha de energía está directamente dada por la simetría de la función de onda total del par de Cooper. El parámetro de orden superconductor para un estado de espín singlete se escribe como:

$$\Psi_{\text{singlete}} = g_{(k)} i\sigma_y = \sum_{m=-l}^l a_{lm} Y_{lm(k)} i\sigma_y, \quad (2.26)$$

donde a_{lm} es un coeficiente complejo, l toma valores pares y la función orbital se expresa en términos de los armónicos esféricos. Los estados de apareamiento son denominados tipo ondas -s, -d, -g, . . .

2.7.2. Espín Triplete

En el caso de espín triplete $s = 1$ la función de onda de espín es simétrica y existen tres posibles auto-funciones, cada una correspondiente a uno de los tres valores de m_s :

$$m_s = \begin{cases} 1 & \alpha_i \alpha_j = |\uparrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \\ 0 & \alpha_i \beta_j + \alpha_j \beta_i = |\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \\ -1 & \beta_i \beta_j = |\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \end{cases} . \quad (2.27)$$

La función de onda total es una combinación lineal de los tres estados posibles

$$\Psi_{triplete} = g_{1(k)}|\uparrow\uparrow\rangle + g_{2(k)}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) + g_{3(k)}|\downarrow\downarrow\rangle = \begin{pmatrix} g_{1(k)} & g_{2(k)} \\ g_{2(k)} & g_{3(k)} \end{pmatrix}, \quad (2.28)$$

donde $g_i(k)$ ($i = 1, 2, 3$) son las amplitudes de los estados m_s . La ecuación 2.28 se puede reescribir de forma más sencilla y compacta usando las matrices de Pauli

$$\Psi_{triplete} = i[d_{(k)} \cdot \sigma] \sigma_y = \begin{pmatrix} -d_{x(k)} + id_{y(k)} & d_{z(k)} \\ d_{z(k)} & d_{x(k)} + id_{y(k)} \end{pmatrix}. \quad (2.29)$$

Las amplitudes del vector $d(k)$ están relacionadas linealmente a las amplitudes $g(k)$

$$\begin{aligned} g_1 &= -dx + idy, \\ g_2 &= dz, \\ g_3 &= dx + idy. \end{aligned} \quad (2.30)$$

Las componentes del vector $d(k)$ pueden ser expresadas en términos de los armónicos esféricos

$$d_i = \sum_{m=-l}^l b_{lm}^i Y_{lm}(k), \quad (2.31)$$

donde el valor que toma l es impar y el coeficiente b_{lm}^i representa el parámetro de orden en un superconductor con apareamiento de espín triplete.

En materiales con estructura cristalina las funciones $g(k)$ y $d(k)$ vienen dados por,

$$g(k) = \sum_{i=1}^{d_\Gamma} \eta_i \psi_{i(k)}^{\Gamma^g} \quad (2.32)$$

$$d(k) = \sum_{i=1}^{d_\Gamma} \eta_i \psi_{i(k)}^{\Gamma^u}, \quad (2.33)$$

donde $\psi_{i(k)}^{\Gamma^g}$ y $\psi_{i(k)}^{\Gamma^u}$ son las funciones bases de las representaciones irreducibles Γ del grupo puntual G con dimensionalidad d_Γ , los subíndices g y u denotan funciones pares e impares en k respectivamente, y η_i representa coeficientes complejos.

De acuerdo a las ecuaciones 2.32 y 2.33 el parámetro de orden o brecha de energía del estado singlete y triplete puede depender del momento. Esta dependencia implica la posible existencia de nodos en el parámetro de orden.

Ahora la función para la brecha de energía superconductor se puede escribir según el tipo de paridad de espín, ya sea singlete o triplete.

En el caso paridad de espín singlete, la brecha de energía toma la forma

$$\Delta_{k,\alpha\beta}^s = \Delta g(k) (i\sigma_y)_{\alpha\beta}, \quad (2.34)$$

entonces entre la superficie de Fermi y la energía de excitaciones elementales habrá una brecha de energía

$$E_k = \sqrt{\xi_k^2 + \Delta^2 |g(k)|^2}. \quad (2.35)$$

Para el caso de espín triplete la brecha de energía es

$$\Delta_{k,\alpha\beta}^t = \Delta d_{(k)}(i\sigma\sigma_y)_{\alpha\beta}, \quad (2.36)$$

y la energía de la brecha de las excitaciones elementales es

$$E_{k,\pm} = \sqrt{\xi^2 + \Delta^2(|d(k)|^2 \pm |d^*(k) \times d(k)|)}. \quad (2.37)$$

En la ecuación 2.37 se observa como el espectro de excitaciones elementales se divide en dos casos, dependiendo del producto cruzado dentro de la raíz. Si se hace cero entonces tendremos un parámetro de orden unitario. Cuando el producto cruzado no es cero el parámetro de orden superconductor será no unitario.

2.8. Superconductores no Centrosimétricos (NCS)

Un material no centrosimétrico es aquel cuya estructura cristalina no quedan invariante al realizar sobre él una operación de inversión espacial (\hat{I}). En la Figura 2.7 se puede observar una estructura con simetría espacial (a) y una sin simetría de inversión espacial (b). La simetría de inversión espacial es necesaria para que exista una paridad, es decir, que se puedan definir estados de espín singlete o triplete independientes.

Entonces, en los sistemas cristalinos con ausencia de simetría de inversión espacial no existe paridad definida. La función de onda del sistema está dada por una mezcla de estados,

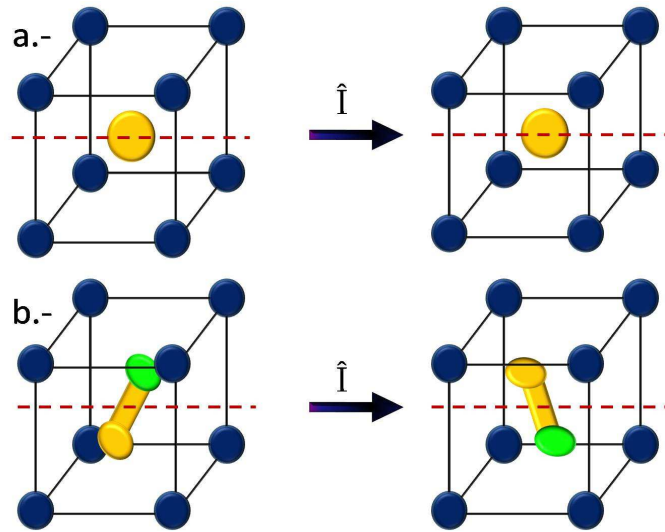


Figura 2.7: Estructuras cristalinas: a.- con simetría de inversión; b.- sin simetría de inversión

$$\Psi = \psi_{\text{singlete}} + \psi_{\text{triplete}}. \quad (2.38)$$

En la Figura 2.8 se muestra la estructura cristalina del $BaPtSi_3$, que cristaliza en la estructura no-centrosimétrica tipo $BaNiSn_3$ con un grupo espacial $I4mm$ con red tetragonal [7]. Tanto en el caso de la Figura 2.8 como en la Figura 2.7.b se aprecia que al realizar una operación de inversión espacial la estructura varía. La ausencia de inversión introduce un acoplamiento espín-órbita antisimétrico análogo al acoplamiento espín-órbita tipo Rashba-Dresselhaus [5, 6, 4]. La falta de centrosimetría es debida a un desplazamiento de los átomos de la red cristalina, lo cual hace que se origine un campo eléctrico intrínseco E debido al desequilibrio de la cargas.

Colocados en el sistema de referencia de un electrón que se mueve a través de ese campo eléctrico se observa un campo magnético efectivo B ,

$$B = -\frac{1}{c^2}v \times E. \quad (2.39)$$

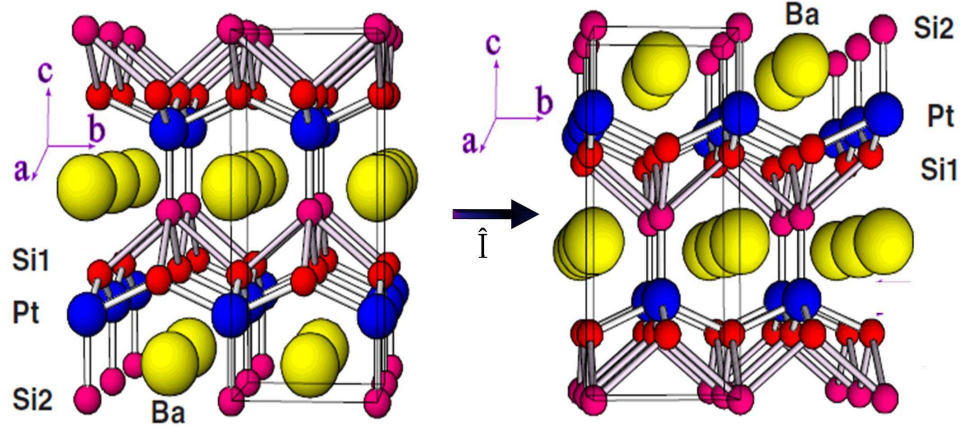


Figura 2.8: Estructura cristalina del $BaPtSi_3$

Utilizando el momento magnético del electrón (M_s) y la energía (W) debida al campo magnético,

$$M_s = \frac{q}{m_e} s, \quad W = -M_s \cdot B, \quad (2.40)$$

se obtiene una expresión para el acoplamiento espín-órbita antisimétrico

$$H = \alpha(E_z \times k) \cdot s, \quad (2.41)$$

con $\alpha = -q\hbar/c^2 m^2$.

Modelo de Frigeri

Frigeri y colaboradores [15, 16] propusieron un modelo para los superconductores en el cual la ausencia de simetría de inversión espacial se introduce en el Hamiltoniano a través de un término perturbativo H_p que remueve la simetría espacial $\hat{I}H_p\hat{I}^{-1} = -H_p$ pero conserva la simetría de inversión temporal $\hat{T}H_p\hat{T}^{-1} = H_p$

$$H_p = \alpha \sum_{k,s,s'} g_k \cdot \sigma_{ss'} c_{ks}^\dagger c_{ks'}. \quad (2.42)$$

Aquí $\alpha(> 0)$ es la intensidad de acoplamiento. Dado que las matrices de Pauli σ_{ss} tienen simetría de inversión espacial $\hat{I}\sigma\hat{I}^{-1} = \sigma$ pero no de inversión temporal $\hat{T}\sigma\hat{T}^{-1} = -\sigma$, g_k no es simétrico ($g_{-k} = -g_k$). Este vector g_k depende de la estructura cristalina del superconductor.

Debido a la pérdida de simetría de inversión espacial se rompe la degeneración de espín y se generan dos bandas de energía una para cada dirección del espín ϵ_+ y ϵ_- , como se muestra en la Figura 2.9.

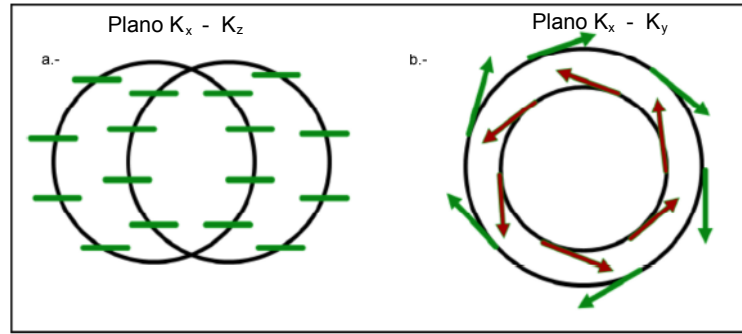


Figura 2.9: Superficie de Fermi: a.- la degeneración del espín se mantiene en el eje \hat{z} b.- dos bandas con orientación de espín distintas [15]

En el caso del $CePt_3Si$ con un vector $g_k = \sqrt{\frac{3}{2}}(-k_y, k_x, 0)$ las energías asociadas a esas bandas son

$$\epsilon_{\pm} = \xi_k \pm \alpha \sqrt{k_x^2 + k_y^2}, \quad (2.43)$$

con unas brechas de energías

$$|\Delta_+| = |\Psi + \alpha|g_k||, \quad |\Delta_-| = |\Psi - \alpha|g_k||. \quad (2.44)$$

Considerando al vector g_k normalizado de forma que $\langle g_k \rangle_{S.F} = 1$, la simetría de $|\Delta - |$ queda determinada por la relación entre las magnitudes de Ψ y α . Si $\Psi < \alpha$ se tendrán dos líneas de nodos, para $\Psi = \alpha$ existirá solo una línea de nodos, en tanto que si $\Psi > \alpha$ la brecha de energía será anisotrópica sin nodos. Mientras que para $\Delta+$ es anisotrópica sin nodos en la superficie de Fermi [12].

Parámetro de orden impuesto por simetría del grupo puntual

En los modelos de Sergienko [17] y Samokhin [18] se propone un parámetro de orden superconductor con paridad impar $\Delta(-k) = -\Delta(k)$, el cual se transforma de acuerdo a las representaciones irreducibles del grupo puntual. El parámetro de orden en este modelo está dado por

$$\Delta(k) = \chi(k)t(k), \quad (2.45)$$

donde $t(k)$ es un factor de fase con paridad impar $t(-k) = -t(k)$ y $\chi(k)$ es una función par $\chi(-k) = \chi(k)$ que puede ser expresada en términos de las funciones base de las representaciones irreducibles χ_i del grupo puntual

$$\chi(k) = \sum_i \eta_i \chi_i(k), \quad (2.46)$$

las η_i pueden ser identificadas como las componentes del parámetro de orden superconductor.

Mezcla de Paridad

En los superconductores que no poseen simetría de inversión espacial no se puede hablar de una paridad definida. Los modelos de mezcla de paridad [19, 21, 23] estudiados

en este trabajo consisten en un estado con una componente de espín singlete junto con una componente de espín triplete. En ellos se considera la interacción antiferromagnética del material y serán explicados por separado a continuación.

Modelo de Fujimoto

En este modelo, Fujimoto [23] considera una mezcla de estados de ondas $s + p$ para el fermión pesado $CePt_3Si$. Fujimoto estima que la repulsión de Coulomb es considerablemente grande en los sistemas de fermiones pesados por lo que la componente predominante es la onda $-p$. En este modelo el hamiltoniano viene dado por:

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{k,\sigma} \epsilon_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \alpha \sum_{k\sigma\sigma'} (k \times n) \cdot \sigma_{\sigma\sigma'} \\
 & + \sum_{k\sigma\sigma'} [\Delta^{(p)}(k \times n) \cdot (\sigma_i \sigma_y)_{\sigma\sigma'} c_{k\sigma} c_{-k\sigma'}] \\
 & + \sum_{k\sigma\sigma'} [m_Q \cdot \sigma_{\sigma\sigma'} c_{k+Q\sigma}^\dagger c_{k\sigma'}],
 \end{aligned} \tag{2.47}$$

donde $\Delta^{(p)}$ es la amplitud de la brecha de energía superconductor, m_Q es el momento magnético y Q es el vector de onda del orden antiferromagnético. En $CePt_3Si$ $Q = (0, 0, -\pi)$ y el momento magnético está a lo largo del eje \hat{x} , es decir, $m_Q = (|m_Q|, 0, 0)$.

Cuando la magnitud de $|m_Q|$ es más grande que la brecha de energía la densidad de estados $D(\varepsilon) \propto \varepsilon$ para $\varepsilon \ll \Delta$, indicando una estructura de línea de nodos en la superficie de Fermi; por el contrario, cuando $\varepsilon \sim \Delta$ la densidad de estados se comporta de forma exponencial como en el caso de los estados con brechas isotrópicas. En la Figura 2.10 se observa como es el comportamiento de la densidad de estados en función de la energía de excitaciones elementales para el modelo de Fujimoto. La Figura 2.10.a es un ejemplo de un superconductor en presencia del orden antiferromagnético, mientras que en la Figura 2.10.b se muestra el caso similar para un superconductor sin centro de inversión. En este último se observa como al aumentar el momento magnético m_Q la presencia de nodos en la superficie de Fermi se hace evidente.

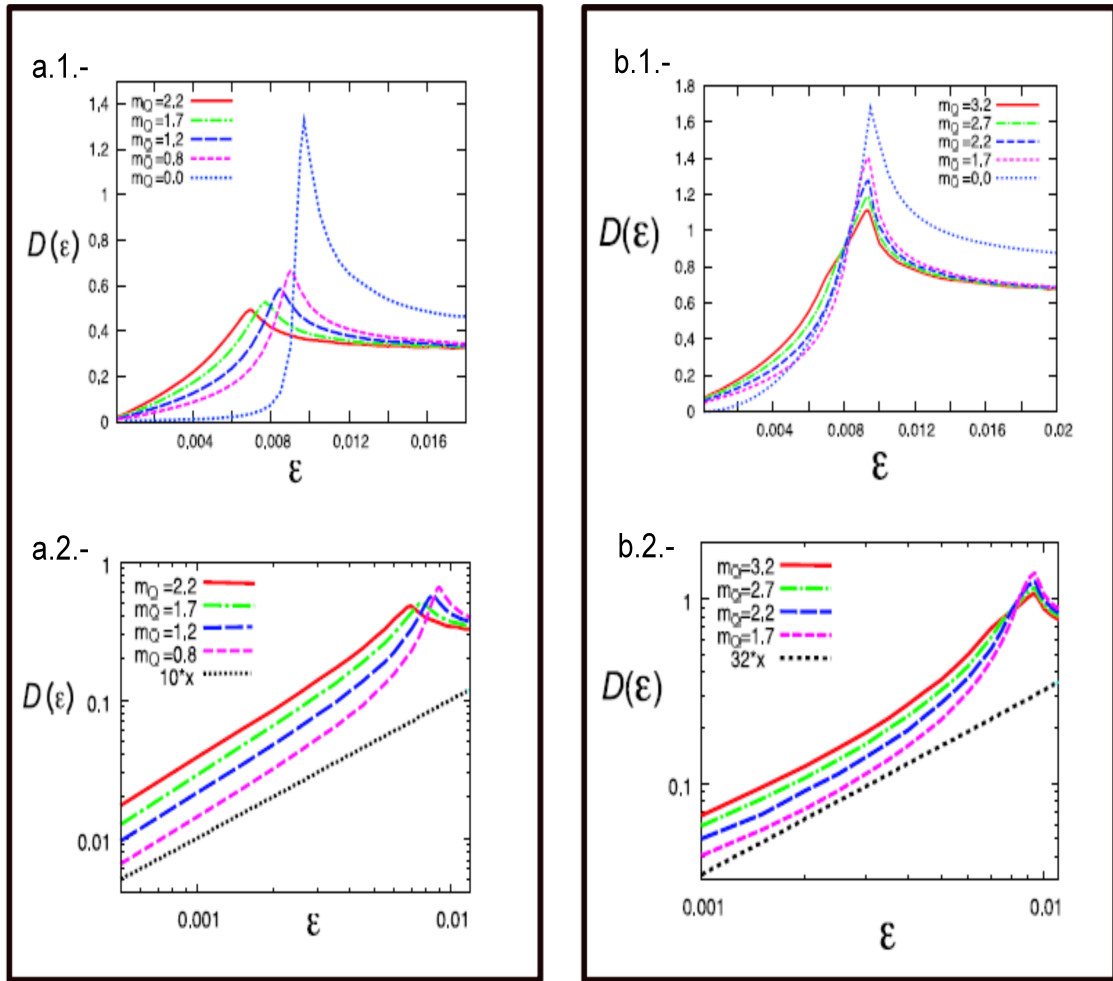


Figura 2.10: Densidad de estados en función de las energía de excitación [23]. a.- Superconductor tipo onda $-s$. b.- Superconductor tipo onda $-p$.

Los resultados obtenidos indican que no existen nodos en la superficie de Fermi cuando el momento magnético se orienta en la dirección \hat{z} . Es decir, que para los materiales sin simetría de inversión que se encuentran en un orden antiferromagnético en estado superconductor, la aparición o no de los nodos en la superficie de Fermi depende directamente de la orientación del momento magnético.

Fujimoto demuestra con su modelo que el orden antiferromagnético afecta en gran medida la estructura electrónica en las cercanías magnética de la Zona de Brillouin en $k_z = \pm\pi/2$ y que eventualmente, destruye la forma de la brecha de excitación en el

estado superconductor generando líneas de nodos en la superficie de Fermi.

Modelo de Yanase

El modelo de Yanase [21] muestra una combinación de paridades de ondas $s + p$ con un hamiltoniano basado en el modelo de Hubbard incluyendo el orden antiferromagnético y el acoplamiento espín-órbita antisimétrico

$$\begin{aligned}
 H = & \sum_{k,\sigma} \epsilon_k c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma} + \alpha \sum_{k\sigma\sigma'} g(k) \cdot \sigma_{\sigma\sigma'} c_{k\sigma}^\dagger c_{k\sigma'} \\
 & - \sum_{k\sigma\sigma'} m_Q \cdot \sigma_{\sigma\sigma'} c_{k+Q,\sigma}^\dagger c_{k\sigma'} + U \sum_i n_i \uparrow n_i \downarrow,
 \end{aligned} \tag{2.48}$$

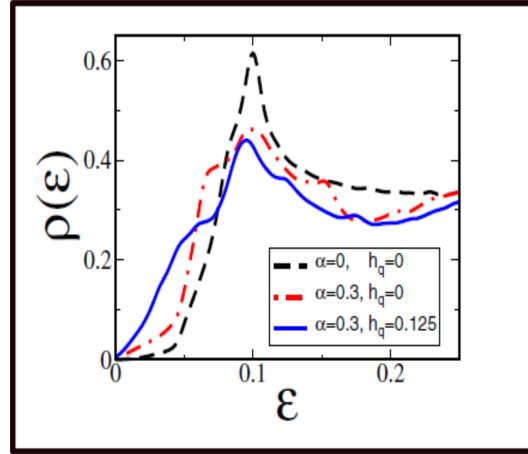


Figura 2.11: Densidad de estados en función de las energía de excitación [21] ($h_Q = m_Q$)

En la Figura 2.11 se observa el comportamiento de la densidad de estados con la energía de excitaciones para el estado tipo onda $-p$. Cuando el término de acoplamiento espín-órbita antisimétrico y antiferromagnético, no son incluidos, la densidad de estados $D(\epsilon) \sim \epsilon^2$ (línea punteada de color negro). Al introducir el término de acoplamiento espín-órbita ($\alpha = 0, 3$) se observa línea de nodos $D(\epsilon) \propto \epsilon$. Yanase lo atribuye a la

estructura del vector $g(k)$. Cuando se incluye el orden antiferromagnético se observa una línea de nodos más marcada. Esto se puede explicar de dos formas:

- I.- Debido al efecto antes descrito en el modelo de Fujimoto [23].
- II.- Por la modificación en el parámetro de orden.

La primera forma no aplica para el caso $m_Q \ll \Delta$. Es por ello que Yanase propone un parámetro de anisotropía β que afecta al vector $d(k)$

$$d(k) = (-\sin \hat{k}_y, \beta \sin \hat{k}_x, 0). \quad (2.49)$$

Si $d(k)$ disminuye, m_Q crece.

Capítulo 3

Metodología Experimental

Mediante un circuito oscilante alimentado por un diodo túnel con un rango de frecuencia entre 10–20 MHz y a temperaturas tan bajas como 40 mK, se midió la longitud de penetración magnética de un monocristal del superconductor no-centrosimétrico $BaPtSi_3$.

3.1. Muestra

El monocristal de $BaPtSi_3$ fue suministrado por Ernst Bauer del Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology en Austria. El cristal fue preparado mediante fusión de arco en un crisol de cobre refrigerado, dentro de un tubo al vacío. Para aumentar su estado de cristalinidad fue sellado en un tubo de cuarzo y recocido a 1173 K durante 100 horas, para luego ser enfriado con agua.

En el laboratorio el $BaPtSi_3$ fue cortado y sometido a tratamientos mecánicos de pulitura para obtener una muestra con medidas de $289 \times 321 \times 469 \mu m^3$.

3.2. Bases Teóricas de las Medidas de la Longitud de Penetración Magnética

Las medidas de longitud de penetración magnética se basan en las variaciones en la inductancia de una bobina que pertenece a un circuito oscilador de diodo túnel, y en cuyo interior se coloca la muestra. Estas variaciones se deben a cambios en la susceptibilidad magnética de la muestra, que se originan por las variaciones en la longitud de penetración magnética con la temperatura.

En la siguiente subsección se obtendrá la relación entre la susceptibilidad magnética de la muestra y la frecuencia del circuito oscilador de diodo túnel.

3.2.1. Relación entre la Susceptibilidad Magnética y la Frecuencia de Oscilación

La relación entre la susceptibilidad y la frecuencia se obtiene por medio de las energías de los campos magnéticos involucrados. La energía magnética acumulada por una bobina de inductancia L , por la que circula una corriente dada I , viene expresada según:

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

La diferencia de energía ΔW cuando hay y no hay muestra dentro de la bobina

$$\Delta W = \frac{1}{2}I^2\Delta L, \quad (3.2)$$

donde $\Delta L = L_{sm} - L_{cm}$, L_{cm} es la inductancia de la bobina con muestra mientras que L_{sm} es sin muestra. Por otro lado, la energía del campo magnético contenida en el volumen de la bobina V_b es:

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

en tanto que la energía magnética dentro de la bobina con una muestra de volumen V_m viene dada por:

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

La resta de las energías en 3.4 y 3.3 coincide con la variación de energía que experimenta la bobina al introducir la muestra

$$I^2 \Delta L = \int_{V_m} \left(\frac{B^2}{\mu_0} - H B \right) dV. \quad (3.5)$$

Recordando que la magnetización de un material viene dada por

$$M = \frac{B}{\mu_0} - H, \quad (3.6)$$

al multiplicar ambos lados por la inducción de flujo magnético B e integrar por el volumen que ocupa la muestra V_m tenemos:

$$V_m M B = \int_{V_m} \left(\frac{B^2}{\mu_0} - H B \right) dV. \quad (3.7)$$

Por ende,

$$I^2 \Delta L = V_m M B. \quad (3.8)$$

Al utilizar la magnetización $M = \chi_m H$ y sustituirla en la ecuación 3.2.1, obtenemos la relación entre la variación de la inductancia y la susceptibilidad,

$$I^2 \Delta L = V_m \chi_m H B. \quad (3.9)$$

Utilizando las ecuaciones (3.2) y (3.4) y $\mu_0 \vec{H} = \vec{B}$ se obtiene una expresión más adecuada,

$$\frac{\Delta L}{L_0} = \chi_m \frac{V_m}{V_B}. \quad (3.10)$$

Ahora, si utilizamos la relación entre la variación de la inductancia de la bobina y la variación de la frecuencia de oscilación [12]

$$\frac{L_m - L_0}{L_0} = -\frac{1}{2} \frac{f_m - f_0}{f_m}, \quad (3.11)$$

donde f_m es la frecuencia de oscilación con muestra y f_0 es la frecuencia sin muestra; la relación entre la frecuencia de oscilación del sistema y la susceptibilidad magnética de la muestra es:

$$\frac{1}{2} \frac{f_m - f_0}{f_m} = -\chi_m \frac{V_m}{V_b}. \quad (3.12)$$

Para una lámina colocada en un campo magnético paralelo a su plano [12]:

$$M \simeq -\frac{H_0}{1-D} \left[1 - \frac{\lambda}{R} \tanh \left(\frac{R}{\lambda} \right) \right], \quad (3.13)$$

aquí R es la dimensión efectiva de la muestra. Para $R \gg \lambda$ la susceptibilidad χ será

$$\chi \simeq \frac{1}{D-1} \left(1 - \frac{\lambda}{R} \right). \quad (3.14)$$

Las muestras utilizadas para las mediciones de la longitud de penetración magnética tienen formas aproximadas a láminas, por lo que la expresión (3.14) es usada para

relacionar la susceptibilidad con la longitud de penetración magnética en la práctica.

Para hallar la relación entre la variación de la frecuencia y la longitud de penetración magnética se sustituye la ecuación 3.12 en 3.14,

$$\Delta\lambda(T) \simeq \frac{2V_b(1-D)}{V_m f_{sm}} R \delta f(t), \quad (3.15)$$

donde $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(T_{min})$ y $\delta f = \Delta f(T) - \Delta f(T_{min})$.

La expresión final entre la frecuencia y la longitud de penetración magnética es entonces:

$$\Delta f(T) \simeq G \Delta\lambda, \quad (3.16)$$

donde el factor G es una constante de proporcionalidad que depende de factores geométricos de la muestra y la bobina y está dada por:

$$G = \frac{f_{sm} V_m}{2R V_b (1-D)}. \quad (3.17)$$

3.3. Montaje Experimental para Medir la Longitud de Penetración Magnética

Las medidas de longitud de penetración magnética se realizaron en el rango de $2,42 - 0,04 K$ en un refrigerador de dilución fabricado por la compañía SHE. Un esquema del montaje experimental se muestra en la Figura 3.1. A continuación revisaremos por separado las diferentes partes del experimento: celda a temperaturas bajas, circuito de alimentación, electrónica a temperatura ambiente, obtención y procesamiento de los

datos. Los detalles de todo el montaje experimental y la construcción de equipos electrónicos se encuentran en la Tesis Doctoral de Werner Brämer [12].

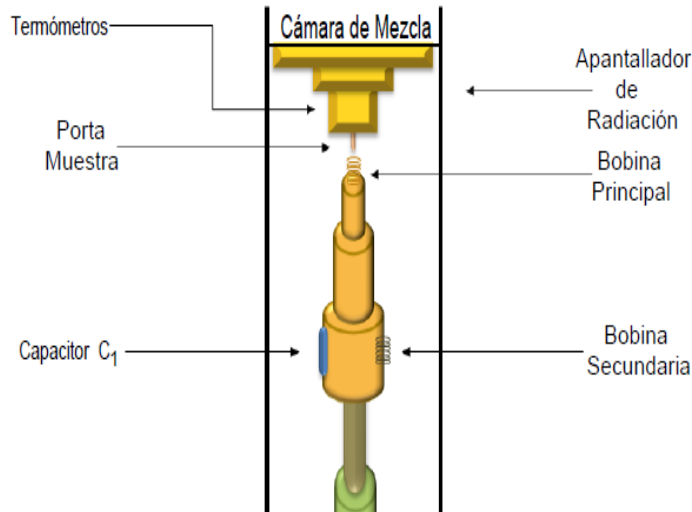


Figura 3.1: Celda Experimental a Bajas Temperaturas

3.3.1. Celda Experimental

La celda experimental consiste de dos partes fundamentales. La primera esta constituida por el portamuestra que contiene los termómetros, el calentador y un cristal de zafiro donde se coloca la muestra. En la Figura 3.2 se observa una fotografía del portamuestra. La punta de zafiro tiene un diámetro aproximado de 0,8 mm. El zafiro es utilizado debido a que es el mejor conductor a bajas temperaturas, que no reacciona a los campos involucrados en el experimento. Uno de los dos termómetros es un Cernox, modelo CX-1020-AA-0.3D, calibrado para el rango de 295 - 0,3 K. El otro termómetro es un RuO_2 calibrado por Leiden Cryogenics para el rango de temperatura de 2,5 - 0,01 K. El calentador de 110 Ω fue construido en el laboratorio a partir de alambre resistivo de manganina.

La siguiente parte de la celda experimental es el circuito oscilante que está constituido por las bobinas L_1 y L_2 y el capacitor C_1 y cuyo esquema se muestran en la

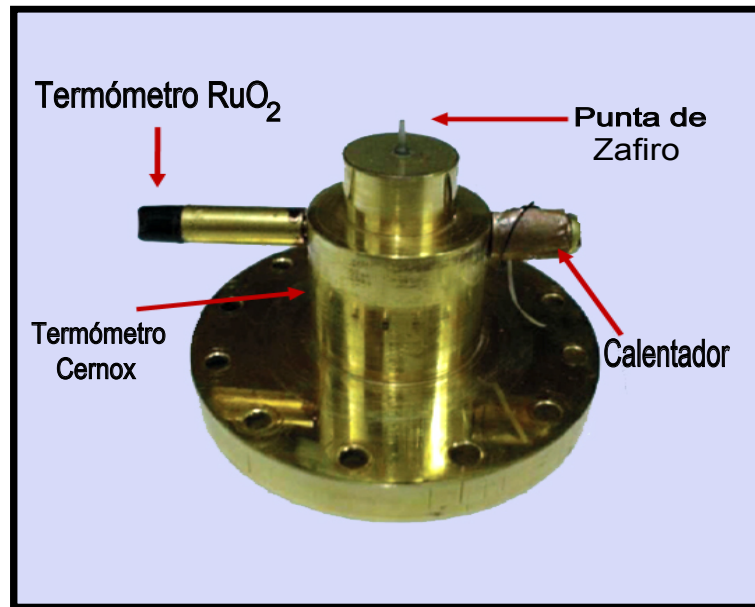


Figura 3.2: Porta Muestras

Figura 3.3. El circuito oscilante se encuentra dispuesto en la parte inferior del montaje experimental (ver Figura 3.1). Las bobinas L_1 y L_2 fueron construidas en el laboratorio con alambre de cobre de alta pureza (99,999 %) sin esmalte, con un diámetro de 0,051 mm. La bobina principal L_1 , en cuyo interior se coloca la muestra, tiene un diámetro de 1,5 mm, una altura de 4 mm y una inductancia de $0,86 \mu H$. La bobina secundaria tiene el mismo diámetro de la principal, una altura de 1,5 mm y una inductancia de $0,22 \mu H$. El capacitor C_1 es de teflón y tiene un valor de $100 pF$. El circuito oscilante va fijado mecánicamente, pero térmicamente aislado, al apantallador de radiación del refrigerador de dilución. Este circuito debe mantenerse a una temperatura fija (en nuestro caso 4 K) debido a que las variaciones de temperatura en el circuito generan cambios en la frecuencia de oscilación.

3.3.2. Circuito de Alimentación

El circuito de alimentación está formado por todos los otros componentes diferentes a L_1 , L_2 y C_1 del circuito de la Figura 3.3 y va termalizado dentro del refrigerador de dilución a una temperatura de 4 K. Los valores de los componentes son: $R_1 = 300 \Omega$, $R_2 = 300 \Omega$, $R_3 = 1200 \Omega$, $C_1 = 100 pF$, $C_2 = 10 nF$ y $C_3 = 20 pF$. Un diodo

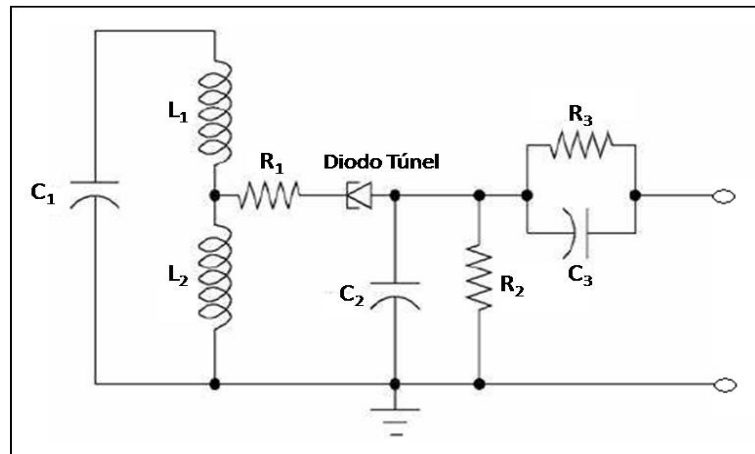


Figura 3.3: Circuito Oscilante

túnel *BD3* opera para cancelar las pérdidas disipativas en el circuito y de esta manera mantener la oscilación.

3.3.3. Equipo Electrónico a Temperatura Ambiente

La electrónica a temperatura ambiente, mostrada en la fotografía de la Figura 3.5, consiste en: una fuente de voltaje DC de alta estabilidad (construida en el laboratorio) que alimenta el circuito de la Figura 3.3, un acoplador (construido en el laboratorio) que permite el paso de la corriente DC al circuito de alimentación (sin perturbar el sistema de detección) y de la señal AC del experimento al sistema de detección (sin perturbar la fuente de voltaje DC), un amplificador de radiofrecuencia HP, modelo 461A, una serie de filtros y amplificadores de radiofrecuencia (construidos en el laboratorio), un diodo mezclador (construido en el laboratorio), un sintetizador digital de funciones de Stanford Research Systems, modelo DS345, un pre-amplificador/filtro de audiofrecuencia de EGG Instruments, modelo 5113 y un contador de frecuencias Agilent, modelo 5313A, equipado con un oscilador de cuarzo de muy alta estabilidad. Los amplificadores, filtros, el mezclador, el sintetizador de funciones y el contador son los componentes de un sistema heterodino de detección que convierte la señal de radiofrecuencia de poca resolución en una señal de audiofrecuencia de más alta resolución.

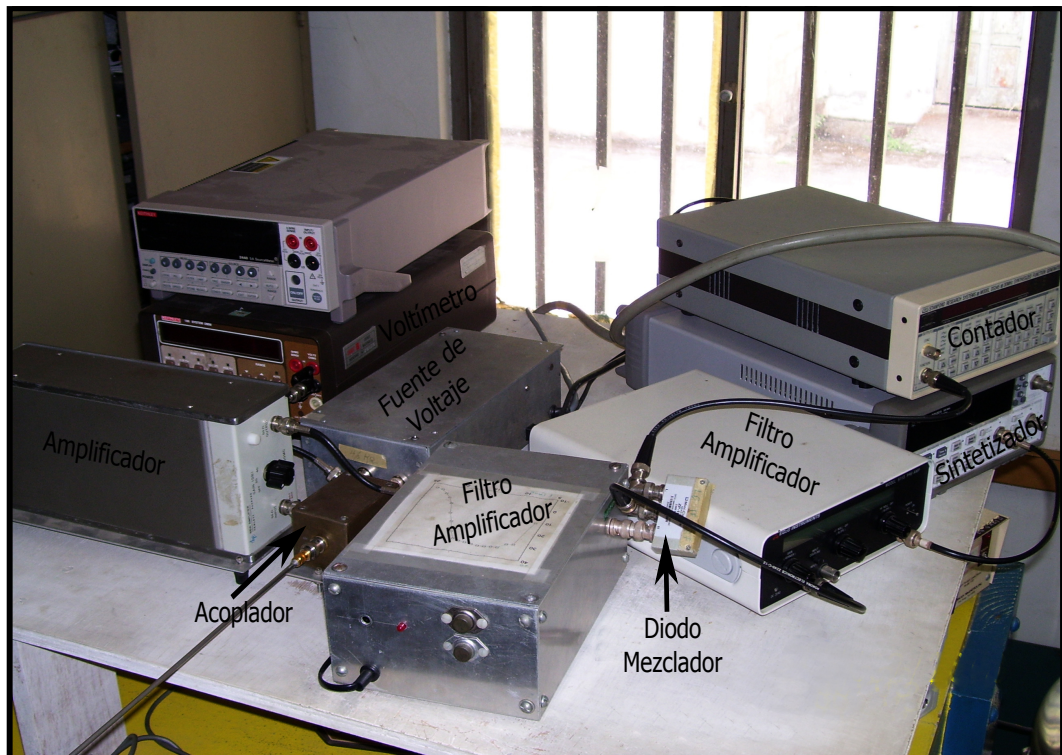


Figura 3.4: Equipos a Temperatura Ambiente

3.3.4. Recolección de Datos

Los datos experimentales provienen de la frecuencia medida por el contador Agilent y la resistencia de los termómetros Cernox y/o RuO_2 medida por un puente de resistencia Picowatt RV-Electröniikka, modelo AVS 47, especialmente diseñado para el rango de temperaturas menores de 1 K. El contador Agilent y el puente de resistencia Picowatt son controlados por una interfaz GPIB. El programa de recolección de datos convierte directamente los valores de resistencia en valores de temperatura utilizando una curva de calibración diseñada en el programa de lenguaje gráfico LabVIEW.

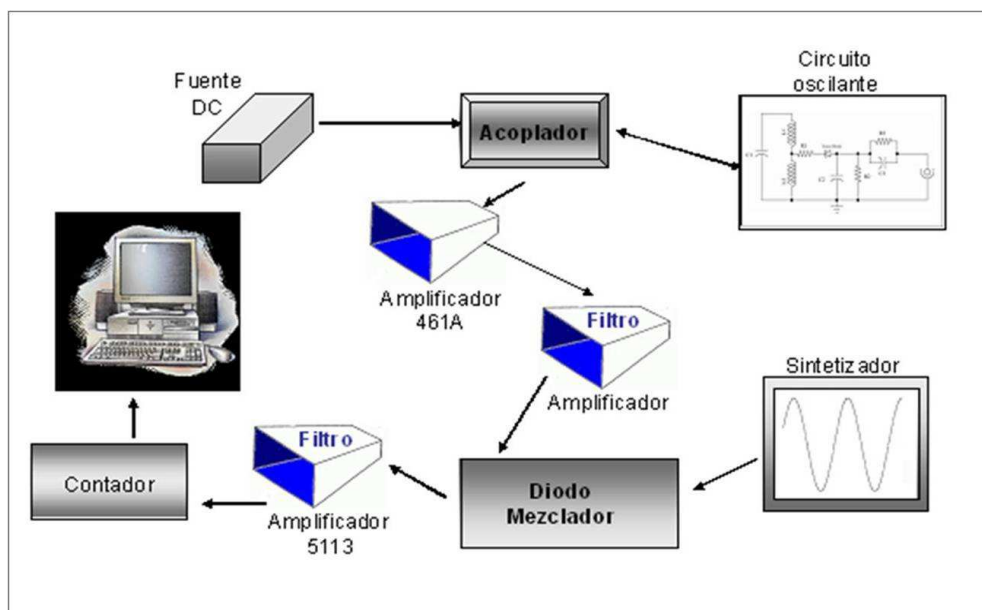


Figura 3.5: Esquema del Sistema de Obtención de Datos

Capítulo 4

Resultados y Análisis

En la Figura 4.1 se muestra $\Delta\lambda(T)/\Delta\lambda_0$ para el $BaPtSi_3$. Aquí $\Delta\lambda(T) = \lambda(T) - \lambda(T_{min})$, donde T_{min} es la temperatura más baja alcanzada en el experimento y $\Delta\lambda_0$ es el cambio total de la longitud de penetración magnética entre T_c y T_{min} . Se observa la transición superconductor a 2,4 K, igual a la temperatura crítica reportada en medidas de calor específico [7].

En la Figura 4.2 se observa el comportamiento de la longitud de penetración magnética en el $BaPtSi_3$ a muy bajas temperaturas en color verde. En la misma figura se muestran los comportamientos a bajas temperaturas de dos modelos teóricos de longitud de penetración magnética, en azul un superconductor tipo BCS con un comportamiento exponencial y en rojo un superconductor con nodos que sigue una ley de potencia. Claramente en $BaPtSi_3$ la longitud de penetración sigue un comportamiento exponencial tipo BCS.

Del ajuste realizado a las medidas de longitud de penetración, se obtuvo un valor de $\Delta_0 = 1,78k_B T_c$, el cual es bastante cercano al valor característico en el límite de acoplamiento débil para superconductores tipo BCS $\Delta_0 = 1,76k_B T_c$. Lo que quiere decir que el $BaPtSi_3$ es un superconductor en el régimen de acoplamiento débil.

Para determinar la densidad de superfluido $\rho(T)$ en el $BaPtSi_3$ se utilizó la ecuación 2.15,

$$\rho(T) = \left(\frac{\lambda(0)}{\lambda(T)} \right)^2, \quad (4.1)$$

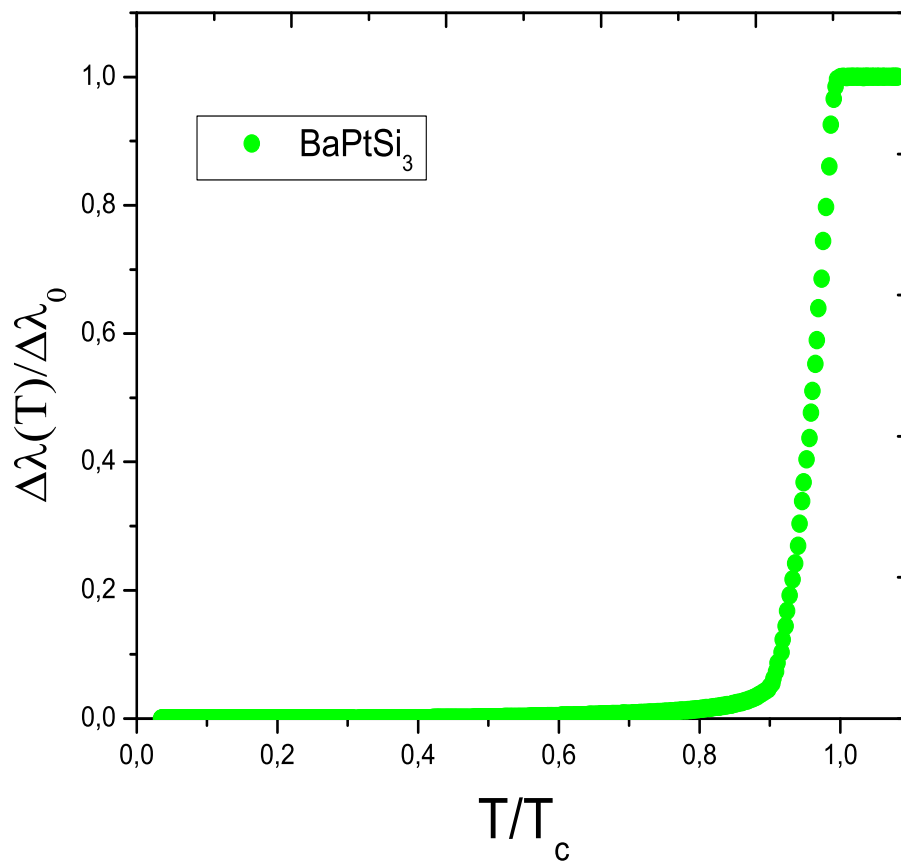


Figura 4.1: Medidas de Longitud de Penetración Magnética en el BaPtSi_3

donde $\lambda(0)$ es la longitud de penetración magnética a $T = 0$, que para el caso del BaPtSi_3 es $\lambda(0) = 1738 \text{ \AA}$ [7]. Para hallar los valores de $\lambda(T)$ se utilizó la relación $\Delta f = G\Delta\lambda$.

En la Figura 4.3 se muestra el comportamiento de la densidad de superfluido con respecto a la temperatura. En la misma figura para comparación se observa el comportamiento de la densidad de superfluido para el modelo teórico de superconductor tipo BCS en el régimen de acoplamiento débil y en el límite local de la electrodinámica.

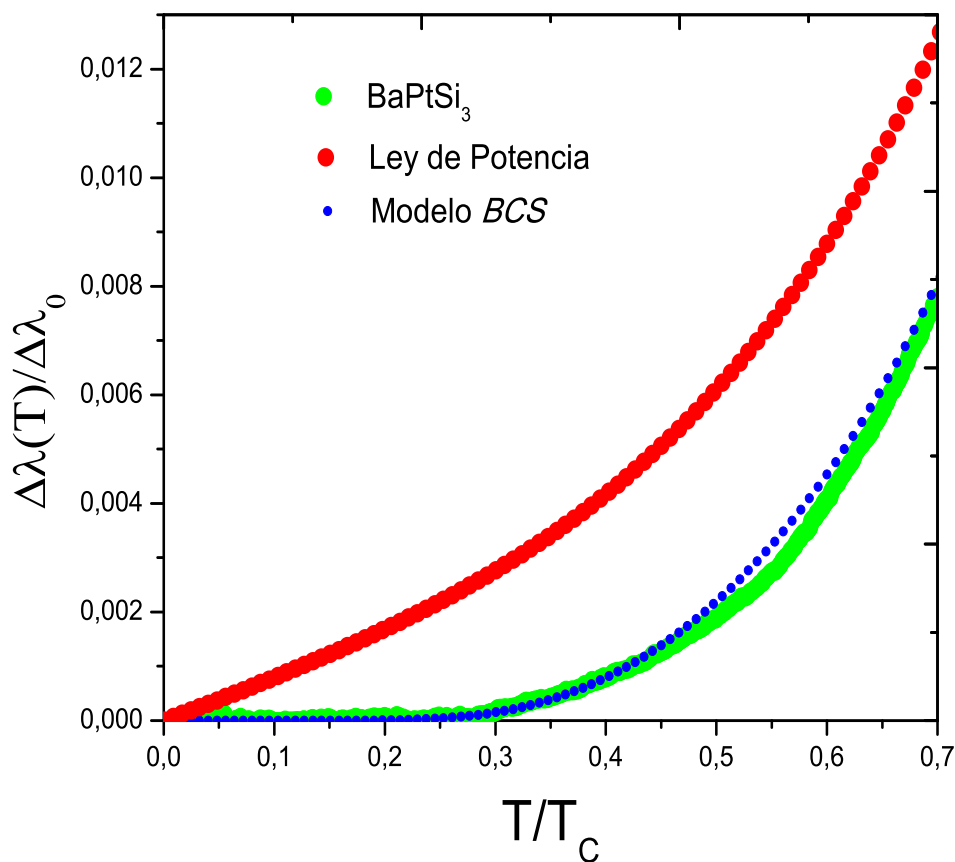


Figura 4.2: Medidas de Longitud de Penetración Magnética a muy bajas temperaturas en el $BaPtSi_3$ (verde), Modelo BCS(azul), modelo con nodos(rojo).

4.1. Modelos Teóricos de no Centrosimetría para el Superconductor $BaPtSi_3$

$BaPtSi_3$ no presenta evidencia de fases magnéticas; como se deduce de los resultados experimentales de este trabajo, está en el límite de acoplamiento débil, con una brecha de energía superconductor isotrópica alrededor de la superficie de Fermi.

Analizaremos ahora los resultados encontrados en este trabajo en términos de los

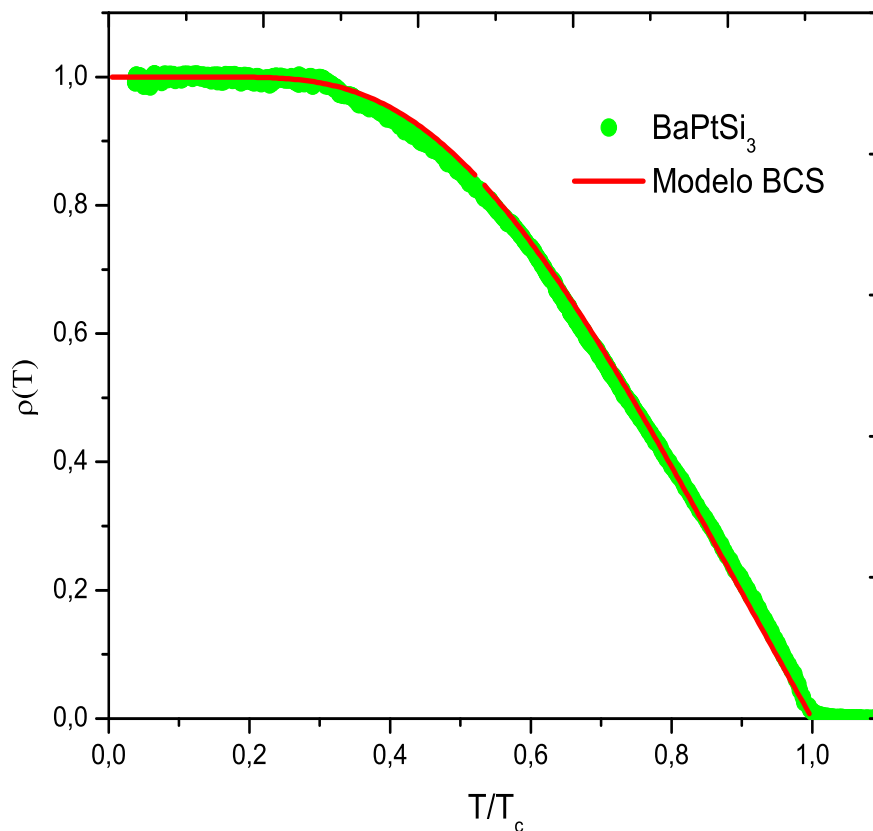


Figura 4.3: Densidad de Superfluido en el $BaPtSi_3$

modelos presentados en la Sección 2.8.

Parámetro de orden impuesto por simetría del grupo puntual

En este modelo el parámetro de orden se transforma de acuerdo a las representaciones irreducibles del grupo puntual según la ecuación 2.45 ($\Delta(k) = t(k) \sum_i \eta_i \chi_i(k)$). En el caso del $BaPtSi_3$ con una red cristalina tetragonal, las representaciones irreducibles están dadas en la siguiente tabla:

| Representaciones Irreducibles $\chi_i(k)$ | Función Base |
|---|--|
| χ_1^+ | $\psi(\chi_1^+; k) = 1, k_x^2 + k_y^2, k_z^2$ |
| χ_2^+ | $\psi(\chi_2^+; k) = k_x k_y (k_x^2 - k_y^2)$ |
| χ_3^+ | $\psi(\chi_3^+; k) = k_x^2 - k_y^2$ |
| χ_4^+ | $\psi(\chi_4^+; k) = k_x k_y$ |
| χ_5^+ | $\psi(\chi_5^+, 1; k) = k_x k_z$ $\psi(\chi_5^+, 2; k) = k_y k_z$ |
| χ_1^- | $d(\chi_1^-; k) = \hat{x}k_x + \hat{y}k_y, \hat{z}k_z$ |
| χ_2^- | $d(\chi_2^-; k) = \hat{x}k_y - \hat{y}k_x$ |
| χ_3^- | $d(\chi_3^-; k) = \hat{x}k_x - \hat{y}k_y$ |
| χ_4^- | $d(\chi_4^-; k) = \hat{x}k_y + \hat{y}k_x,$ |
| χ_5^- | $d(\chi_5^-, 1; k) = \hat{x}k_z, \hat{z}k_x$ $d(\chi_5^-, 2; k) = \hat{y}k_z, \hat{z}k_y$ |

El comportamiento exponencial de la longitud de penetración magnética con la temperatura nos indica una brecha de energía isotrópica. Para este caso la representación del grupo puntual que se ajusta mejor a este modelo es la χ_1^+ , la cual tiene como función base $\psi(\chi_1^+; k) = 1, k_x^2 + k_y^2, k_z^2$. Así Δ tendrá una forma isotrópica lo que está de acuerdo con los resultados experimentales.

Modelo de Sigrist

Para el modelo de Sigrist la brecha de energía es una mezcla de estados de espín singlete con estados de espín triplete con la forma de la ecuación 2.49,

$$\Delta_{\pm} = \Delta_1 \pm \Delta_2 \sin \theta. \quad (4.2)$$

Los resultados de longitud de penetración y densidad de superfluido para el $BaPtSi_3$ indican que la componente dependiente del vector k ($\Delta_2 \sin \theta$) no contribuye a la brecha de energía y que ésta es isotrópica e igual en ambas bandas.

Modelos con consideraciones magnéticas

Los modelos de Fujimoto [23] y Yanase [21] son modelos de mezcla de paridad donde existe la interacción del orden antiferromagnético y el estado superconductor.

En el $BaPtSi_3$ el orden antiferromagnético no se hace presente, entonces el momento magnético es $m_Q = 0$. Los resultados a bajas temperaturas de la longitud de penetración magnética demuestran que para el $BaPtSi_3$, la densidad de estados se comportará de forma exponencial con la energía de excitaciones elementales, lo que resulta en un superconductor con brecha de energía isotrópica tipo *BCS*.

Los resultados en el $BaPtSi_3$ se pueden explicar con el modelo de Fujimoto usando la Figura 2.11.a. La línea punteada de color azul es el comportamiento exponencial de la densidad de estados respecto a la energía de excitaciones en ausencia de orden antiferromagnético. Esto quiere decir que la brecha de energía es isotrópica y la componente de espín dominante es la singlete.

En el modelo de Yanase la línea negra punteada de la Figura 2.11 representa la densidad de estados, para el caso de paridad de una brecha isotrópica en presencia de centrosimetría. El $BaPtSi_3$ es un superconductor no centrosimétrico por lo tanto los resultados obtenidos no se ajustan al modelo mencionado.

Para los superconductores sin centro de inversión no se puede hablar de una paridad definida, sino de una mezcla de estados de espín singlete y espín triplete, en donde una de las componentes es predominante. En el $BaPtSi_3$ los resultados de longitud de penetración magnéticas, densidad de superfluido y los modelos teóricos discutidos en este trabajo, nos hacen decir que la paridad dominante para el superconductor $BaPtSi_3$ es de espín singlete y que la brecha de energía superconductora tiene una estructura isotrópica alrededor de la superficie de Fermi.

4.2. Conclusiones

Este trabajo especial de grado se basó en el estudio de la brecha de energía del $BaPtSi_3$ utilizando la longitud de penetración magnética. La temperatura crítica de transición en este material es de $2,42K$.

El comportamiento exponencial con la temperatura de la longitud de penetración magnética y el ajuste de la densidad de superfluido con el modelo de superconductor tipo BCS en el $BaPtSi_3$, nos indican una brecha de energía isotrópica para un superconductor en el régimen de acoplamiento débil.

Los modelos teóricos de superconductividad no centrosimétrica estudiados en el trabajo especial de grado se pueden ajustar a los resultados experimentales. Los modelos de parámetro de orden impuesto por simetría de grupo puntual [17] y [18], proponían una brecha de energía con un parámetro de orden impuesto por simetría del grupo puntual, para el $BaPtSi_3$, la representación irreducible del grupo puntual es χ_1^+ que representa brechas con estructura isotrópica en la superficie de Fermi.

El modelo de Fujimoto[22] y el modelo de Yanase [21], nos hacen concluir que la falta de respuesta magnética en el $BaPtSi_3$ indica que la ausencia de éste podría favorecer el estado de espín singlete.

Bibliografía

- [1] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Phys. Rev., 108:1175, 1957.
- [2] P.W. Anderson. J. Phys. Chem. Solids, 11 26, 1959.
- [3] P.W. Anderson. Phys.Rev. B, 30 4000, 1984.
- [4] G. Dresselhaus. Phys. Rev., 100:580, 1955.
- [5] E. I. Rashba. Sov. Phys.Solid State, 2:1109, 1960.
- [6] Lev P. Gor'kov and E. I. Rashba. Phys. Rev. Lett, 87:037004, 2001.
- [7] E. Bauer, R. T. Khan, H. Michor, y E. Royanian, Phys. RevB, 80 064504, 2009.
- [8] W. L. McMillan, Phys. Rev. 167, 331, 1968.
- [9] N. R. Werthamer, E. Helfand, and P. C. Hohenberg, Phys. Rev. 147, 295 (1966)
- [10] T. P. Orlando, E. J. McNiff, Jr., S. Foner y M. R. Beasley, Phys. Rev. B 19, 4545, 1979.
- [11] H. K. Onnes. Commun. Phys. Lab. Univ. Leiden, page No 124c, 1911.
- [12] W. Brämer. Estudio del parámetro de orden superconductor en el superconductor no centrosimétrico $CePt_3Si$ usando la longitud de penetración magnética. Tesis de doctorado, Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas, Caracas 2008.
- [13] I. Bonalde. Rev. Mex. Fís., 49:156, 2003.
- [14] U. Rauchschwalbe, Physica B & C 147, 1, 1987.
- [15] P.A. Frigeri, D.F. Agterberg, I. Milat y M. Sigris. New J. Phys, 6 115, 2004.
- [16] P. A. Frigeri, D. F. Agterberg, A. Koga y M. Sigris. Phys. Rev. Letters, 92 097001, 2004.

- [17] I. A. Sergienko y S. H. Curnoe. *Phys. Rev. B*, 70 214510, 2004.
- [18] K.V. Samokhin y V.P. Mineev. *Phys. Rev. B*, 77 104520, 2008.
- [19] M. Sigrist, D.F. Agterberg, P.A. Frigeri, N. Hayashi, R.P. Kaur, A. Koga, I. Milat, K.Wakabayashi y Y. Yanase. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 310 536, 2007.
- [20] I. Bonalde, et al., *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 207002.
- [21] Y. Yanase y M. Sigrist. *J. Phys. Soc. Japan*, 77 124711, 2008.
- [22] S. Fujimoto. *J. Phys. Soc. Japan*, 76 051008, 2007.
- [23] S Fujimoto. *J. Phys. Soc. Japan* 75 083704 2006.
- [24] R. Prozorov and R. W. Giannetta. *Supercond. Sci. Technol.*, 19:R41, 2006.
- [25] R. Prozorov, R. W. Giannetta, A. Carrington, and F. M. Araujo-Moreira. *Phys. Rev. B*, 62:115, 2000.
- [26] M. Sigrist and K. Ueda. *Rev. Mod. Phys.*, 63:239, 1991.
- [27] M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, Segunda Edición, McGraw-Hill, New York, 1996.
- [28] J. B. Ketterson, *Superconductivity*, Cambridge University Press, Cambridge, 1990.