



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**

POSGRADO EN CIENCIA E INGENIERÍA DE MATERIALES

INSTITUTO DE INVESTIGACIONES EN MATERIALES

**ESTUDIO DE LAS PROPIEDADES DE TRANSPORTE  
ELECTRÓNICO DEL COMPUESTO SUPERCONDUCTOR  
 $Zr_{(0.97)}V_{0.03}B_2$  CON ESPECTROSCOPIA DE CONTACTO PUNTUAL**

Tesis

que para optar por el grado de

**Maestro en Ciencia e Ingeniería de Materiales**

Presentada por

**Rodolfo Ezequiel López Romero**

Director de tesis:

**Dr. Roberto Escudero Derat**  
Instituto de Investigaciones en Materiales

Comité tutor:

**Dra. María Herlinda Montiel Sánchez**  
Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico

**Dr. José Reyes Gasga**  
Instituto de Física

Departamento de materia condensada y criogenia  
México, D. F. [Febrero, 2014]



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Con todo mi cariño y amor para las personas que en base a su apoyo y esfuerzo  
hicieron todo lo posible para que yo pudiera lograr mis metas,  
por motivarme y ayudarme en los malos momentos,  
a ustedes por siempre mi corazón y mi  
agradecimiento

**Mamá, Papá y Hermano**

Con mucho cariño a dos grandes amigas,  
por su apoyo y motivación,  
¡¡Mil gracias!!

**Esmeralda Lizet Martínez**

**Ana Karla Bobadilla**

## Resumen

En este trabajo de investigación se muestran resultados experimentales de espectroscopia de contacto puntual en uniones  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  construidas mediante el enfoque llamado alambre-muestra. La temperatura de transición superconductor del  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  es de 9.3 K determinada experimentalmente con medidas de susceptibilidad magnética y resistividad eléctrica en función de la temperatura.

El pico observado en las medidas de conductancia diferencial corresponde a la brecha de energía prohibida del superconductor  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . Lo anterior fue confirmado al observar la dependencia de este pico con la temperatura y el campo magnético aplicado.

Las curvas experimentales de conductancia diferencial muestran un comportamiento del tipo *reflexiones de Andreev*, motivo por el cual fueron analizadas usando el modelo teórico desarrollado por Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK). Este modelo utiliza a  $\Delta$  y  $Z$  como parámetros de ajuste.  $\Delta$  representa el tamaño de la brecha de energía superconductor y  $Z$  la barrera de resistencia adimensional incluida en el modelo para describir la dispersión elástica que sufren los electrones en la región de contacto en una interfase *metal normal-superconductor* no ideal.

La dependencia con la temperatura de la brecha de energía superconductor obtenida después del ajuste de los datos experimentales por medio del modelo BTK se comparó con la relación  $2\Delta/k_B T_c$  predicha por la teoría BCS. Este valor extrapolado a  $T = 0$  K es de 12.24, lo cual sugiere un comportamiento superconductor tipo-II, puesto que la interacción de acoplamiento electrónico es fuerte.

El tamaño de la brecha de energía a  $T = 1.7$  K es de 4.5 meV y su dependencia a campos magnéticos por debajo de 100 Oe es muy pequeña, pero cuando se supera este valor, la brecha de energía disminuye drásticamente hasta desaparecer por completo a  $H = 200$  Oe.

Además de la presencia de la brecha de energía en los espectros de conductancia diferencial, también se observa la aparición de ciertas características extras a voltajes de polarización superiores a la brecha, las cuales también son fuertemente dependientes del campo magnético y la temperatura. Estas características extras salen del contexto teórico del modelo BTK, y aunque ya han sido observadas en otros experimentos, las explicaciones propuestas en estos trabajos son muy controversiales, por lo que aún se desconoce cuál sea la causa de tal anomalía.

## **Agradecimientos:**

Quiero agradecer enormemente al Dr. Roberto Escudero Derat por estos años de aprendizaje tan valiosos para mí en los que trabajé bajo su tutela. Por apoyarme y orientarme antes y durante la realización de este trabajo de investigación. Por mostrarme a “la ciencia” como una nueva forma de vida.

También quiero agradecer al Dr. Francisco Morales Leal por el tiempo invertido en la revisión de este trabajo de investigación y por sus valiosas sugerencias y discusiones.

A mi comité tutor (integrado por la Dra. María Herlinda Montiel Sánchez y el Dr. José Reyes Gasga), así como también al jurado asignado (Dr. Fermín Alberto Viniestra Heberlein, Dr. Chumin Wang Chen, Dra. Vivianne Marquina Fábrega y Dr. Lauro Bucio Galindo) por la revisión y correcciones aportadas para la mejora del manuscrito.

Al Instituto de Investigaciones en Materiales por las instalaciones e instrumentos de medida.

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por el estímulo económico aportado para la realización de mis estudios de posgrado.

A mis amigos, Ana, Esmeralda, Cintli, Paola, Jorge, Mariana y Carlos, por todo el apoyo emocional, sugerencias y entretenimiento proporcionado.

# Contenido

Introducción.....	1
-------------------	---

## Capítulo 1

---

### Visión general del estado superconductor

#### 1) Propiedades básicas del estado superconductor

1.1) Resistencia cero.....	7
1.2) Diamagnetismo perfecto: Efecto Meissner-Ochsenfeld.....	8
1.3) Brecha de energía en el espectro de excitación.....	9
1.4) Superconductores tipo-II: Propiedades del estado mixto.....	10
1.5) Supresión del estado superconductor.....	13

## Capítulo 2

---

### Espectroscopia de contacto puntual

#### 2.1) Transporte electrónico en contactos puntuales

2.1.1) Régimen de conducción.....	16
-----------------------------------	----

#### 2.2) Uniones Metal normal-Superconductor

2.2.1) Límites de conducción.....	20
-----------------------------------	----

#### 2.3) Teoría BTK

2.3.1) Ecuación de Bogoliubov-de Gennes.....	21
----------------------------------------------	----

2.3.2) Cálculo de la corriente eléctrica y su derivada .....	22
--------------------------------------------------------------	----

## Capítulo 3

---

### Técnica Experimental

3.1) Fabricación de contactos puntuales.....	26
----------------------------------------------	----

<b>3.2) Diseño del sistema de medida</b>	
3.2.1) Sistema criogénico.....	28
3.2.2) Sistema de control electrónico.....	32

## Capítulo 4

---

### Resultados y discusión

4.1) Susceptibilidad magnética.....	36
4.2) Resistividad.....	36
4.3) Conductancia diferencial	
4.3.1) Dependencia de la brecha de energía superconductora con la temperatura.....	38
4.3.2) Dependencia de la brecha de energía superconductora con el campo magnético.....	43
4.3.3) Ajuste BTK.....	45

## Capítulo 5

---

<b>Conclusiones.....</b>	51
<b>Apéndice A: Cuantización del flujo magnético.....</b>	53
<b>Apéndice B: Efecto Josephson.....</b>	55
<b>Apéndice C: Efecto de proximidad.....</b>	57
<b>Apéndice D: Efecto isotópico.....</b>	58
<b>Apéndice E: Ecuación de Bogoliubov-de Gennes.....</b>	59
<b>Apéndice F: Cálculo de las probabilidades de reflexión y transmisión.....</b>	63
<b>Apéndice G: Conductancia diferencial no convencional.....</b>	69

## LISTA DE FIGURAS

Figura		Página
1.1	Resultados experimentales obtenidos en 1911 por H. Kamerlingh Onnes y Gilles Holst en el mercurio. Aquí se muestra por primera vez la transición del estado resistivo al superconductor, marcado por la caída abrupta a cero de la resistencia eléctrica a $T_c$ (temperatura crítica).....	6
1.2	A la izquierda, se muestra la resistividad eléctrica en función de la temperatura de un material superconductor. $T_c$ marca la transición al estado superconductor. A la derecha, se muestra la forma en que un superconductor reacciona cuando se expone a campo magnético a diferentes temperaturas, $T > T_c$ el campo magnético externo penetra el material superconductor por lo que la inducción magnética $B \neq 0$ . $T < T_c$ efecto Meissner: la expulsión desde el interior del material de un campo magnético externo de baja magnitud, $B = 0$ .....	7
1.3	Resistencia eléctrica en función de la temperatura para la aleación $Bi_2Pd - Beta$ , la temperatura crítica de transición es de 5.4 K. A esta temperatura el material muestra una caída abrupta a cero de la resistencia eléctrica.....	8
1.4	a) Efecto Meissner-Ochsenfeld: La expulsión de un campo magnético externo de baja magnitud desde el interior del material superconductor. Este efecto surge cuando el campo magnético se aplica a $T < T_c$ . b) Las líneas de campo magnético atraviesan al superconductor cuando el material no se encuentra en el estado superconductor, $T > T_c$ .....	9
1.5	Variación espacial del parámetro de orden $\psi(r)$ y el campo magnético $H(x)$ en las cercanías de una interfase Metal normal/Superconductor para $k \gg 1, \lambda \gg \xi_{GL}$ .....	10
1.6	$H_{c1}(T)$ y $H_{c2}(T)$ para un superconductor tipo-II.....	11
1.7	Los vórtices “normales” (círculos grises) en el estado mixto de un superconductor tipo-II forman una red triangular. Las flechas muestran la supercorriente que circula alrededor del vórtice a una distancia $\sim \lambda$ desde el centro del vórtice. El radio del vórtice es igual a $\xi_{GL}$ .....	11
1.8	Variación espacial del campo magnético $H$ y el parámetro de orden $\psi$ dentro y fuera de un vórtice aislado en un superconductor infinito. $R$ representa la distancia desde la superficie hacia el interior.....	12

- 1.9 Curvas de magnetización para un superconductor tipo-II: *a)* Inducción magnética en función del campo magnético aplicado,  $B$  vs  $H$ , y *b)* Momento magnético en función del campo magnético aplicado,  $M$  vs  $H$ , este esquema se utiliza para definir el campo crítico termodinámico para un superconductor tipo-II. El triángulo rectángulo se traza de manera que tenga un área igual a la parte sombreada dentro de la curva de magnetización. Es posible demostrar por cálculo termodinámico, que el trabajo hecho por el campo magnético sobre la muestra para magnetizarla cambia la energía libre del material al pasar del estado superconductor al estado normal y que se da por la diferencia entre las energías libres del estado normal y el estado superconductor. Este trabajo está dado por el área encerrada en la curva de magnetización..... 12
- 2.1 Dos conductores eléctricos de diámetros  $\phi_1 = \phi_2$  y longitudes  $l_1 = l_2$  que se encuentran unidos mediante una constricción de radio "a" ..... 17
- 2.2 Diagrama esquemático de un contacto puntual en el régimen de conducción *a)* Balístico (sin dispersión electrónica en la región de contacto), *b)* Difuso (solo hay dispersión elástica en la región de contacto) y *c)* Térmico (dispersión inelástica en la región de contacto)..... 20
- 2.3 Unión *a)* Metal normal-Superconductor y *b)* Metal normal-Aislante-Superconductor. Aquí se muestra como varía la función de onda de los pares de Cooper dentro del metal normal..... 21
- 2.4 Conductancia diferencial normalizada de un contacto puntual Metal Normal-Superconductor calculada con la teoría BTK (ecuación (2.22)), donde  $Z$  varía desde 0 hasta 1. La temperatura es 1.7 K. La flecha indica la tendencia de las curvas cuando  $Z$  aumenta..... 24
- 3.1 Esquema del contacto puntual montado en la caña del sistema criogénico. En este dibujo se puede observar la forma en que la resistencia se mide a temperatura ambiente para corroborar la existencia de un contacto eléctrico alambre-muestra. En los experimentos los contactos puntuales tuvieron resistencias eléctricas con valores desde 10 a 20  $\Omega$ . En el diagrama, 1) denota la muestra, 2) es el alambre de  $W(Au)$ , 3) son los puntos de anclaje (soldadura plomo-estaño) y en 4) se tienen las pistas de cobre. La figura a color muestra el montaje de un contacto puntual. Por último en *b)* se muestra una imagen de la zona de contacto..... 28
- 3.2 Magnetic Properties Measurement System (MPMS), *A)* Computadora: aquí se encuentra instalado el software de control automático para el MPMS y una interfaz tipo IEEE-488, usada como puerto de comunicación entre la computadora y los dos subsistemas de control independientes, el "Model 1802" y el "Model 1822". *B)* Gabinete de control electrónico: integrado por los dos subsistemas de control independientes, el sistema de

control de gas, la bomba de vacío, la fuente de energía para el imán superconductor y el control electrónico para el sistema de transporte de la muestra. C) Gabinete instrumental, formado por el sistema de helio líquido, la sonda criogénica y el sistema de soporte para la muestra.....	29
3.3 Sistema de helio líquido.....	30
3.4 Diagrama funcional que muestra la sonda criogénica colocada adentro del vaso de Dewar.....	31
3.5 Sistema de soporte para la muestra. a) Caña, b) Actuador, c) Pre-cámara de vacío, d) Palanca de compuerta, e) Botón de purga para la pre-cámara.....	32
3.6 Diagrama electrónico que ilustra el sistema de medición de contactos puntuales por modulación AC. $R1 = R5 = R9 = R13 = 0,1 K\Omega$ , $R2 = R6 = R10 = 1 K\Omega$ , $R3 = R7 = R11 = R15 = 10 K\Omega$ , $R4 = R8 = R12 = R16 = 100 K\Omega$ , $R14 = 2 K\Omega$ , Resistencia variable ( $Rd$ ), Generados de Funciones ( $G$ ), Modulación ( $M$ ), Amplificados Lock-in ( $A$ ), Graficador ( $L$ ), Microvoltmetro ( $V$ ), Interfaz IEEE-488 ( $I$ ), Computadora ( $C$ ).....	34
3.7 Imagen del sistema de medición de contactos puntuales. A) Magnetómetro de interferencia cuántica (Sistema criogénico), B) Generador de funciones, C) Amplificador Lock-in, D) Resistencia variable (Puente de Wheatstone), E) Resistencia para calibración, F) Modulador, G) Computadora (adquisición de datos), H) Graficador X-Y, I) Microvoltmetro.....	34
4.1 Susceptibilidad magnética en función de la temperatura para el compuesto $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ medida a 20 Oe. En el recuadro se muestra la fracción Meissner.....	37
4.2 Resistividad normalizada en función de la temperatura para el $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ con dimensiones $l = 0.64 mm$ y $d = 1.51 mm$ . En el recuadro se muestra la resistencia en función de la temperatura.....	37
4.3 Conductancia diferencial vs Voltaje de polarización, $G(V) = 1/R_{dif}(V)$ , en función de la temperatura para un contacto puntual $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . En la imagen se observa como la brecha superconductora desaparece paulatinamente conforme la temperatura se acerca a la temperatura de transición del material estudiado. En el recuadro se muestran la conductancia diferencial sin suavizar.....	39
4.4 Conductancia diferencial normalizada para un contacto puntual $W(Au)-Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ a diferentes temperaturas. $G_n$ Representa a la conductancia diferencial en el estado normal. El pico observado en esta secuencia de mediciones se asocia a la brecha de energía prohibida ( $\Delta$ ). El tamaño de la brecha a la temperatura mínima accesible en el equipo	

(1.7K) es de 9.1 meV obtenido a través del ajuste de los datos experimentales por medio del modelo teórico BTK.....	40
4.5 Conductancia diferencial normalizada a $T = 1.7 K$ . Descripción del comportamiento de la conductancia diferencial en función del voltaje de polarización y la brecha de energía prohibida.....	42
4.6 Conductancia diferencial a voltaje de polarización cero en función de la temperatura. En el recuadro se muestra la conductancia diferencial normalizada a 1.7 y 10 K.....	43
4.7 Conductancia diferencial normalizada en función del campo magnético aplicado para un contacto puntual $W(Au)-Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ , $T = 1.7 K$ . Las curvas fueron desplazadas para mejorar visualmente la evolución de la brecha de energía, mientras el campo magnético aumenta.....	44
4.8 Conductancia diferencial a voltaje de polarización cero en función del campo magnético aplicado. Aquí se observa como evoluciona la conductancia diferencial con el campo magnético. La transición comienza alrededor de los 130 Oe y se completa a los 200 Oe. Esta es una clara evidencia de que el carácter observado en la figura 4.7 se debe al estado superconductor. En el recuadro se observa la conductancia diferencial cuando el material se encuentra en el estado superconductor ( $H=0 Oe$ ) y en el estado normal ( $H=3200 Oe$ )	45
4.9 Conductancia diferencial experimental y teórica normalizadas en función de la temperatura.....	47
4.10 Tamaño de la brecha de energía en función de la temperatura desde los puntos de vista BCS (ecu. (4.4)) y BTK. En el recuadro se muestra la conductancia diferencial experimental y teórica a $T=1.7 K$ . Los parámetros de ajuste son $2\Delta = 9.09 m eV$ y $Z = 3.74$ .....	48
4.11 Dependencia con la temperatura de la relación $2\Delta/k_B T_c$ para el $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . Comparación entre los modelos teóricos BCS y BTK.....	48
A-1 Representación esquemática de un anillo superconductor. La variación de la fase, $\theta(r)$ , del condensado superconductor a lo largo del anillo se representa con la oscilación de color. En la imagen de la izquierda se representa un parámetro de orden que no puede existir, puesto que la fase, $\theta(r)$ , es discontinua. La imagen de la derecha corresponde a la situación ideal en la que la fase del parámetro de orden es constante, aún en presencia de un campo magnético externo.....	54
B-1 Unión Superconductor-Aislante-Superconductor: muestra del decaimiento y traslape de los parámetros de orden $\psi_1$ y $\psi_2$ en el material aislante.....	56

E-1 Energía de excitación en función de $k$ para $\Delta=0$ (a) y para un valor finito de $\Delta$ (b).....	60
E-2 Variación del parámetro $\Delta(x)$ en la interfase Metal normal-Superconductor cuando se omite el efecto proximidad.....	61
F-1 a) Proceso de reflexión de Andreev, b) Proceso de reflexión normal.....	63
F-2 Diagrama esquemático de energía vs momento de un contacto puntual Metal normal-Superconductor. $A$ representa al hueco retrorreflejado después del proceso de reflexión de Andreev, $B$ es el electrón reflejado normalmente, $C$ representa al electrón transmitido normalmente y $D$ es el electrón transmitido por el mecanismo de Andreev. Las flechas indican la dirección de propagación de la partícula.....	64
F-3 a) La dispersión de las cuasipartículas en el sitio Metal normal y Superconductor, respectivamente. Los posibles procesos denotados por $a$ , $b$ , $c$ y $d$ , se discuten en el texto. b) Las componentes de la función de onda en cada sitio del contacto puntual. $Z$ denota la barrera de dispersión, ubicada en la interfase.....	65
F-4 Probabilidad de reflexión de Andreev ( $A$ ) y probabilidad de reflexión normal ( $B$ ). Las probabilidades son calculadas a diferentes valores de $Z$ desde 0 hasta 3. Las flechas indican la tendencia de las curvas conforme $Z$ incrementa.....	68
G-1 Estructura no convencional de <i>estrechas depresiones</i> presente en las medidas de conductancia diferencial en contactos puntuales <i>Metal normal-Superconductor</i> (indicada por las flechas). Frecuentemente esta estructura y otras anomalías más se observan en las medidas sin importar el tipo de materiales que se utilizaron en la fabricación de los contactos eléctricos.....	70
G-2 Conductancia diferencial en función del voltaje de polarización para un contacto puntual <i>Cu-Nb</i> a $T = 4.2 K$ (círculos) con una resistencia de contacto de a) $R = 7.6 \Omega$ y b) $R = 2.4 \Omega$ . La línea representa el ajuste teórico mediante el uso del modelo BTK.....	71
G-3 Conductancia diferencial en función del voltaje de polarización para un contacto puntual a) <i>PtIr - MgCNi<sub>3</sub></i> , b) <i>PtIr - Nb(foil)</i> y c) <i>PtIr - MgB<sub>2</sub></i> medidos a diferentes temperaturas. Las flechas señalan la estructura no convencional.....	72
G-4 Conductancia diferencial en función del voltaje de polarización de un contacto puntual <i>Au - Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub></i> , medidas a $4.2 K$ . Cada curva fue obtenida con un cristal de <i>Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub></i> en el cual, la cantidad de oxígeno varía. Las curvas fueron desplazadas verticalmente para mayor claridad. Las flechas señalan la posición de la estructura no convencional.....	73

- G-5 Evolución de las curvas de resistencia diferencial para contactos puntuales *a) Au – Ta*  
*b) Fe – Nb*. Las líneas delgadas de las dos primeras medidas, a resistencias más elevadas,  
representan los ajustes realizados por medio del modelo BTK. Las flechas indican la  
posición de la estructura de estrechas depresiones..... 74
- G-6 Conductancia diferencial en función del voltaje de polarización de contactos puntuales  
 $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  a  $T=1.7$  K. Las flechas muestran la estructura de estrechas  
depresiones..... 75
- G-7 Dependencia de la estructura no convencional con la temperatura. *a)* Espectro más  
apegado a la teoría BTK, la estructura de estrechas depresiones desaparece antes que la  
brecha de energía. *b)* Espectro fuera del régimen de conducción balístico, la brecha de  
energía superconductora desaparece antes que la estructura no convencional..... 76
- G-8 Dependencia de la estructura no convencional con el campo magnético aplicado..... 77
- G-9 Evolución de la estructura no convencional en función de la resistencia diferencial. *a)*  
Espectros que más se asemejan al predico por la teoría BTK. *b)* Espectros en los que la  
estructura no convencional y la brecha de energía superconductora, son del mismo orden  
de magnitud..... 78
- G-10 Relación  $R_W/R_S$  para un contacto puntual metal normal-Superconductor considerando  
los efectos de la corriente crítica en el modelo teórico BTK [4]..... 81

## LISTA DE TABLAS

Tabla	Página
4.1 Parámetros de ajuste para la conductancia diferencial teórica de la <i>Figura 4.9</i> .....	46
F.1 Probabilidad de reflexión de Andreev $A$ y probabilidad de reflexión normal $B$ .....	67

# Introducción.

Muchos metales, aleaciones metálicas y compuestos intermetálicos al enfriarse por debajo de una cierta temperatura crítica, llamada  $T_c$ , transitan a un estado cuyas propiedades fundamentales son: conductividad eléctrica perfecta  $\sigma = \infty$ , y diamagnetismo perfecto  $B = 0$ . Este nuevo e increíble estado de la materia se conoce como estado superconductor, y una de las principales propiedades que lo caracterizan, a nivel electrónico, es el surgimiento de una brecha de energía prohibida en la banda de conducción, muy cercana al nivel de Fermi. Esta brecha (gap) de energía  $\Delta$ , es de carácter muy distinto a la que presenta un aislante o un semiconductor. En ellos, la brecha prohibida no surge en la banda de conducción, sino que se debe a la separación de la banda de valencia y de conducción, en donde la banda de valencia está completamente llena y no hay nivel de Fermi, lo anterior es simplemente una consecuencia del orden cristalográfico y del número de electrones que conforman el sistema aislante o semiconductor (ver teoría de bandas de energía).

En un superconductor, como en todo sistema en donde las interacciones elementales son muy fuertes y existe correlación electrónica, la brecha energética es generalmente mucho más pequeña que en un aislante o semiconductor. Esta puede ser del orden de unos cuantos milielectrón volts y es el resultado de un pseudopotencial atractivo que permite que dos electrones se unan y formen los llamados pares de Cooper. En la teoría BCS, la interacción que une a estos dos electrones se debe a la interacción mediada por un fonón virtual aportado por el material que conforma al superconductor [1].

La brecha de energía en un superconductor representa la energía de condensación de los pares de Cooper, por lo que a menores temperaturas, más electrones se condensan para formar el estado superconductor, incrementando el tamaño de la brecha de energía.

La evidencia experimental de la existencia de la brecha de energía prohibida en el espectro de excitación de un superconductor fue proporcionada por Giaever en 1960 [2,3]. El experimento consiste en analizar la conductancia diferencial en función del voltaje de polarización a partir de la curva *corriente vs voltaje*, o de la característica resistencia diferencial, en un dispositivo conocido como unión túnel.

Un dispositivo túnel, consiste básicamente de una unión entre dos metales los cuales pueden estar separados, o no, por un material aislante con un espesor menor a 20 angstrom. Los materiales empleados para la fabricación de los dos electrodos que forman la unión túnel son generalmente metales normales, magnéticos, o superconductores.

En años pasados el estudio de las características de la brecha superconductor o de otra información que pudiera proveer esta técnica, se realizaba con materiales evaporados en forma de película delgada (Giaever [2,3]). Sin embargo, al tratar de caracterizar materiales en donde se requiere estudiar anisotropías u otras características se deben emplear monocristales, lo cual hace que la fabricación de las uniones túnel se vuelva más complicada. Un ejemplo digno de ser mencionado es el estudio de los óxidos de cobre, debido a su compleja estructura cristalina resulta

imposible fabricar uniones túnel con ellos. En 1974 Igor. K. Yanson proporciona una nueva herramienta que extiende el análisis de las propiedades electrónicas a éste y otros tipos de superconductores al ser capaz de determinar directamente, al igual que la espectroscopia de tunelamiento electrónico, el tamaño de la brecha de energía de un superconductor. Esta técnica se conoce como espectroscopia de contacto puntual y consiste básicamente en medir la resistencia diferencial ( $dV/dI = R_{dif}$ ) en dispositivos construidos a partir de los materiales en bulto. Estos dispositivos consisten del electrodo o metal bajo estudio y de una punta delgada y fina de otro metal que proporciona la inyección de electrones al metal bajo estudio. Estos dispositivos son llamados contactos puntuales.

Existe una gran variedad de técnicas especializadas en la fabricación de contactos puntuales, tal como, needle-anvil [4], membrane with nano-hole [5] o mechanical break junctions [6], pero, los contactos puntuales usados en este trabajo fueron construidos mediante el enfoque llamado alambre-muestra [7], el cual consiste en atravesar un alambre finamente delgado de un metal (magnético, no magnético o superconductor) sobre uno de los bordes del cristal a analizar. El punto clave en esta técnica es utilizar un alambre lo más delgado posible, ya que el área de contacto entre el alambre y la muestra (contacto puntual) deberá tener un tamaño del orden de unos cuantos nanómetros, esto con el fin, de reducir la dispersión electrónica en la región de contacto.

Una vez que se ha obtenido el dispositivo a medir, el siguiente paso para el análisis de las propiedades electrónicas es enfriarlo puesto que la superconductividad, por el momento, sólo se presenta a bajas temperaturas desde unos cuantos mili-Kelvin (superconductores de baja temperatura) hasta los 138 K (superconductores de alta temperatura) [1]. Entonces, si la temperatura permanece en un valor  $T > T_c$ , los dos metales que forman el contacto puntual estarán en el estado normal y el carácter observado en la conductancia diferencial,  $G(V) = 1/R_{dif}(V)$ , expresará las propiedades eléctricas dadas por la ley de Ohm, donde la relación *corriente vs voltaje* es lineal. Sin embargo, al disminuir la temperatura hasta un valor  $T < T_c$ , uno, o los dos metales que forman el contacto puntual transitarán al estado superconductor y la característica observada en la conductancia diferencial será un reflejo del comportamiento no lineal entre la corriente y el voltaje, observando directamente la brecha de energía prohibida del condensado superconductor [1,8,9].

Existen tres regímenes de conducción (balístico, térmico y difuso) dentro de los cuales puede clasificarse la información obtenida sobre el condensado superconductor. Esta clasificación se realiza en base a dos parámetros muy importantes, uno relacionado al material en estudio y el otro a la geometría del contacto puntual. Estos parámetros se conocen como promedio del camino electrónico libre,  $\ell$ , y radio de contacto,  $a$ . El primer parámetro tiene que ver con el promedio de la distancia o espacio que el electrón viaja entre dos eventos de dispersión sucesivos, es decir, cada vez que el electrón sufre una dispersión, ya sea por la colisión con un ión metálico, con otro electrón, o por cualquier otro tipo de dispersión en la que de antemano exista un cambio en la energía cinética o el momento del electrón, la distancia que viaje hasta sufrir otro cambio de energía o momento, será promediada. El segundo parámetro, llamado radio de contacto, tiene

que ver con el tamaño de la región por la cual serán transmitidos los electrones de un material a otro al aplicar un voltaje de polarización.

En base a la comparación realizada entre estos dos parámetros se puede decir que si  $a \ll \ell_e$ , donde  $\ell_e$  es la contribución elástica al promedio del camino electrónico libre (la energía cinética se preserva pero el momento del electrón cambia), el contacto puntual se encuentra dentro del régimen de conducción balístico. Este régimen de conducción se caracteriza porque los electrones al pasar de un electrodo a otro, por la región de contacto, no sufren dispersión alguna, por lo que la información del condensado superconductor no es alterada.

En contraste a este régimen se encuentra el térmico, éste se presenta cuando  $a \gg \ell_i$ , donde  $\ell_i$  es la contribución inelástica al promedio del camino electrónico libre (la energía cinética y el momento del electrón cambian). Este régimen de conducción es el menos apto para obtener información del condensado superconductor, puesto que los múltiples mecanismos de dispersión electrónica que se lleva a cabo en la región de contacto provocan un aumento local de la temperatura, alterando toda la información relevante sobre el condensado superconductor.

Finalmente, el tercero, es un régimen intermedio caracterizado porque  $\ell_e \ll a \ll \ell_i$ . Este régimen de conducción se conoce como régimen difuso y la información obtenida a través de él, es débilmente influenciada por los procesos de dispersión electrónica, por lo que la información del condensado superconductor es muy confiable y puede ser usada para el análisis del estado superconductor [10].

Una vez que se obtiene información relevante del condensado superconductor, uno de los modelos teóricos al que frecuentemente se recurre para el análisis de los datos experimentales es el modelo Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK) [11]. este modelo describe las propiedades de transporte electrónico a través de un contacto puntual *metal normal-superconductor* que se encuentra en el régimen de conducción balístico. Además, este modelo también incluye los efectos causados por una barrera aislante, ubicada en la interfase, pasando del límite de conducción metálico al de tunelamiento, variando un parámetro llamado  $Z$ .

Mediante el uso de este modelo teórico, es posible determinar dos parámetros muy importantes para el análisis de las propiedades electrónicas del material, el tamaño de la brecha de energía, denotado como  $\Delta$ , y el espesor de la barrera de resistencia adimensional, definido como  $Z$ .

En base a estos dos parámetros se puede determinar la relación que existe entre las velocidades de Fermi, esto es, el cambio en la velocidad que sufre un electrón al pasar del electrodo en estado normal al superconductor. Además de esta relación, también es posible determinar la dependencia con la temperatura de la escala de energía  $2\Delta/k_B T_c$ . Esta relación da una idea de la magnitud de energía asociada al condensado superconductor, siendo de 3.2 a 4.2 para un superconductor convencional (interacción débil) y de 4 hasta 30 para un superconductor no convencional (interacción fuerte).

Dado el poder que posee esta técnica experimental para extraer información relacionada a la densidad de estados electrónicos, así, como de algunos mecanismos de dispersión electrónica como lo son, fonones, onda de densidad de carga y de espín (ODC y ODS, respectivamente) su aplicación al estado superconductor proporciona información directa de la interacción electrón-fonón [1,8-9,12-14], responsable del acoplamiento electrónico, y de la energía de condensación de un simple par de Cooper ( $2\Delta$ ), característicos, del material en estudio.

El objetivo general en este trabajo de investigación fue el estudio del comportamiento electrónico del sistema superconductor  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ , principalmente enfocado en la determinación y evolución en función de la temperatura y el campo magnético del tamaño de la brecha de energía. Para lograr este objetivo, los datos experimentales fueron ajustados mediante el modelo teórico BTK del cual se extrajo el tamaño de la brecha y el espesor de la barrera de resistencia adimensional a diferentes temperaturas. La evolución de la brecha de energía después del ajuste de los datos experimentales con el modelo teórico BTK se comparó con la escala de energía  $2\Delta/k_B T_c$  predicha por la teoría BCS. Además, en este trabajo también se incluye una posible explicación a la estructura no convencional observada en las medidas de conductancia diferencial a voltajes de polarización superiores a la brecha de energía superconductora, la cual no puede ser reproducida en los espectros teóricos de la brecha de energía obtenidos a través del modelo BTK. Es de suma importancia considerar a esta estructura no convencional dentro del análisis, puesto que su evolución es muy similar a la de la brecha de energía superconductora al variar la temperatura y aplicar un campo magnético.

La tesis se divide de la siguiente forma: en el Capítulo 1, a manera de introducción, se presenta un resumen de las principales propiedades físicas que caracterizan al estado superconductor. En el Capítulo 2, se expone la base teórica de la espectroscopia de contacto puntual usada como una herramienta experimental capaz de extraer información relevante sobre el condensado superconductor. La ejecución de esta técnica experimental se presenta en el Capítulo 3, desde la fabricación de contactos puntuales, hasta el diseño del sistema criogénico y de medida del carácter *resistencia diferencial vs voltaje de polarización*. En el Capítulo 4 se presentan los resultados experimentales obtenidos al medir contactos puntuales del tipo  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . Esta sección se divide en dos partes. En la primera, se muestran los resultados de la dependencia de la brecha con la temperatura, mientras que en la segunda, se muestra el comportamiento de la brecha de energía en función del campo magnético aplicado. Además, en este capítulo también se incluye el ajuste de los datos experimentales mediante el uso del modelo teórico BTK. Finalmente, en el **Apéndice G**, se expone uno de los problemas actuales en la interpretación de los resultados experimentales obtenidos a través de esta técnica, el origen de la característica  $dI/dV$  a voltajes de polarización superiores a la brecha de energía superconductora, conocida como estructura no convencional o “de estrechas depresiones”. Cuando es tan notoria la presencia de esta estructura en el espectro de conductancia diferencial, de una magnitud muy similar a la de la brecha de energía, se cree que los contactos puntuales se encuentran en el régimen de conducción térmico por lo que la presencia de esta característica no

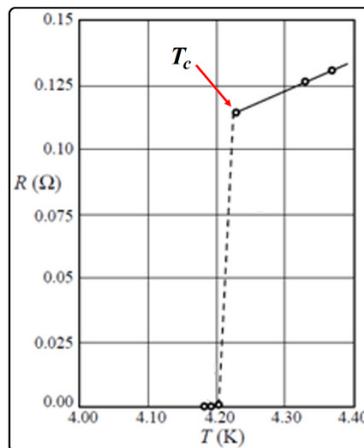
debe ser ignorada a la hora de ajustar los datos experimentales mediante algún modelo teórico, ya que esto llevaría a tamaños erróneos de la brecha de energía del superconductor [15].

# Capítulo 1

## Visión general del estado superconductor.

En el año de 1911, el científico holandés Heike Kamerlingh Onnes dirigiendo a un estudiante de doctorado, Gilles Holst, quien estudiaba la resistencia eléctrica de los materiales a muy bajas temperaturas (experimento posible gracias a la licuefacción del helio realizada por Onnes tres años antes) descubren inesperadamente que la resistencia eléctrica del mercurio desciende abruptamente a un valor extremadamente bajo, muy cercano a cero a una temperatura de 4.2 K (*Figura 1.1*). Investigaciones subsecuentes a este descubrimiento demostraron que esta transición de fase a un estado de conducción eléctrica perfecta es característico de un gran número de metales, aleaciones metálicas y cerámicas. Más tarde, en 1957 Bardeen, Cooper, y Schrieffer desarrollaron una teoría microscópica que explica el estado superconductor con éxito, conocida como teoría BCS. Sin embargo, a pesar de la existencia de esta teoría en la actualidad no existen reglas completamente fiables que predigan si un material será o no superconductor.

Desde el punto de vista fenomenológico, el estado superconductor se caracteriza por dos propiedades únicas: conductividad eléctrica perfecta,  $\sigma = \infty$ , y diamagnetismo perfecto,  $B = 0$ , como se muestra en la *Figura 1.2*.



*Figura 1.1. Resultados experimentales obtenidos en 1911 por H. Kamerlingh Onnes y Gilles Holst en el mercurio. Aquí se muestra por primera vez la transición del estado resistivo al superconductor, marcado por la caída abrupta a cero de la resistencia eléctrica a  $T_c$ , (temperatura crítica).*

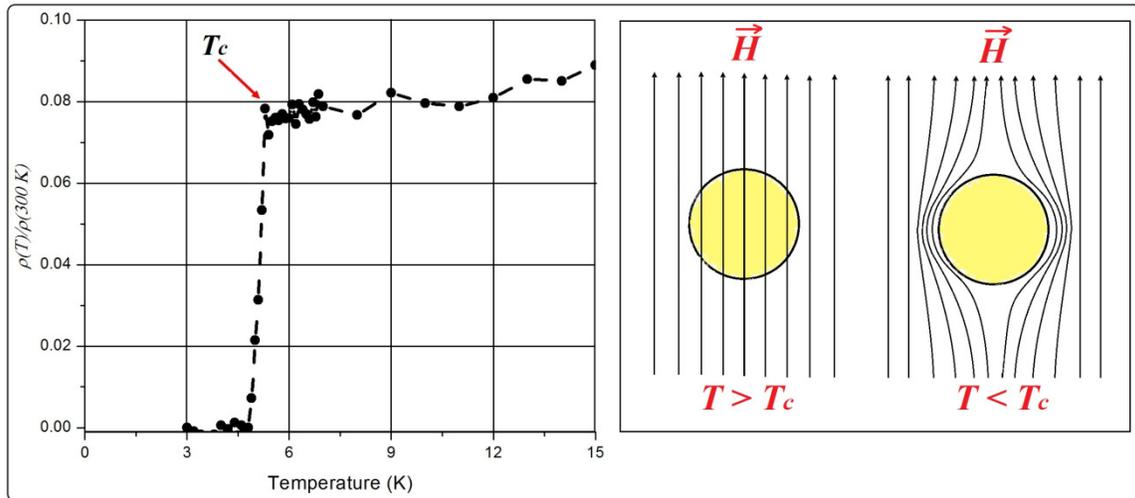


Figura 1.2. A la izquierda, se muestra la resistividad eléctrica en función de la temperatura de un material superconductor.  $T_c$  marca la transición al estado superconductor. A la derecha, se muestra la forma en que un superconductor reacciona cuando se expone a campo magnético a diferentes temperaturas,  $T > T_c$  el campo magnético externo penetra el material superconductor por lo que la inducción magnética será:  $B \neq 0$ . Para  $T < T_c$  el material se comporta como un diamagneto perfecto, efecto Meissner,  $B = 0$ .

De acuerdo con la teoría BCS, este estado de conducción eléctrica perfecta es el resultado de un pseudopotencial Coulombiano atractivo que permite que dos electrones se unan y formen los llamados pares de Cooper (acoplamiento electrónico). Estos electrones, responsables de la formación del par de Cooper, estarán en fase y podrán moverse dentro de la estructura cristalina sin pérdida de energía por dispersión. El pseudopotencial atractivo que une a estos dos electrones surge gracias a que la red cristalina aporta un fonón virtual que sirve de enlace permitiendo, así, que la interacción electrón-electrón pueda superar la repulsión electrónica causada por la fuerza de Coulomb.

## 1) Propiedades básicas del estado superconductor.

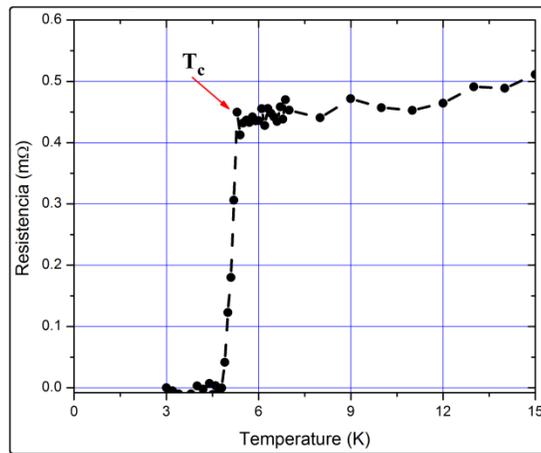
### 1.1) Resistencia cero.

La resistividad de los materiales que se encuentran en el estado superconductor siempre será cero por debajo de una cierta temperatura crítica conocida como  $T_c$ . Esta propiedad del estado superconductor fue demostrada induciendo una corriente  $DC$  de amplitud muy pequeña a través de un anillo fabricado con un material superconductor convencional. Durante el tiempo en que fue realizado éste experimento, alrededor de dos años y medio, no hubo decaimiento de la corriente eléctrica en el anillo superconductor, lo que significa que la resistividad ( $\rho$ ) de un superconductor es mucho menor a  $10^{-23} \Omega m$  [12], dieciocho órdenes de magnitud más pequeña que la resistividad del cobre a temperatura ambiente. Tal valor de resistividad en un material superconductor implica que el tiempo de vida de una corriente que circula en el anillo superconductor sin aplicar un campo magnético es aproximadamente de  $10^5$  años.

Esta propiedad intrínseca del estado superconductor es probablemente una de las más fascinantes, puesto que se espera un gran cambio tecnológico si se descubre un material superconductor con una temperatura crítica igual o mayor a la temperatura ambiente.

Cabe señalar que aunque la resistividad de un material superconductor al aplicar una corriente *DC* es cero, para una corriente *AC* esto no se cumple, puesto que la corriente *AC* fluye sobre la superficie del material superconductor dentro de una capa muy delgada de espesor similar en magnitud a la longitud de penetración de London,  $\lambda_L$  [12].

En la *Figura 1.3* se muestra el comportamiento de la resistencia eléctrica en función de la temperatura para un material superconductor,  $T_c$  es la temperatura crítica y termodinámicamente indica que es una transición de fase de segundo orden.



*Figura 1.3. Resistencia eléctrica en función de la temperatura para la aleación  $Bi_2Pd - Beta$ , la temperatura crítica de transición es de 5.4 K. A esta temperatura el material muestra una caída abrupta a cero de la resistencia eléctrica.*

### 1.2) Diamagnetismo perfecto: Efecto Meissner-Ochsenfeld.

Todos los materiales que se encuentran en el estado superconductor exhiben diamagnetismo perfecto, esto es  $B = 0$  en el interior del material, como se muestra en la *Figura 1.4 (a)*. De hecho, como ya se sabe, el material superconductor es penetrado por un campo magnético superficialmente con un espesor del orden de  $\lambda_L$ . Para que un superconductor pueda cancelar  $\vec{B}$ , éste crea una corriente *DC* en la superficie, la cual da lugar a una magnetización  $M$ , de tal forma que en el interior del superconductor  $4\pi\vec{M} + \vec{H} = \vec{B} = 0$  [13]. Dado que la resistividad de un superconductor es cero, la corriente superficial no disipa energía.

Si un campo magnético se aplica a un superconductor a  $T > T_c$  (estado normal) *Figura 1.4 (b)*, el campo magnético penetrará dentro del material de tal forma que la inducción magnética en el interior será diferente de cero,  $B \neq 0$ .

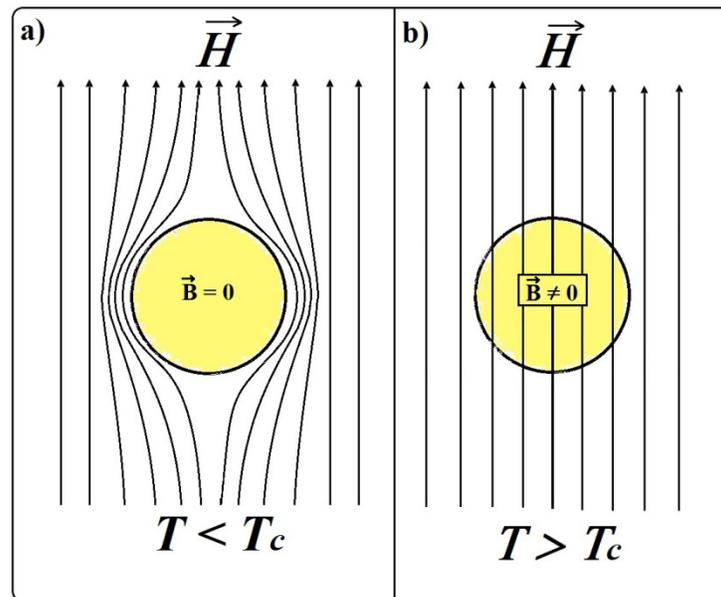


Figura 1.4. a) Efecto Meissner-Ochsenfeld: La expulsión de un campo magnético externo de baja magnitud desde el interior del material superconductor. Este efecto surge cuando el campo magnético se aplica a  $T < T_c$ . b) Las líneas de campo magnético atraviesan al material cuando éste no se encuentra en el estado superconductor,  $T > T_c$ .

### 1.3) Brecha de energía en el espectro de excitación.

Cuando un material normal pasa al estado superconductor al ser enfriado por debajo de una cierta temperatura crítica,  $T_c$ , este presentará una brecha en el espectro de excitaciones elementales conocida como brecha de energía prohibida. Esta brecha de energía corresponde a los estados de energía prohibidos cuando surgen en el material los fenómenos de acoplamiento electrónico y la llamada longitud de coherencia  $\xi_{GL}$ , requeridos para el surgimiento del estado superconductor. En los superconductores convencionales, debido a que el acoplamiento electrónico y la fase coherente ocurren simultáneamente a  $T_c$ , la brecha de energía equivale a  $\Delta$ .

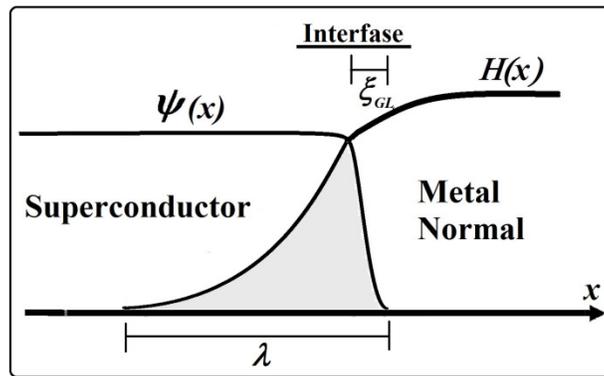
La evidencia experimental de la existencia de la brecha de energía en el espectro de excitación de un superconductor proviene de mediciones tales como infrarrojo [16-18], microondas [19,20] y tunelamiento electrónico [2]. La forma más directa de observar el tamaño de la brecha de energía de un superconductor es mediante la técnica de tunelamiento electrónico. El experimento consiste en analizar el carácter *conductancia diferencial-voltaje de polarización* obtenido al medir uniones túnel,  $G(V) = dI/dV$ .

El fenómeno de tunelamiento electrónico se conoce desde la formulación de la mecánica cuántica y se considera como una de las principales manifestaciones del mundo cuántico. Una partícula tal como un electrón, que puede ser descrito a través de una función de onda, tiene una probabilidad finita de traspasar una región prohibida por la física clásica. Esto lleva a que la partícula pueda transmitirse a través de una barrera de potencial que separa a dos regiones clásicamente permitidas. Se encontró que la probabilidad de efecto túnel depende exponencialmente del

espesor de la barrera de potencial, por lo que observaciones experimentales de efecto túnel sólo ocurren cuando el espesor de la barrera de potencial es muy pequeño, del orden de unos cuantos angstrom. El fenómeno de tunelamiento electrónico fue observado por primera vez en materiales superconductores por I. Giaever [2] al medir uniones *Metal normal-Aislante-Superconductor*. Estas medidas de tunelamiento electrónico proporcionaron la observación directa del tamaño de la brecha de energía de un superconductor, lo cual ayudó a la consolidación de la teoría BCS.

#### 1.4) Superconductores tipo-II: Propiedades del estado mixto.

El término superconductores tipo-II fue acuñado por primera vez por Aleksey Alekséyevich Abrikósov en su teoría fenomenológica del estado superconductor [21]. Según la definición dada por Abrikósov, un superconductor es del tipo-II si  $k = \lambda/\xi_{GL} > 1/\sqrt{2} \approx 0.71$ . Esto sugiere que la profundidad de penetración de un campo magnético aplicado a un superconductor tipo-II es mucho más grande que la longitud de coherencia Ginzburg-Landau,  $\xi_{GL} \ll \lambda$ , como se muestra esquemáticamente en la *Figura 1.5*.



*Figura 1.5. Variación espacial del parámetro de orden  $\psi(r)$  y el campo magnético  $H(x)$  en las cercanías de una interfase Metal normal/Superconductor para  $k \gg 1, \lambda \gg \xi_{GL}$ .*

El estado mixto se produce cuando la magnitud del campo magnético aplicado al material superconductor se encuentra entre  $H_{c1}(T)$ , campo crítico inferior, y  $H_{c2}(T)$ , campo crítico superior, como se observa en la *Figura 1.6*. Este estado en los superconductores tipo-II se conoce como el estado mixto y se caracteriza por existir una penetración parcial del campo magnético aplicado en el interior del material superconductor. El campo magnético penetra en el material en forma de filamentos microscópicos llamados *vórtices*, los cuales forman una red triangular como la que se muestra en la *Figura 1.7*. Cada vórtice está formado de un centro en estado normal donde la inducción magnética:  $B \neq 0$ , y un alrededor superconductor donde  $B = 0$ . La forma del vórtice se asemeja a un cilindro de longitud  $\ell$  paralelo al campo magnético aplicado. En el interior del cilindro, el parámetro de orden superconductor  $\psi(r)$  es cero. El radio del cilindro es del orden de la longitud de coherencia  $\xi_{GL}$ . La supercorriente que circula alrededor del vórtice lo hace en un área de radio  $\sim \lambda$ . La variación espacial del campo magnético y del parámetro de orden dentro y fuera de un vórtice aislado se muestra en la *Figura 1.8*. Cada vórtice transporta un cuanto de flujo magnético  $\Phi_0 = 2.0679 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$  (o Weber).

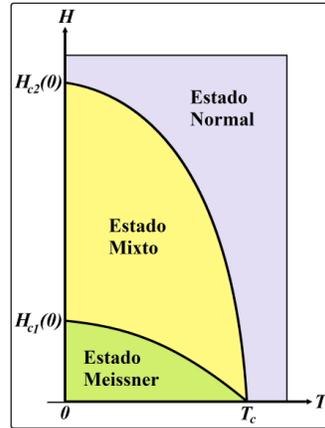


Figura 1.6.  $H_{c1}(T)$  y  $H_{c2}(T)$  para un superconductor tipo-II

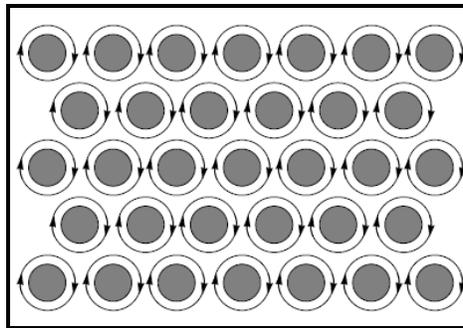


Figura 1.7. Los vórtices "normales" (círculos grises) en el estado mixto de un superconductor tipo-II forman una red triangular. Las flechas muestran la supercorriente que circula alrededor del vórtice a una distancia  $\sim \lambda$  desde el centro del vórtice. El radio del vórtice es igual a  $\xi_{GL}$ .

En la *Figura 1.9* se muestra la curva de magnetización en función del campo magnético aplicado para un superconductor tipo-II en forma de un cilindro, el campo magnético se aplicó paralelo a la longitud del cilindro  $\ell$ . Cuando  $H < H_{c1}$ , la inducción magnética en el interior del cilindro es  $B = 0$ . Si  $H_{c1} < H < H_{c2}$ , la magnitud  $B$  aumentará conforme la magnitud del campo magnético aplicado incrementa, por lo que  $B \neq 0$ . La magnitud del campo magnético que penetró dentro del superconductor siempre será menor al campo magnético aplicado, siempre y cuando  $H < H_{c2}$ . Cuando  $H = H_{c2}$ , el campo magnético en el interior del cilindro es igual al campo magnético aplicado y en este momento el estado superconductor desaparece. La transición al estado normal a  $H_{c2}(T)$  es una transición de fase de primer orden de acuerdo con la teoría fenomenológica de las transiciones de fase propuesta por Lev Landau [22] debido a que la simetría del sistema cambia lentamente.

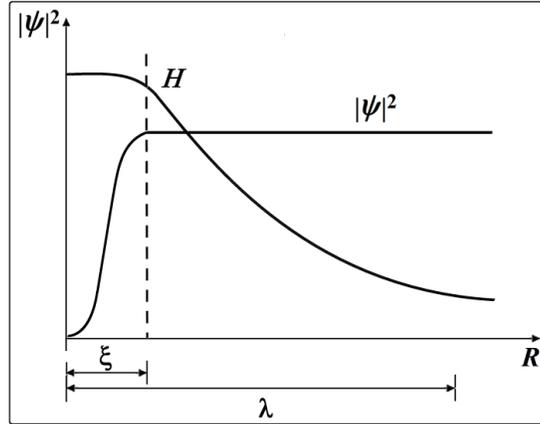


Figura 1.8. Variación espacial del campo magnético  $H$  y el parámetro de orden  $\psi$  dentro y fuera de un vórtice aislado en un superconductor infinito.  $R$  representa la distancia desde la superficie hacia el interior

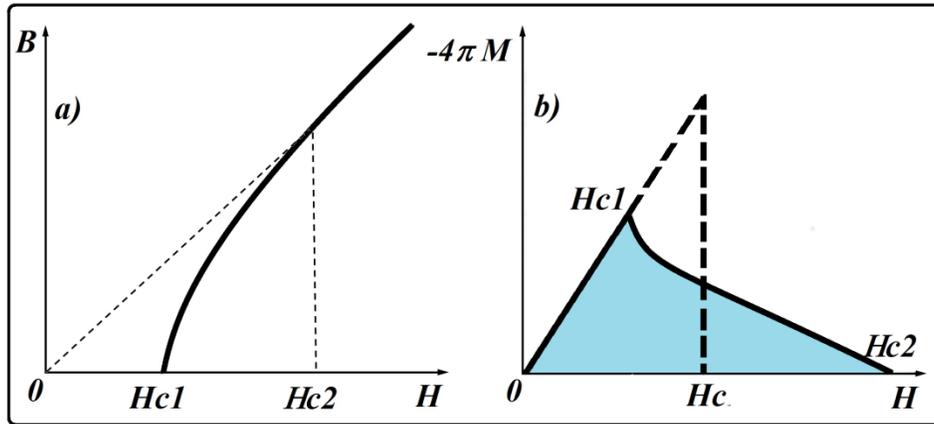


Figura 1.9. Curvas de magnetización para un superconductor tipo-II: a) Inducción magnética en función del campo magnético aplicado,  $B$  vs  $H$ , y b) Momento magnético en función del campo magnético aplicado,  $M$  vs  $H$ , este esquema se utiliza para definir el campo crítico termodinámico  $H_c$ , para un superconductor tipo II. El triángulo rectángulo se traza de manera que tenga un área igual a la parte sombreada dentro de la curva de magnetización. Es posible demostrar por cálculo termodinámico, que el trabajo hecho por el campo magnético sobre la muestra para magnetizarla cambia la energía libre del material al pasar del estado superconductor al estado normal y que se da por la diferencia entre las energías libres del estado normal y el estado superconductor. Este trabajo está dado por el área encerrada en la curva de magnetización.

De acuerdo con la teoría fenomenológica Ginzburg-Landau, es más favorable energéticamente hablando, para los superconductores tipo-II al ser colocados bajo un campo magnético externo, subdividirse en dominios alternos Normales y Superconductores, esto con el fin de minimizar la energía libre del sistema [23]. Variaciones significativas del parámetro de orden no pueden existir en una escala más pequeña que la longitud de coherencia  $\xi_{GL}$ , por lo que a  $H > H_{c1}$ , el campo magnético penetra en el superconductor en forma de vórtices con un radio  $\sim \xi_{GL}$ . Una vez formados los vórtices, éstos se organizaran formando una red triangular. Cuando el campo magnético aplicado incrementa, la densidad de vórtices aumenta y cuando  $H = H_{c2}$ , la densidad de vórtices es tan alta que la distancia entre ellos es del orden de  $\xi_{GL}(T)$ . Cuando esto ocurre, los centros en estado normal de los vórtices entran en contacto el uno con el otro, y el parámetro de

orden del superconductor  $\psi(r)$  se hace cero. En este momento, el estado superconductor desaparece, y el material muestra propiedades del estado normal.

### **1.5) Supresión del estado superconductor.**

Como anteriormente se mencionó, el estado superconductor requiere del acoplamiento electrónico y del comienzo de una fase coherente  $\xi_{GL}$ . Dos fenómenos muy distintos e independientes el uno del otro para superconductores no convencionales. También se sabe que la superconductividad puede ser suprimida por un campo magnético o por una corriente eléctrica *DC*. Entonces, una pregunta surge hasta ahora, ¿Estos dos mecanismos de supresión del estado superconductor, qué destruyen primero: el acoplamiento electrónico, o la fase coherente? Antes de responder está pregunta se debe recordar que los superconductores se clasifican en dos tipos, los convencionales y los no convencionales. Para los superconductores convencionales, esta pregunta no tiene sentido, puesto que se sabe de antemano que primero se produce el acoplamiento electrónico y por ende el traslape de las funciones de onda de los pares de Cooper da lugar a la fase coherente, dos fenómenos que ocurren simultáneamente a  $T_c$  y en conjunto describen el condensado superconductor a través del parámetro de orden  $\psi(r)$ . Lo anterior indica que es imposible interrumpir la propagación de la fase coherente sin antes, romper los pares de Cooper, por lo que los dos mecanismos que dan origen al estado superconductor son destruidos al mismo tiempo.

Por otra parte, se sabe que para los superconductores no convencionales (aquéllos en los que la teoría BCS no explica plenamente sus propiedades) el parámetro de orden no está mediado por el acoplamiento Josephson (traslape de las funciones de onda de los pares de Cooper); el mecanismo que da origen a la fase coherente es diferente (y se desconoce hasta ahora), por lo que la fase coherente podría decirse que no tiene relación alguna con las funciones de onda de los pares de Cooper. Una consecuencia de esto es que en un superconductor no convencional  $\xi_{GL} \neq \xi$ . En la mayoría de los superconductores no convencionales, el acoplamiento electrónico ocurre a una temperatura mayor a  $T_c$ , y el comienzo de la fase coherente aparece a  $T_c$ . De lo anterior se puede deducir que el primer mecanismo que es destruido ante un campo magnético o una corriente eléctrica es la fase coherente,  $\xi_{GL}$ , ya que es la magnitud más débil puesto que depende de la temperatura [1,8,22].

Además de las propiedades físicas descritas a lo largo del presente capítulo, el estado superconductor también presenta algunas otras propiedades como por ejemplo, la cuantización del flujo magnético, el efecto Josephson, efecto proximidad y efecto isotópico ( ver **Apéndices A, B, C y D**).

---

**Referencias:**

- [1] Michael Tinkham, Introduction to superconductivity, second edition, McGraw Hill, Inc. 1996.
- [2] Ivar Giaever, Energy gap superconductors measured by electron tunneling, Phys. Rev, 5, 4, 1960.
- [3] Ivar Giaever and Karl Megerle, Study of superconductors by electron tunneling, Phys. Rev. Lett. 5, 1961.
- [4] I. K. Yanson, Y. N. Shalor, Electron-Phonon interaction spectrum in copper, Sov. Phys. JETP, 44 148, 1976.
- [5] S. K. Upadhyay, A. Palanisami, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, Probing ferromagnets with Andreev reflection, Phys. Rev. Lett. 81, 1998.
- [6] C. J. Muller, J. M. van Ruitenbeek, L. J. de Jongh, Experimental observation of the transition from weak link to tunnel junction, Physica C, 191, 485, 1992.
- [7] R. Escudero, F. Morales, Point contact spectroscopy of Nb<sub>3</sub>Sn crystals: Evidence of a CDW gap related to the martensitic transition. Solid State Communications 150, 2010.
- [8] Terry. P. Orlando and Kevin A. Delin, Foundations of applied superconductivity, Addison-Wesley Publishing Company, 1990.
- [9] A. G. M. Jansen, A. P. van Gelder, and P. Wyder, Point-Contact spectroscopy in metals, Phys. C. Solid St. Phys, 13, 1980.
- [10] D. Daghero and R.S. Gonnelli, Probing multiband superconductivity by point-contact spectroscopy, arXiv:0912.4858v1 [cond-mat.supr-con] 24 Dec 2009.
- [11] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion, Phys. Rev. B, 1982.
- [12] F. J. Kedves, S. Meszaros, K. Vad, G. Halasz, B. Keszei, and L. Mihaly, Solid State Commun. 63, Phys. Rev. B 43, 1987.
- [13] T. P. Orlando y K. A. Delin, Foundations of applied superconductivity, Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts, 1990.
- [14] Raymond A. Serway and Robert J. Beichner, Physics for scientists and engineers with modern physics, 9th edition, Thomson, 2013.

- [15] Goutam Sheet, S. Mukhopadhyay, and P. Raychaudhuri, Role of critical current on the point-contact Andreev reflection spectra between a normal metal and a superconductor, *Phys. Rev. B* 69, 2004.
- [16] Glover, R. E. & Tinkham, Conductivity of superconducting films for photon energies between 0.3 and 40 KTC, *Phys. Rev.* 108, 1957.
- [17] D. C. Mattis, and J. Bardeen, Theory of the anomalous skin effect in normal and superconducting metals, *Phys. Rev.* 111, 1958.
- [18] A. William, P. James, and Collmant, Gap-modulation infrared spectroscopy of high transition temperature superconductors, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, Vol. 85, pp. 4596-4600. July, 1988.
- [19] J. R. Cooper, Probing the order parameter and the c-axis coupling of high-Tc cuprates by penetration depth measurements, *Phys. Rev. B* 54, R3753, 1996.
- [20] K. Hashimoto, T. Shibauchi, T. Kato, K. Ikada, R. Okazaki, H. Shishido, M. Ishikado, H. Kito, A. Iyo, H. Eisaki, S. Shamoto, and Y. Matsuda, Microwave Penetration depth and quasiparticle conductivity of  $PrFeAsO_{1-y}$  single crystals: Evidence for a full-gap superconductor, *Phys. Rev. Letters*, PRL 102, 2009.
- [21] A.A. Abrikosov, Magnetic properties of superconductors of the second group, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 32, 1957.
- [22] Feng Duan, and Jin Guojun, Introduction to condensed matter physics, world scientific publishing Co. Pte, 2005.
- [23] Tien-Tsan Shieh, The Ginzburg-Landau theory for a thin superconducting loop in a large magnetic field, Indiana University, 2007.

# Capítulo 2

---

## Espectroscopia de contacto puntual.

### 2.1) Transporte electrónico en contactos puntuales.

Cuando hablamos de contactos puntuales, nos referimos a pequeños circuitos electrónicos donde son conectados dos o más conductores en bulto a través de una pequeña constricción de dimensiones nanométricas. Esta nano-constricción es conocida como contacto puntual y actúa como una pequeña sonda influenciada por los procesos de dispersión que se lleva a cabo cerca a la región de contacto. En consecuencia, la descripción teórica de un contacto puntual se basa en descomponer el sistema físico en los elementos que lo forman, los dos conductores perfectos y el contacto puntual que los une. Entonces, los procesos de dispersión electrónica son limitados a la región de contacto, en donde los conductores actúan como reservorios determinando la función de distribución de portadores de carga. Esta descomposición hace que la descripción teórica del contacto puntual sea mucho más fácil de tratar, ya que la región de contacto es mucho más pequeña y no se tiene que entrar en detalles del comportamiento de los conductores en bulto.

#### 2.1.1) Régimen de conducción.

Considere dos alambres conductores de diámetros  $\phi_1 = \phi_2$  y longitudes  $l_1 = l_2$  que se encuentran unidos mediante una constricción de radio  $a$ , *Figura 2.1*. La conductancia eléctrica para cada uno de los conductores en bulto estará dada por el inverso de la ley de Ohm, donde:

$$G = \sigma \frac{A}{l}, \quad (2.1)$$

$A$  y  $l$  son el área de la sección transversal y la longitud del conductor, respectivamente. La conductividad eléctrica  $\sigma$  se determina usando los parámetros intrínsecos del material, descritos por el modelo de Drude [1]:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m_e} \tau_m, \quad (2.2)$$

donde aparte de la concentración de portadores de carga  $n$ , el único parámetro libre es  $\tau_m$ , el tiempo de relajación de los portadores de carga (tiempo promedio entre colisiones),  $m_e$  y  $e$  son la masa y la carga del electrón.

Esta sencilla descripción teórica para determinar la conductancia eléctrica en un material en bulto falla si el tamaño del conductor llega a ser tan pequeño, que el electrón lo cruza en una escala de tiempo menor a  $\tau_m$ . Entonces, para determinar la conductancia eléctrica en la región del contacto puntual es necesaria una relación que considere al radio de contacto  $a$  y al tiempo de relajación de los portadores de carga  $\tau_m$ .

Entonces,

$$\ell = v_F \tau_m. \quad (2.3)$$

Si consideramos a  $\ell$  como el promedio del camino electrónico libre del material, podemos determinar la distancia o espacio que el electrón viaja entre dos eventos de dispersión sucesivos donde  $v_F$  es la velocidad de Fermi y  $\tau_m$  el momento de relajación de los portadores de carga, en este caso electrones.

Dependiendo de los mecanismos de dispersión a los que son sometidos los electrones,  $\ell$  puede tener dos contribuciones  $\ell_e$ , promedio del camino electrónico libre elástico, donde la energía cinética se preserva pero el momento no y  $\ell_i$ , promedio del camino electrónico libre inelástico, donde la energía cinética y el momento cambian:

$$\ell^{-1} = \ell_e^{-1} + \ell_i^{-1}. \quad (2.4)$$

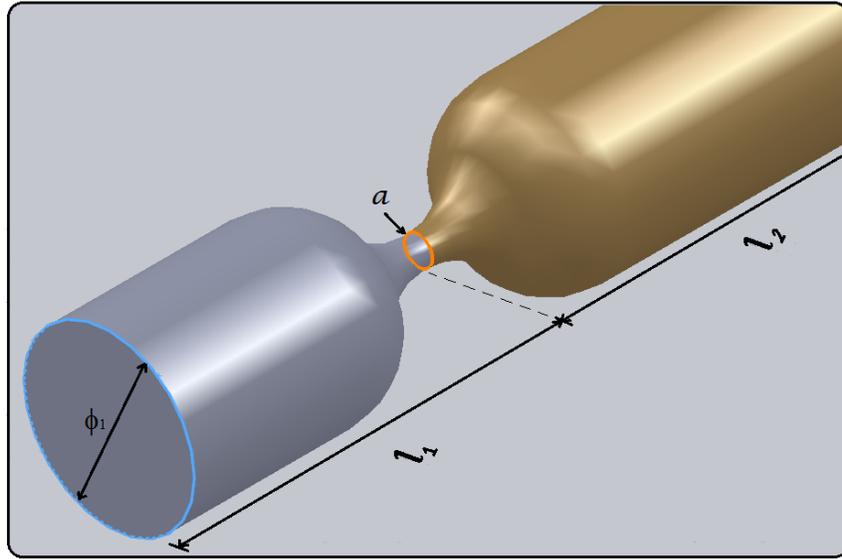


Figura 2.1. Dos conductores eléctricos de diámetros  $\phi_1 = \phi_2$  y longitudes  $l_1 = l_2$  que se encuentran unidos mediante una constricción de radio "a".

En base al radio de contacto y al promedio del camino electrónico libre del material, es posible definir un parámetro más llamado "Parámetro de Knudsen" [2] donde:

$$K = \frac{\ell}{a}, \quad (2.5)$$

dependiendo del valor del parámetro  $K$ , el transporte electrónico a través de un contacto puntual se puede clasificar en tres diferentes regímenes de conducción:

- 1) **Régimen Balístico:** Si el radio de contacto es mucho más pequeño que el promedio del camino elástico libre de los electrones,  $a \ll \ell_e$  o  $K \gg 1$ , se dice que el contacto puntual se encuentra en este régimen de conducción, Figura 2.2 (a).

Cuando una diferencia de potencial  $V$  es aplicada al contacto puntual, los electrones son acelerados pasando a través de la región de contacto balísticamente (sin dispersión alguna), la cantidad de energía cinética ganada durante el proceso es igual a  $eV$  y la resistencia del contacto puede ser calculada usando la expresión obtenida por Sharvin [3]:

$$R_S = \frac{4\rho\ell}{3\pi a^2} = \left( \frac{2e^2}{h} \frac{k_F^2 A}{4\pi} \right)^{-1}, \quad (2.6)$$

donde  $\rho$  es la resistividad del material bajo estudio,  $A$  el área de contacto y  $k_F$  es el momento de Fermi. Esta "Resistencia de contacto,  $R_S$ " persiste incluso en conductores perfectos y su origen es puramente geométrico.

Asumiendo que  $A = \pi a^2$ , entonces la conductancia para este régimen de conducción es:

$$G_{MM} = \frac{1}{R_S} = \frac{2e^2}{h} \left( \frac{k_F a}{2} \right)^2. \quad (2.7)$$

- 2) **Régimen Térmico:** Se presenta cuando el radio de contacto  $a$  es mucho más grande que ambas contribuciones al promedio del camino libre de los electrones,  $a \gg \ell_e, \ell_i$  o  $K \ll 1$ , *Figura 2.2 (c)*. Los electrones son dispersados elástica e inelásticamente en la región del contacto por lo que el transporte electrónico en el área de contacto es similar al transporte en bulto. Usando las ecuaciones de Poisson y la ley de Ohm, Maxwell obtuvo una expresión para determinar la resistencia de contacto para este régimen de conducción [4]:

$$R_M = \frac{\rho}{2a}, \quad (2.8)$$

donde  $\rho$  y  $a$  son la resistividad del material bajo estudio y el diámetro de contacto, respectivamente. En este régimen de conducción, los electrones al pasar por la región de contacto provocan un aumento de la temperatura en esta zona con respecto a la temperatura de los materiales en bulto que son conectados a través del contacto puntual ( $T_{Bulto}$ ) producto de la pérdida de energía cinética debido a las múltiples interacciones que sufren los electrones con los átomos de los conductores (efecto Joule). La temperatura efectiva ( $T_{ef}$ ) en la región de contacto incrementa al aumentar el voltaje aplicado  $V$  siguiendo la relación  $T_{ef}^2 = T_{Bulto}^2 + V^2/4L$ , donde  $L$  es el numero de Lorenz cuyo valor es  $2.44 \times 10^{-8} W\Omega K^{-2}$  y  $V$  es el voltaje aplicado al contacto, expresado en  $V$ . Este calentamiento en la región de contacto destruye la información que podría ser obtenida a través de la técnica de espectroscopia de contacto puntual, es por esta razón que el régimen térmico no es apto para el análisis espectral.

La conductancia para este régimen de conducción es:

$$G_{MM} = \frac{1}{R_M} = 2\sigma a. \quad (2.9)$$

- 3) **Régimen Difuso:** Entre los regímenes de conducción balístico y térmico se encuentra el régimen difuso o intermedio. En este régimen, el promedio del camino elástico libre  $\ell_e$  de los electrones es más pequeño comparado con el radio de contacto  $a$ , pero, la longitud de difusión  $\Lambda = \sqrt{\ell_i \ell_e}$  para la dispersión inelástica es mucho más grande que  $a$ ,  $\ell_e \ll a \ll \ell_i$ ,  $a \ll \Lambda$ , *Figura 2.2 (b)*.

Para este régimen de conducción, no existe una solución analítica para la resistencia de contacto. Una solución aproximada fue obtenida por Wexler estudiando el cruce de las resistencias obtenidas por Sharvin,  $R_S$ , y Maxwell,  $R_M$ , usando la ecuación Boltzmann [2]:

$$R_W = \frac{4\rho\ell}{3\pi a^2} + \Gamma(K) \frac{\rho}{2a} = \frac{2h}{e^2 k_F^2 a^2} + \Gamma(K) \frac{\rho}{2a}. \quad (2.10)$$

Aquí, el primer término es la resistencia de Sharvin y el segundo es la resistencia de Maxwell multiplicada por una función relacionada al parámetro Knudsen,  $K$ . Si los dos materiales que forman el contacto puntual son diferentes (contacto heterogéneo), la resistencia de contacto puede ser expresada como [5,6]:

$$R = \frac{2h}{e^2 a^2 k_{F,min}^2 T} + \Gamma(K) \frac{\rho_1 + \rho_2}{4a}, \quad (2.11)$$

donde  $k_{F,min} = \min [k_{F,1}, k_{F,2}]$ ,  $T = 4v_{F,1} * v_{F,2} / (v_{F,1} + v_{F,2})^2$  y  $\Gamma(K)$  es un parámetro de ensanchamiento que siempre es igual a uno [5]. En ambas ecuaciones, la presencia de los términos de Sharvin y Maxwell depende sólo del tamaño de contacto  $a$ .

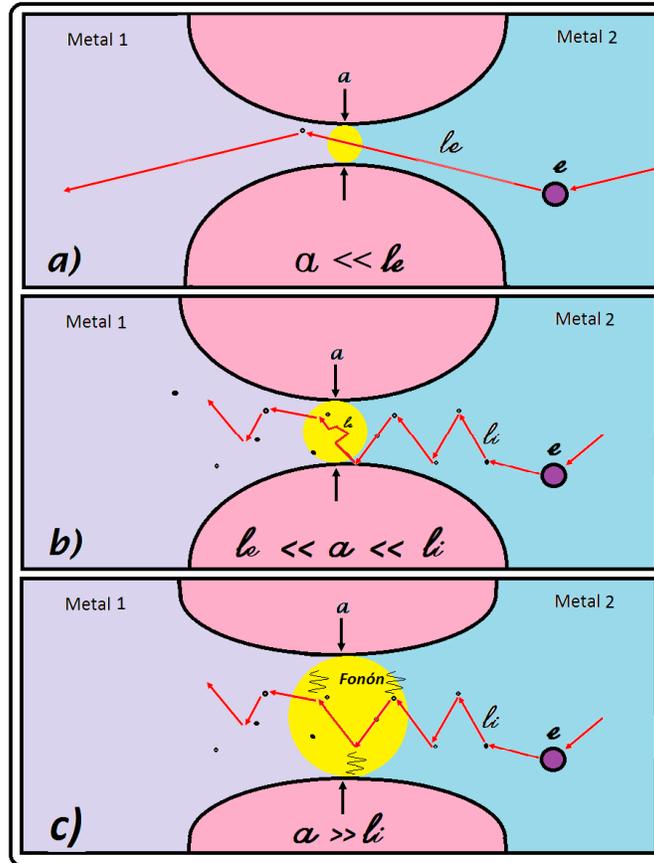


Figura 2.2. Diagrama esquemático de un contacto puntual en el régimen de conducción a) Balístico (sin dispersión electrónica en la región de contacto), b) Difuso (sólo hay dispersión elástica en la región de contacto) y c) Térmico (dispersión inelástica en la región de contacto)

## 2.2) Uniones Metal normal-Superconductor.

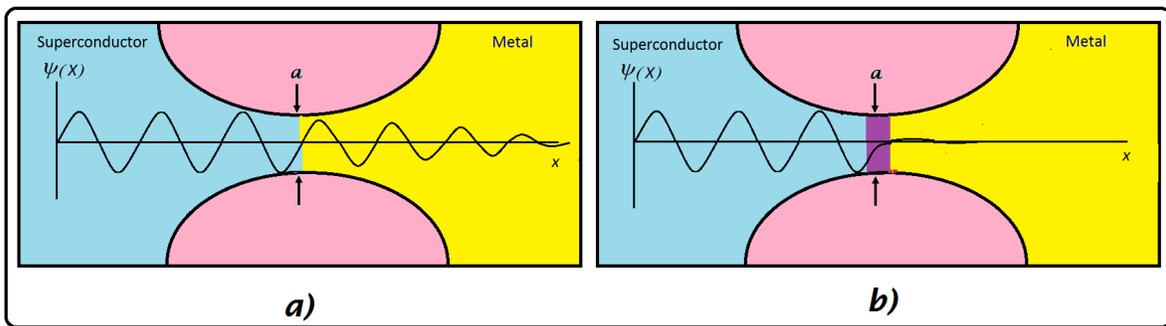
En la sección anterior, se obtuvieron las expresiones para determinar la conductancia diferencial para cada uno de los diferentes regímenes de conducción de un contacto puntual formado por dos metales en estado normal. En esta sección se considerará la influencia de un material superconductor cuando éste sustituye a uno de los conductores eléctricos en el contacto puntual. ¿Qué ocurre cuando hay un contacto directo entre los dos materiales? y como se ve afectado el transporte electrónico cuando el metal en estado normal y el superconductor están separados por una lámina aislante de espesor muy pequeño.

### 2.2.1) Límites de conducción.

Cuando uno de los metales que forman el contacto puntual es sustituido por un material superconductor, el transporte electrónico en la región de contacto suele presentar dos comportamientos distintos: el límite de tunelamiento (presente en uniones *Metal normal-Aislante-Superconductor*) y el límite metálico (presente en uniones *Metal normal-Superconductor*). La diferencia entre estos dos tipos de comportamiento radica en las propiedades

físicas de la interfase que separa a los metales en bulto. Para uniones en las que existe una interfase completamente limpia (una sin barrera de potencial o impurezas, contacto directo entre metales), el comportamiento se da a través del fenómeno de conducción, puesto que los electrones se propagan balísticamente entre los dos metales sin pérdida de energía por dispersiones. Este contacto directo entre metales provoca que la función de onda producida por los pares de Cooper en el superconductor se difunda y decaiga gradualmente en el metal normal induciendo un efecto de superconductividad débil en las láminas más cercanas a la región de contacto. A este fenómeno se le conoce como “*efecto proximidad*” (**Apéndice C**) y es el responsable de que algunos materiales como el oro [7,8] y el hierro [9], que en principio no son superconductores, lo sean cuando son puestos en contacto directo con un material que sí lo es, *Figura 2.3 (a)*.

Por otra parte, para una unión en la que existe una interfase con una barrera de potencial similar a una lámina aislante, el comportamiento se rige a través del fenómeno de tunelamiento, *Figura 2.3 (b)*. En este tipo de contactos, la función de onda de los pares de Cooper decae exponencialmente en la región de la interfase, por lo que el efecto proximidad se anula casi por completo.



*Figura 2.3. Unión a) Metal normal-Superconductor y b) Metal normal-Aislante-Superconductor. Aquí se muestra como varía la función de onda de los pares de Cooper dentro del metal normal.*

### 2.3) Teoría BTK [10].

La teoría desarrollada por Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK) describe las propiedades de transporte electrónico a través de un contacto puntual *Metal normal-Superconductor* que se encuentra en el régimen de conducción balístico. La base de esta teoría se centra en la solución a la ecuación de Bogoliubov-de Gennes para determinar las probabilidades de reflexión y transmisión de un electrón que incide en la interfase del contacto, obteniendo a través de éstas, una expresión que permite calcular la relación entre la corriente y el voltaje que pasan a través del contacto puntual.

#### 2.3.1) Ecuación de Bogoliubov-de Gennes.

Cuando un superconductor se enfría por debajo de su temperatura crítica de transición, parte de los electrones se acoplan formando pares de Cooper y los electrones que no lo hacen se consideran como “cuasipartículas”. Estas cuasipartículas son descritas por la ecuación de

Bogoliubov-de Gennes [11] en analogía a la descripción dada por la ecuación de Schrödinger a los electrones de conducción en un metal en estado normal. En la teoría BTK, la ecuación de Bogoliubov-de Gennes (**Apéndice E**) se resuelve para determinar las probabilidades de reflexión y transmisión de un electrón que incide en la interfase Metal normal-Superconductor (**Apéndice F**). Subsecuentemente, las probabilidades se usan para calcular la corriente eléctrica que pasa a través del contacto puntual a un determinado voltaje de polarización.

### 2.3.2) Cálculo de la corriente eléctrica y su derivada.

Ahora que ya se conocen las probabilidades de reflexión  $A$  y  $B$ , éstas se utilizarán para calcular la corriente eléctrica que pasa a través del contacto puntual bajo un cierto voltaje de polarización. Este análisis se puede realizar tanto en el *Metal normal* como en el *Superconductor*, en este caso para facilitar el proceso se realizará en el *Metal normal*. La corriente que fluye por el contacto puntual consta de electrones incidentes con energía  $[E + dE]$ , y está definida como:

$$I = e\mathcal{A}v(E)\rho(E)f(E)dE, \quad (2.12)$$

donde  $e$  es la carga del electrón,  $\mathcal{A}$  el área del contacto puntual,  $v(E)$  es la velocidad del electrón,  $\rho(E)$  la densidad de estados y  $f(E)$  la función de distribución de Fermi-Dirac. Es de gran importancia mencionar que  $\rho(E)f(E)dE$  es la densidad de electrones con energía  $[E + dE]$ . Recordando que  $A(E)$  es la parte de los electrones incidentes que fueron reflejados como huecos, reflexión de Andreev, la corriente eléctrica debido a este proceso es:

$$I = e\mathcal{A}v(E)\rho(E)A(E)f(E)dE, \quad (2.13)$$

donde el voltaje de polarización aplicado al contacto puntual por el momento, es cero. Esta corriente fluye desde el sitio *Metal normal* al *Superconductor*. La corriente que fluye desde el *Superconductor* en dirección al *Metal normal* está dada por la parte de los electrones incidentes que son reflejados normalmente  $B(E)$ , esto produce una corriente igual a:

$$I = e\mathcal{A}v(E)\rho(E)B(E)f(E)dE. \quad (2.14)$$

Existe una segunda corriente que fluye en dirección al *Metal normal* originada por los huecos reflejados en la interfase, producidos por la reflexión de Andreev. Esta corriente se expresa como:

$$I = e\mathcal{A}v(E)\rho(E)X(E)f(E)dE, \quad (2.15)$$

donde  $X(E)$  es una función que depende del voltaje de polarización, y en ausencia de éste, la corriente total es cero, lo que implica que  $X = 1 + A - B$ .

En general, cuando un voltaje de polarización es aplicado, se genera una distribución de partículas que desequilibra las bandas de energía del contacto puntual. Este voltaje de polarización aumenta la energía del *Metal normal* por un factor igual a  $eV$  con respecto al *Superconductor*, los electrones provenientes del sitio *Metal normal* tienen una función de distribución  $f(E - eV)$  y los huecos provenientes desde el sitio *Superconductor* tienen una función de distribución  $f(E)$ . Por lo tanto, para obtener la corriente eléctrica a un voltaje de polarización dado, se debe reemplazar  $f(E)$  en

la expresión (2.12), (2.13) y (2.14) por  $f(E - eV)$ . En consecuencia, la corriente que surge a partir de los electrones que inciden en la interfase, provenientes del electrodo *Metal normal* está dada por:

$$I = e\mathcal{A} \int v(E)\rho(E)[1 + A(E) - B(E)]f(E - eV)dE, \quad (2.16)$$

y la corriente que surge a partir de los huecos provenientes del electrodo *Superconductor* está dada por:

$$I = e\mathcal{A} \int v(E)\rho(E)[1 + A(E) - B(E)]f(E)dE. \quad (2.17)$$

Entonces, la corriente total que surge por la suma de las corrientes (2.16) y (2.17) es:

$$I = e\mathcal{A} \int v(E)\rho(E)[1 + A(E) - B(E)][f(E - eV) - f(E)]dE, \quad (2.18)$$

donde  $eV \approx \Delta \ll E_F$ , la velocidad de los electrones y la densidad de estados en el *Metal normal* se pueden considerar como constantes y se pueden descartar de la integral, por lo que la expresión (2.18) se reduce a:

$$I = e\mathcal{A}v\rho \int [1 + A(E) - B(E)][f(E - eV) - f(E)]dE, \quad (2.19)$$

donde ahora  $v$  y  $\rho$  son la velocidad del electrón y la densidad de estados del *Metal normal* en el nivel de Fermi, respectivamente. Si la conductancia diferencial  $G_{NS} = dI/dV$ , entonces la ecuación (2.19) se convierte en:

$$G_{NS} = -e^2\mathcal{A}v\rho \int [1 + A(E) - B(E)]f'(E - eV)dE, \quad (2.20)$$

donde  $f'$  es la derivada de la función de distribución de Fermi-Dirac. La función  $-f'(E)$  es cero excepto a valores cercanos a  $E = 0$  donde tiene una forma similar a una función delta con un ancho proporcional a  $k_B T$ . Cuando ambos materiales que forman el contacto puntual son metales en estado normal ( $\Delta = 0$ ), la ecuación (2.20) se reduce a:

$$G_{NN} = \frac{e^2\mathcal{A}v\rho}{1+Z^2}, \quad (2.21)$$

donde  $A = 0$  y  $1 - B = 1/(1 + Z^2)$ . La conductancia en el estado superconductor normalizada por la conductancia en el estado normal es:

$$\frac{G_{NS}}{G_{NN}} = -(1 + Z^2) \int [1 + A(E) - B(E)]f'(E - eV) dE, \quad (2.22)$$

siendo éste, el principal resultado de la teoría BTK.

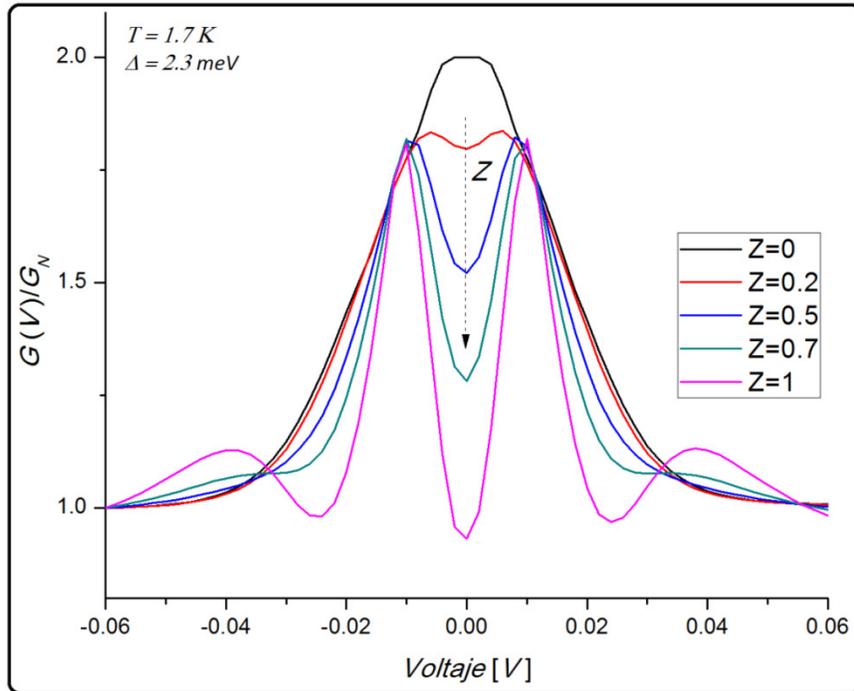
En la *Figura 2.4* se muestra la conductancia diferencial normalizada para  $\Delta = 2.3$  mV y  $T = 1.7$  K calculada a diferentes valores de  $Z$ . A bajos voltajes de polarización la conductancia diferencial normalizada a  $Z = 0$  es 2, aquí se supone que todos los electrones que inciden en la interfase son reflejados de la forma descrita por Andreev [9]. Cuando incrementa la dispersión en la interfase causada por la barrera aislante, caracterizada por el parámetro adimensional  $Z$ , parte de las reflexiones de Andreev se pierden y los electrones son reflejados normalmente. La supresión de las reflexiones de Andreev causa un mínimo local en la conductancia diferencial a voltaje de polarización cero. La conductancia diferencial máxima marca los bordes de la brecha de energía superconductor. Este resultado es justamente el que se obtiene al medir el carácter  $dV/dI - V$  en contactos puntuales  $W(\text{Au}) - \text{Zr}_{0.97}\text{V}_{0.03}\text{B}_2$ , Capítulo 4.

La conductancia diferencial calculada a altos valores de  $Z$  es similar a la densidad de estados BCS. De hecho, para  $Z \gg 1$  la probabilidad de reflexiones de Andreev es cero y

$$B \approx \frac{Z^4}{\varepsilon Z^2 + Z^4} = \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon}{Z^2}} \approx 1 - \frac{\varepsilon}{Z^2} \quad (Z \gg 1), \quad (2.23)$$

lo cual reduce la ecuación (2.22) a:

$$\frac{G_{NS}}{G_{NN}} = - \int \frac{\rho_S}{\rho_N} f'(E - eV) dE \quad (Z \gg 1). \quad (2.24)$$



*Figura 2.4. Conductancia diferencial normalizada de un contacto puntual Metal Normal-Superconductor calculada con la teoría BTK (ecuación (2.22)), donde  $Z$  varía desde 0 hasta 1. La temperatura es 1.7 K. La flecha indica la tendencia de las curvas cuando  $Z$  aumenta.*

**Referencias:**

- [1] P. A. Tipler, *Modern physics*, Worth publisher. Inc, New York, U.S.A, 345, 1980.
- [2] G. Wexler, The size effect and the non-local Boltzmann transport equation in orifice and disk geometry, *Proc. Phys. Soc. London* 89, 1966.
- [3] D. Daghero and R.S. Gonnelli, Probing multiband superconductivity by point-contact spectroscopy, arXiv:0912.4858v1 [cond-mat.supr-con] 24 Dec 2009.
- [4] A. M. Duif, A. G. M. Jansen and P. Wyder, Point contact spectroscopy, *Phys. Condens. Matter* 1, 1989.
- [5] H. U. Baranger, A. H. MacDonald and C. R. Leavens, Heterocontact effects in point-contact electron-phonon spectroscopy of the alkali metals, *Phys. Rev. B* 31, 1985.
- [6] D. Daghero, and R.S. Gonnelli, Probing multiband superconductivity by point-contact spectroscopy, arXiv:0912.4858v, 24 dec 2009.
- [7] Jinho Kim, Yong-Joo Doh, and K. Char, Proximity effect in Nb/Au/CoFe trilayers, *Phys. Rev. B* 71, 2005.
- [8] Hiroki Onoe, Akihiko Sumiyama, Masahito Nakagawa, and Yasukage Oda, Superconducting Proximity Effect in Au of Au-Clad Nb Wire in the clean Limit, *Phys. Society of Japan*, Vol. 64, No. 6. June, 1995.
- [9] L. Lazar, K. Westerholt, and H. Zabel, Superconductor/ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers, *Phys. Rev. B* 61, 5, 2000.
- [10] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion, *Phys. Rev. B*, 25 4515, 1982.
- [11] P. G. de Gennes, Boundary Effects in Superconductors, *Review of modern physics*, V 36, N. 1, 1964.

# Capítulo 3

---

## **Técnica Experimental.**

La técnica experimental de espectroscopia de contacto puntual, usada como una herramienta capaz de extraer información relevante para el estudio de la brecha de energía de un material superconductor, muestra una ventaja muy importante con respecto a la técnica de espectroscopia de tunelamiento electrónico, y es que puede ser aplicada para el estudio de fenómenos relacionados con interacciones electrónicas en cualquier sólido metálico. La técnica requiere que al hacer pasar una corriente por el contacto puntual, éste se encuentre en el régimen de conducción balístico, lo cual demanda que los electrodos deben poseer promedios de camino electrónico libre mucho más grandes que el radio de contacto.

En el capítulo anterior se mostró la base teórica de esta técnica experimental. Ahora en el presente capítulo, se mostrarán algunas técnicas para la fabricación de contactos puntuales así como el diseño del sistema de medida empleado en este trabajo.

### **3.1) Fabricación de contactos puntuales.**

#### **A) Uniones túnel.**

Propuesta por el físico noruego Ivar Giaever. El propone formar un contacto puntual a través de la deposición química de los electrodos [1]. Esta técnica consiste en depositar una película delgada, con un espesor  $\sim 1000$  angstrom, del primer electrodo sobre un substrato de vidrio para después dejarla oxidar y formar una capa aislante sobre la superficie, de algunos cuantos angstrom de espesor. Por lo regular casi siempre se usa aluminio en esta parte del proceso por la facilidad y uniformidad con que se oxida en presencia de aire. Una vez formada la capa de óxido se procede a depositar sobre ésta el material que se desea estudiar, usualmente se usa un material con carácter metálico. La ventaja de esta técnica radica en la posibilidad de controlar de forma precisa el área de contacto entre los electrodos (aluminio y metal bajo estudio), ya que como anteriormente se mencionó, esto es fundamental para poder observar información acerca del condensado superconductor sin haber sufrido alteraciones por otros procesos de dispersión electrónica.

En estas condiciones, cuando se aplica una pequeña diferencia de potencial a través del contacto puntual, la corriente que circula por el dispositivo formada por electrones túnel tiene un comportamiento no lineal, y ésta depende exponencialmente del espesor de la barrera aislante [2].

#### **B) “Needle-anvil”**

Propuesta por el físico ucraniano Igor K. Yanson. Esta técnica consiste en formar un contacto puntual al aterrizar mecánicamente un electrodo en forma de punta, muy afilada, de un material

metálico en estado normal o superconductor sobre la superficie del cristal a analizar [3]. El reto en esta técnica es obtener un electrodo en forma de punta lo mas afilado posible, ya que el tamaño o radio de contacto,  $a$ , por el que los electrones serán transmitidos al cristal en estudio dependerá en gran parte de que tan afilada esté la punta metálica.

### **C) La técnica usada en nuestro experimento.**

Los contactos puntuales que se usaron para realizar este trabajo de investigación fueron hechos mediante el enfoque llamado alambre-muestra [4], *Figura 3.1*. Con el uso de un microscopio óptico un alambre de tungsteno recubierto de oro,  $W(Au)$ , con diámetro de  $5\mu\text{m}$  se atravesó sobre una muesca realizada en uno de los bordes del cristal a estudiar;  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . El cristal previamente se adhirió con barniz a un substrato con pistas de cobre realizadas por litografía. Las pistas de cobre en el substrato se usan como puntos de anclaje al soldar sobre éstas los extremos del alambre de  $W(Au)$  y así formar un contacto eléctrico entre el alambre y la muestra. Generalmente se requiere que la resistencia del contacto alambre-muestra sea del orden de unos cuantos ohms a temperatura ambiente. Contactos menores a un ohm de resistencia producirán características en régimen de conducción no balístico y por tanto serán descartados. En este experimento se logró que los contactos puntuales medidos tuvieran resistencias del orden de  $18\ \Omega$ , valor que fue adecuado para observar aceptables resultados sobre el carácter de la brecha superconductora del  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . Es muy importante mencionar que sólo por debajo de este valor se obtuvieron espectros de conductancia diferencial muy similares a los predichos por la teoría BTK, pero esto no significa que este valor de resistencia deba cumplirse para todos los materiales superconductores que se estudien, ya que este valor depende de todos los parámetros asociados al material bajo estudio, particularmente del promedio del camino electrónico libre,  $\ell$ . También es muy importante mencionar que experimentalmente siempre existirá, inevitablemente en la superficie de la muestra o en la del alambre, una fina capa de óxido que evitara el contacto directo entre electrodos; razón por la cual el contacto puntual presentará el carácter de junta túnel, observando un descenso de la conductancia diferencial a voltajes de polarización muy bajos, *Figura 4.3 (1.7 K)*.

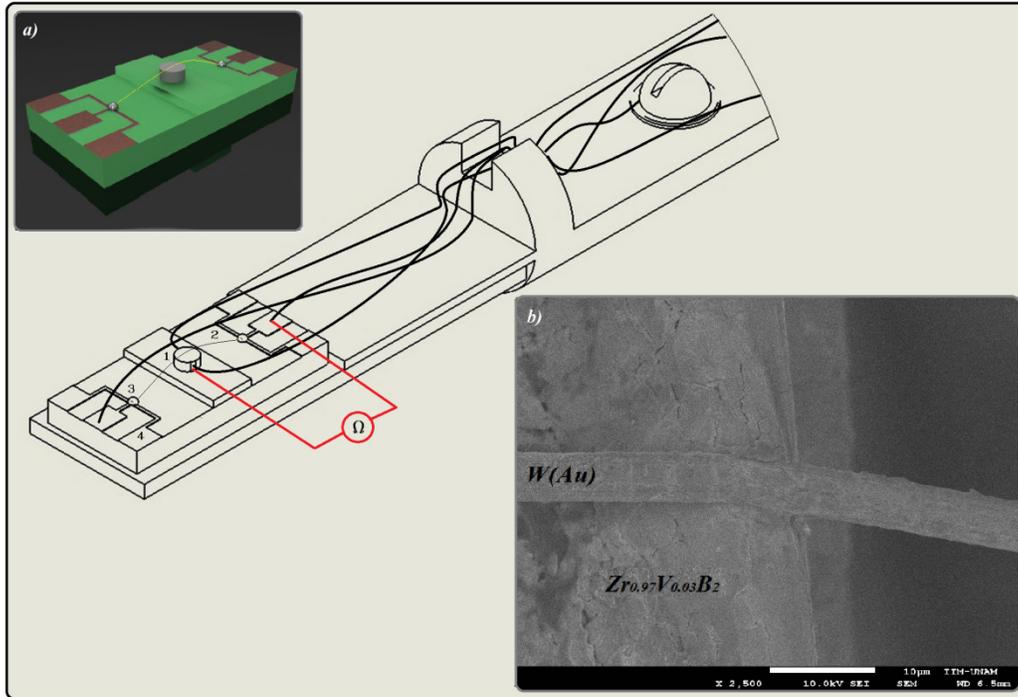


Figura 3.1. Esquema del contacto puntual montado en la caña del sistema criogénico. En este dibujo se puede observar la forma en que la resistencia se mide a temperatura ambiente para corroborar la existencia de un contacto eléctrico alambre-muestra. En los experimentos los contactos puntuales tuvieron resistencias eléctricas con valores desde 10 a 20  $\Omega$ . En el diagrama, 1) denota la muestra, 2) es el alambre de W(Au), 3) son los puntos de anclaje (soldadura plomo-estaño) y en 4) se tienen las pistas de cobre. La figura a color muestra el montaje de un contacto puntual. Por último en b) se muestra una imagen de la zona de contacto.

### 3.2) Diseño del sistema de medida.

El sistema de medición de contactos puntuales está dividido en dos secciones. La primera es el sistema criogénico, encargado de establecer las condiciones ideales de campo magnético y temperatura. La segunda sección es el sistema de control electrónico, mediante el cual se obtienen los espectros de resistencia diferencial en función del voltaje de polarización.

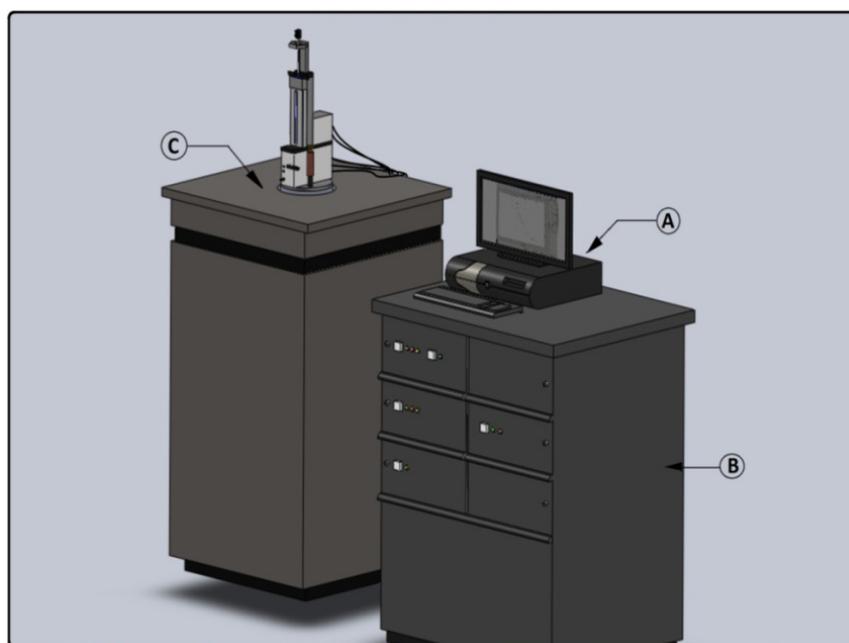
#### 3.2.1) Sistema criogénico.

Debido a que el  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  transita al estado superconductor a una temperatura de 9.3 K, fue necesario el uso de un sistema de refrigeración que proporcionara tales condiciones de temperatura para el análisis de las propiedades de transporte electrónico en contactos puntuales generados con este material.

El sistema de refrigeración empleado en esta serie de experimentos fue un magnetómetro superconductor de interferencia cuántica (MPMS-XL, Quantum Design, inc.) con un rango de operación térmica de 1.7 a 400 K y magnética de hasta 5 Tesla. El ensamble mecánico de este sistema de medida está dividido en tres secciones: **el sistema de helio líquido, la sonda criogénica y el sistema de soporte para la muestra** [5], Figura 3.2.

**El sistema de helio líquido** está formado por el Dewar, la línea de transferencia y el sensor de nivel de helio. El Dewar tiene una capacidad de 56 litros y está hecho de aluminio a excepción del cuello, el cual es de acero inoxidable embebido en fibra de vidrio, esto con el fin de disminuir la transferencia térmica con el medio ambiente. El Dewar se ubica adentro del gabinete instrumental y está montado sobre un soporte de acero. El soporte de acero está fijo al gabinete a través de cuatro amortiguadores de goma que le proporcionan estabilidad y lo aíslan de vibraciones mecánicas.

El nivel de helio es monitoreado por medio de una sonda superconductor (sensor) colocada dentro del Dewar. El software de control del MPMS activa esta sonda por medio de una corriente eléctrica y al medir la diferencia de potencial en ésta, el nivel de helio adentro del Dewar es obtenido, *Figura 3.3*.



*Figura 3.2. "Magnetic Properties Measurement System" (MPMS), A) Computadora: aquí se encuentra instalado el software de control automático para el MPMS y una interfaz tipo IEEE-488, usada como puerto de comunicación entre la computadora y los dos subsistemas de control independientes, el "Model 1802" y el "Model 1822". B) Gabinete de control electrónico: integrado por los dos subsistemas de control independientes, el sistema de control de gas, la bomba de vacío, la fuente de energía para el imán superconductor y el control electrónico para el sistema de transporte de la muestra. C) Gabinete instrumental, formado por el sistema de helio líquido, la sonda criogénica y el sistema de soporte para la muestra.*

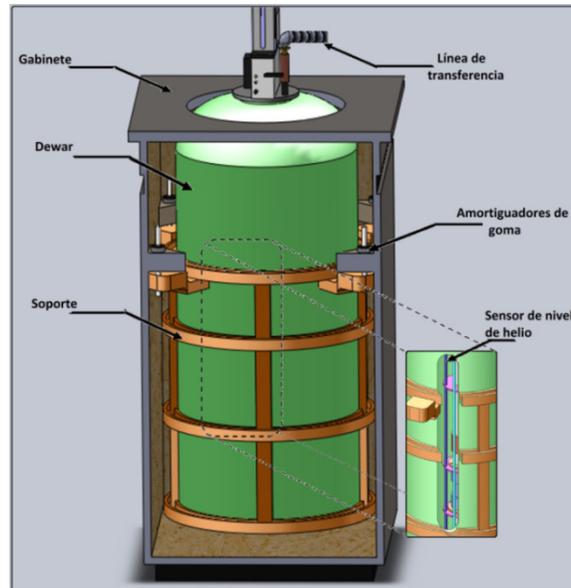


Figura 3.3. Sistema de helio líquido

**La sonda criogénica** está formada por un imán superconductor y el modulo de control de temperatura. Este modulo de control se encarga de regular la temperatura en la cámara de la muestra a través de cuatro procesos, *Figura 3.4*:

- **Medida de la temperatura:** El MPMS cuenta con dos termómetros para sensar la temperatura. El primero (*a*) se localiza a la misma altura que la bobina superconductora (*c*) y el segundo (*b*) se ubica en la parte inferior de la cámara de la muestra (*d*). Ambos sensores se usan para temperaturas superiores a  $14\text{ K}$ , mientras que a temperatura menores a está, sólo se activa el sensor de la parte inferior de la cámara.
- **Potencia de refrigeración:** La potencia de refrigeración por encima de los  $4.2\text{ K}$  consiste en dejar que una cantidad controlada de helio líquido proveniente del Dewar (*e*) entre por la parte inferior de la cámara de enfriamiento (*f*). El helio líquido ingresa por la entrada continua (*g*) y en el anillo de enfriamiento (*h*) es convertido en gas. El gas helio fluye a través de la cámara de enfriamiento intercambiando energía térmica con la cámara de la muestra (*d*). Al final, el gas helio se extrae por la parte superior de la cámara de enfriamiento por medio de una bomba de vacío (*i*).  
El enfriamiento por debajo de los  $4.2\text{ K}$  se logra llenando con helio líquido el anillo de enfriamiento (*h*) a través del tubo externo de impedancia (*o*). Cuando el helio líquido entra, el calefactor de impedancia se enciende (*p*) y el tubo de impedancia se cierra. La regulación de la temperatura se logra variando la caída de presión de vapor del helio en el anillo de enfriamiento. Esto se hace ajustando la velocidad de flujo a través de la bomba de vacío (*i*), usando la válvula proporcional (*l*).

- **Potencia de calefacción:** Calentar la cámara de la muestra hasta los  $400\text{ K}$  se logra con el uso de un calefactor de gas (*j*) y un calefactor de cámara (*k*). El calefactor de gas pre-calienta el gas helio a través de una resistencia eléctrica, esto, permite que el gas helio pre-caliente alrededor de la cámara de la muestra intercambie calor con la cámara. El calefactor de cámara calienta directamente la superficie exterior de la cámara de la muestra a través de una serie de serpentines de calentamiento que la envuelven.
- **Flujo de gas:** Tres válvulas conectadas en paralelo se usan en esta sección. La primera es la válvula proporcional (*l*). Cantidades de gas helio equivalentes a  $0.01\text{ K}$  son posibles con esta válvula, esto permite que el módulo de control de temperatura pueda fijar temperaturas con una precisión en centésimas de  $\text{K}$ . El sistema también utiliza una válvula parcial (*m*) que chorrea pequeñas cantidades fijas de helio líquido sobre el anillo de enfriamiento. Este flujo de helio líquido se usa para regular la temperatura entre  $10$  y  $400\text{ K}$ . La válvula de enfriamiento (*n*) sólo se usa cuando el sistema se encuentra a temperatura ambiente y el Dewar se llena con helio líquido por primera vez.

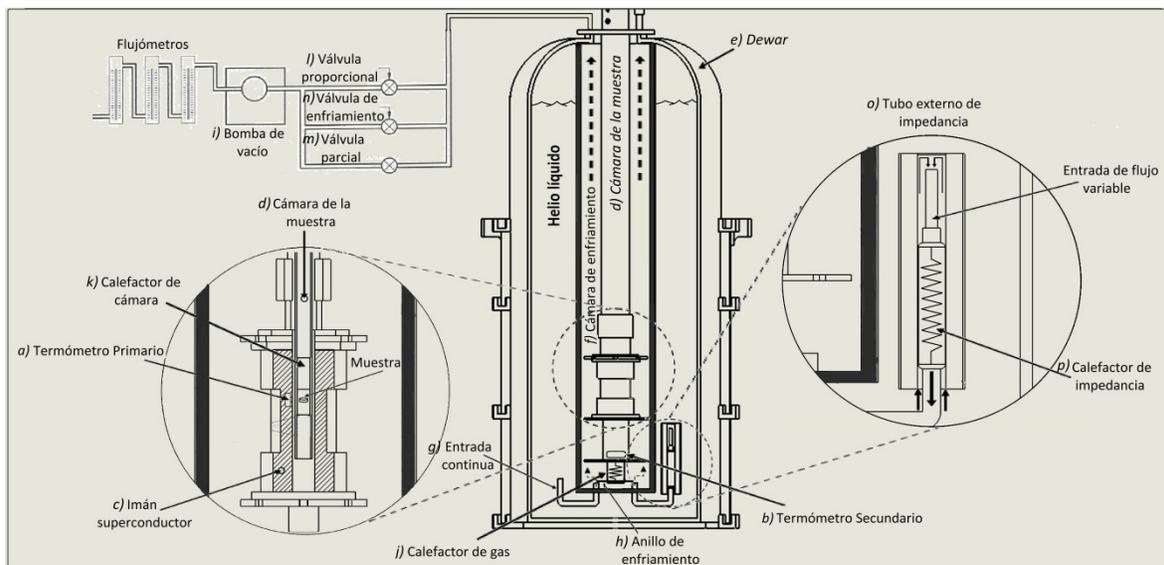


Figura 3.4. Diagrama funcional que muestra la sonda criogénica colocada adentro del vaso de Dewar

**El sistema de soporte para la muestra** se ubica en la parte superior de la sonda criogénica y está formado por la caña, el actuador y la pre-cámara de vacío, Figura 3.5.

La caña de soporte es un tubo de acero inoxidable de  $2.5\text{ mm}$  diámetro con una longitud de alrededor de un metro. En la parte superior se encuentra una clavija de diez conectores y una abrazadera deslizante. En la parte inferior se encuentra un soporte con diez conectores y es justamente donde se monta el contacto puntual, Figura 3.5 (a).

La pre-cámara de vacío (c), extrae el aire de su interior una vez que la parte inferior de la caña (lugar donde se monta el contacto puntual) se encuentra adentro. El botón (e) es el mecanismo de

activación para el proceso de extracción de aire en la pre-cámara. La palanca (*d*) es una compuerta que separa a la pre-cámara de vacío de la cámara de la muestra. El actuador (*b*) funciona como un soporte donde la caña se atornilla una vez que se ha introducido por completo.

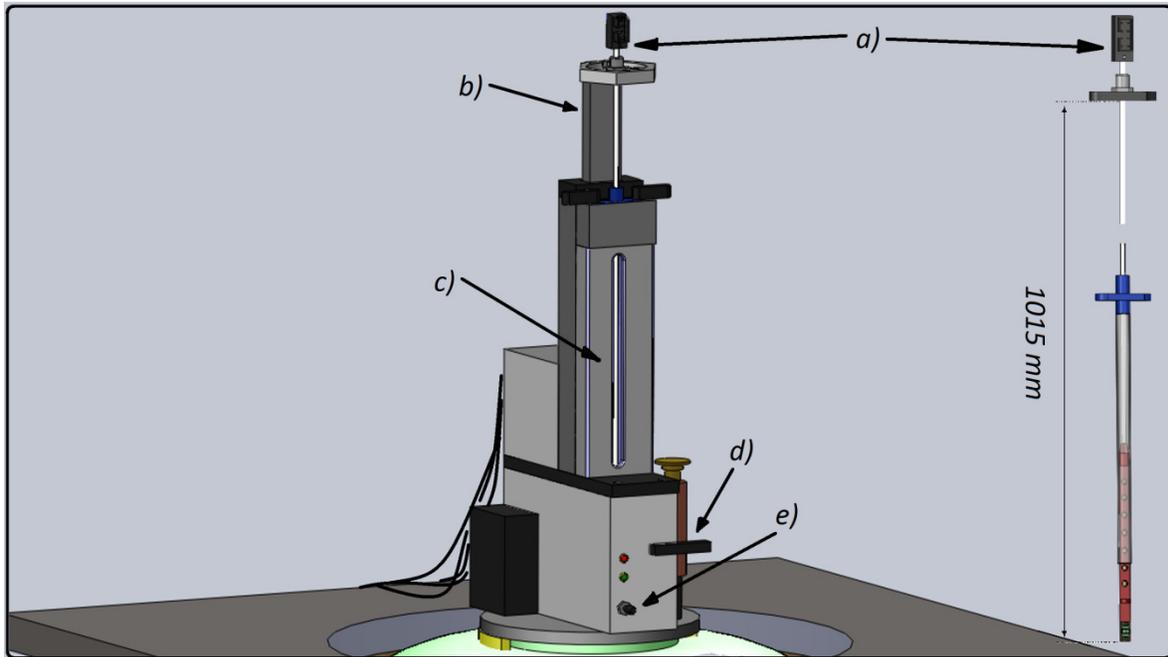


Figura 3.5. Sistema de soporte para la muestra. a) Caña, b) Actuador, c) Pre-cámara de vacío, d) Palanca de compuerta, e) Botón de purga para la pre-cámara

### 3.2.2) Sistema de control electrónico

Las medidas de conductancia diferencial en función del voltaje de polarización en contactos puntuales fueron realizadas usando la técnica de modulación *AC*. Esta técnica consiste en superponer una señal alterna de baja amplitud en un voltaje de polarización *DC*. El principal objetivo de esta mezcla de señales es que la resolución del experimento sea limitada por la amplitud de la señal alterna y no por el ruido instrumental. El diagrama electrónico que ilustra esta técnica se muestra en la *Figura 3.6*. Un generador de funciones (*G*) proporciona el voltaje de polarización que será aplicado al contacto puntual mientras la señal alterna la proporciona un amplificador *Lock-in* (*A*). La combinación entre las señales *AC* y *DC* se realiza con los cuatro puentes de resistores de valores fijos (*R1 – R16*) y una resistencia variable (*Rd*). Esta resistencia variable permite balancear a cero, la caída de tensión producida por el contacto puntual en el puente de resistencias, de esta forma se asegura que la variación en la impedancia del contacto puntual (oposición al paso de una corriente alterna) producida por la brecha de energía superconductor se encuentre dentro del rango de lectura del amplificador *Lock-in* (*A*). La sincronización entre la señal *AC* y la respuesta del contacto puntual debida a este estímulo se logra a través de un circuito de modulación (*M*). Este proceso permite controlar la amplitud de la señal *AC* que pasa a través del contacto puntual permitiendo que la señal de respuesta se mantenga por debajo de la escala de energía  $k_B T$  [ $\mu V$ ], donde *T* es la temperatura en la que se encuentra el

contacto puntual al momento de medir y  $k_B$  la constante de Boltzmann. Este proceso tiene como objetivo, que la resolución del experimento esté limitada por la temperatura de medición, y no, por el ruido instrumental.

La lectura del voltaje de polarización que alimenta al contacto puntual se obtiene a través de un microvóltmetro ( $V$ ), el cual a su vez está conectado a un graficador  $X - Y (L)$  con el que se realiza una grafica instantánea entre el voltaje de polarización y la respuesta del contacto puntual debida al estímulo  $AC$ , obtenida a través del amplificador Lock-in. Esta respuesta es proporcional a  $dV/dI$  (resistencia diferencial,  $1/G(V)$ ) por lo que proporciona información directa de la no linealidad entre el voltaje de polarización y la corriente eléctrica que pasan a través del contacto puntual.

La recolección de los datos experimentales se hace mediante el uso de una interfaz tipo IEEE-488 (National Instruments, NIPCI-GPIB) que conecta la salida del microvóltmetro ( $V$ ) que proporciona la lectura del voltaje de polarización que pasa a través del contacto puntual, la salida del amplificador *Lock-in* ( $A$ ) que mide la respuesta del contacto puntual al estímulo  $AC$  y una computadora ( $C$ ) en la que se encuentra instalado el software de adquisición de datos.

Un punto importante que debe ser mencionado hasta ahora, es que la señal que se obtiene a la salida del amplificador *Lock-in*, la cual es proporcional a  $dV/dI$ , está en unidades de voltaje por lo que debe hacerse una calibración para transformarla a las unidades adecuadas de la resistencia dinámica o resistencia diferencial  $r = dV/dI$  [Ohms]. Para llevar a cabo esta calibración es necesario sustituir al contacto puntual por una resistencia variable  $R_v$ , y disminuir a cero el voltaje de polarización  $V$ . Una vez realizado este proceso, se obtendrá un determinado valor de voltaje a la salida del amplificador Lock-in (eje  $X$ ). Este determinado valor de voltaje cambiará conforme la resistencia  $R_v$  se modifique. El objetivo de este proceso es obtener dos valores de resistencia con su respectiva lectura de voltaje a la salida del amplificador *Lock-in*. Estos valores de resistencia y voltaje serán usados por el software de adquisición de datos como puntos de referencia para determinar la respuesta  $dV/dI$  en las unidades adecuadas [Ohm].

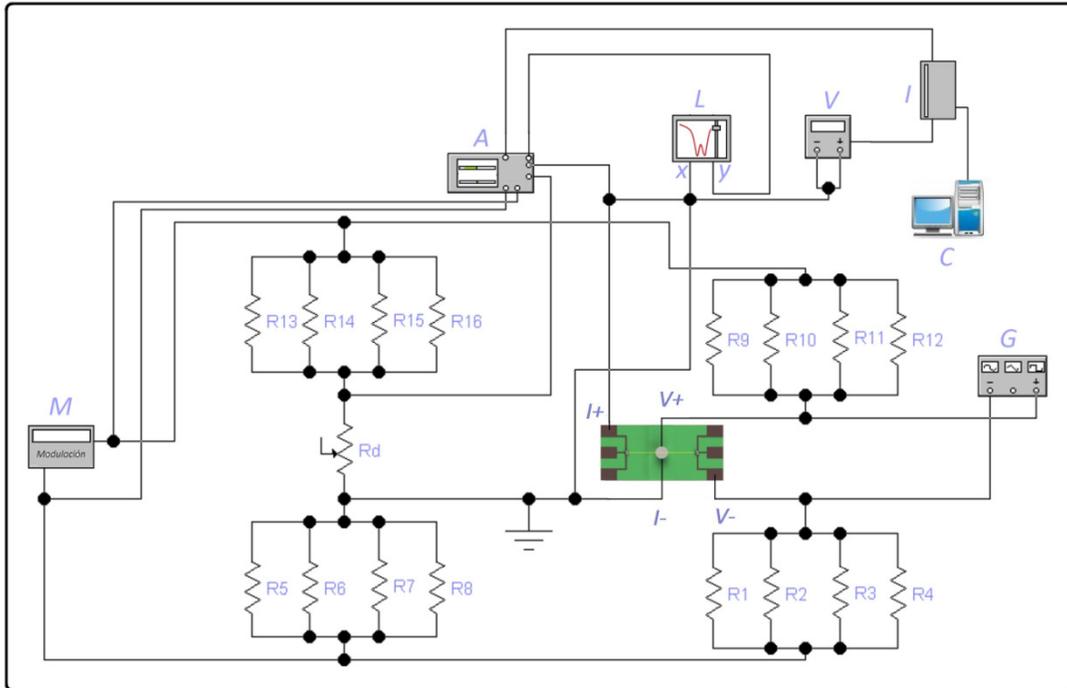


Figura 3.6. Diagrama electrónico que ilustra el sistema de medición de contactos puntuales por modulación AC.  $R1 = R5 = R9 = R13 = 0,1 \text{ K}\Omega$ ,  $R2 = R6 = R10 = 1 \text{ K}\Omega$ ,  $R3 = R7 = R11 = R15 = 10 \text{ K}\Omega$ ,  $R4 = R8 = R12 = R16 = 100 \text{ K}\Omega$ ,  $R14 = 2 \text{ K}\Omega$ , Resistencia variable ( $R_d$ ), Generador de Funciones (G), Modulación (M), Amplificador Lock-in (A), Graficador X-Y (L), Microvóltmetro (V), Interfaz IEEE-488 (I), Computadora (C).

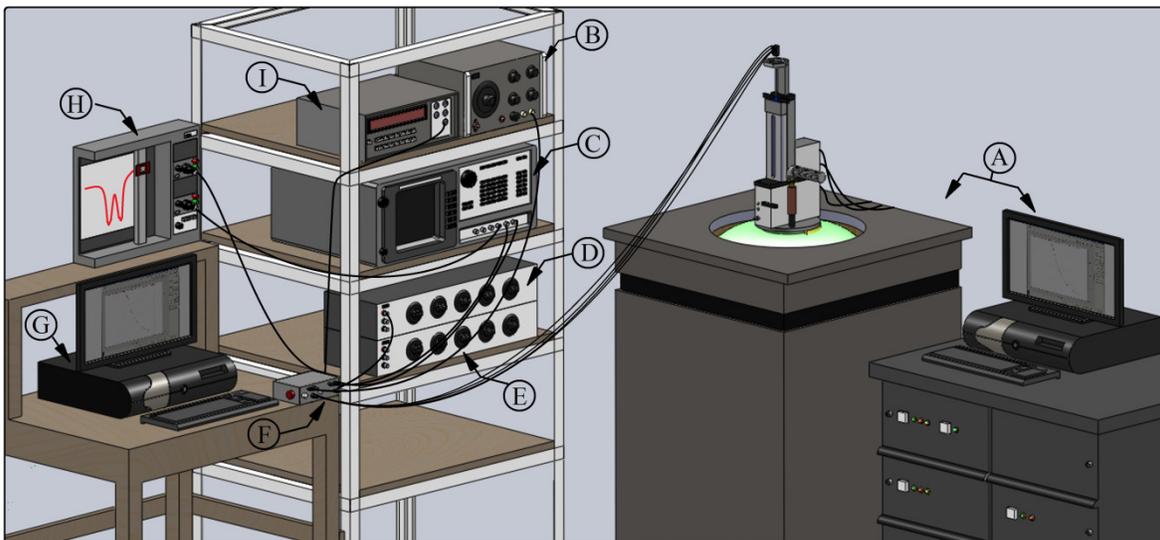


Figura 3.7. Imagen del sistema de medición de contactos puntuales. A) Magnetómetro de interferencia cuántica (Sistema criogénico), B) Generador de funciones, C) Amplificador Lock-in, D) Resistencia variable (Punte tipo Wheatstone), E) Resistencia para calibración, F) Modulador, G) Computadora (adquisición de datos), H) Graficador X-Y, I) Microvóltmetro.

**Referencias:**

- [1] Ivar Giaever, Energy gap superconductors measured by electron tunneling, Phys. Rev, 5, 4, 1960.
- [2] Ivar Giaever, Electron tunneling between two superconductors, Phys. Rev. Lett., 5, 1960.
- [3] I. K. Yanson, Y. N. Shalor, Electron-Phonon interaction spectrum in copper, Sov. Phys. JETP, 44, 1976.
- [4] R. Escudero, F. Morales, Point Contact Spectroscopy of Nb<sub>3</sub>Sn crystals: Evidence of a CDW gap related to the martensitic transition. Solid State Communications 150, 2010.
- [5] Manual MPMS-XL, Quantum Design inc.

# Capítulo 4

---

## Resultados y discusión.

### 4.1) Susceptibilidad Magnética.

Mediciones de susceptibilidad magnética en función de la temperatura fueron realizadas en los dos modos de enfriamiento conocidos como: “Zero Field Cooling” (ZFC) enfriamiento a campo cero, y “Field Cooling” (FC) enfriamiento con campo. Las mediciones se realizaron en un magnetómetro provisto de un SQUID, marca MPMS, de la compañía Quantum Design, el campo aplicado varió desde 10 a 20 Oe. El campo magnético de baja magnitud se emplea en superconductores para evitar salir de la región Meissner.

Para el régimen ZFC, primero se enfría la muestra por debajo de la temperatura crítica de transición, la más baja posible,  $T < T_c$  y una vez en equilibrio a esa mínima temperatura se aplica el campo magnético y la medición se realiza calentando la muestra. Posteriormente la magnetización se vuelve a medir pero ahora aplicando el campo magnético a una temperatura  $T > T_c$  y mientras se enfría la muestra se realiza la medición (ZF).

El material usado en el experimento es un monocristal superconductor de composición;  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . El material presenta una temperatura crítica superconductor de alrededor de 9.3 K. La *Figura 4.1* ilustra este comportamiento en los dos modos de medición. En ZFC la susceptibilidad es mínima y diamagnética, comportamiento característico de un superconductor, el cual representa la fracción de apantallamiento del superconductor. Por otra parte, en la medida FC, se muestra la fracción Meissner del superconductor. La fracción Meissner, permite evaluar la cantidad de material superconductor presente en la muestra. El recuadro de la *Figura 4.1* muestra la fracción obtenida, y equivale a 2%.

### 4.2) Resistividad.

La resistividad del material en función de la temperatura se determina con la técnica de las cuatro conexiones; dos para aplicar una corriente y dos para medir la caída de potencial en la muestra, la corriente que se aplica es alterna y de muy baja intensidad, esto con el fin de no calentar la muestra. La *Figura 4.2* muestra la característica obtenida, el comportamiento es típico de un metal; en el que la resistividad decrece conforme la temperatura disminuye. A temperaturas muy bajas, alrededor de 9.3 K la resistividad disminuye drásticamente hasta un valor de 0.03 mΩ cm evidenciando la transición al estado superconductor. Es importante mencionar que en este cristal no se logró obtener una resistividad igual a cero al momento de la transición, lo cual indica que el cristal seguramente presenta impurezas, o realmente no se tiene la estequiometría asegurada por los colaboradores en este trabajo. Sin embargo este inconveniente no afectó el desarrollo de este trabajo. La falta de material superconductor en algunas regiones de la muestra al ser utilizadas

para la fabricación del contacto puntual limitan la característica  $dV/dI$  por lo que no se observara claramente el carácter asociado a la brecha de energía, como ocurrió en algunos experimentos.

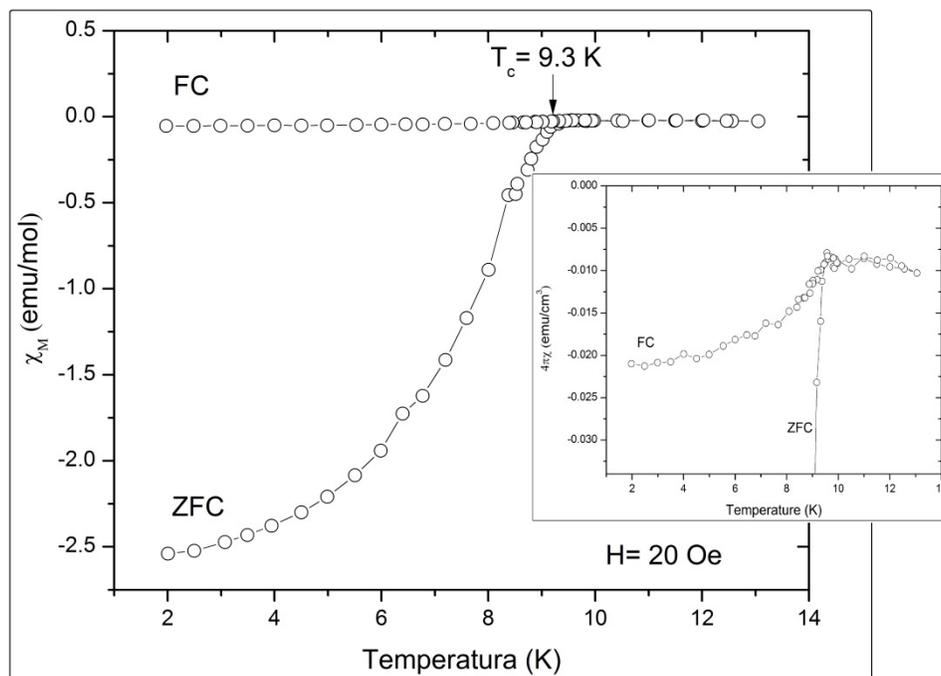


Figura 4.1. Susceptibilidad magnética en función de la temperatura para el compuesto  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  medida a 20 Oe. En el recuadro se muestra la fracción Meissner.

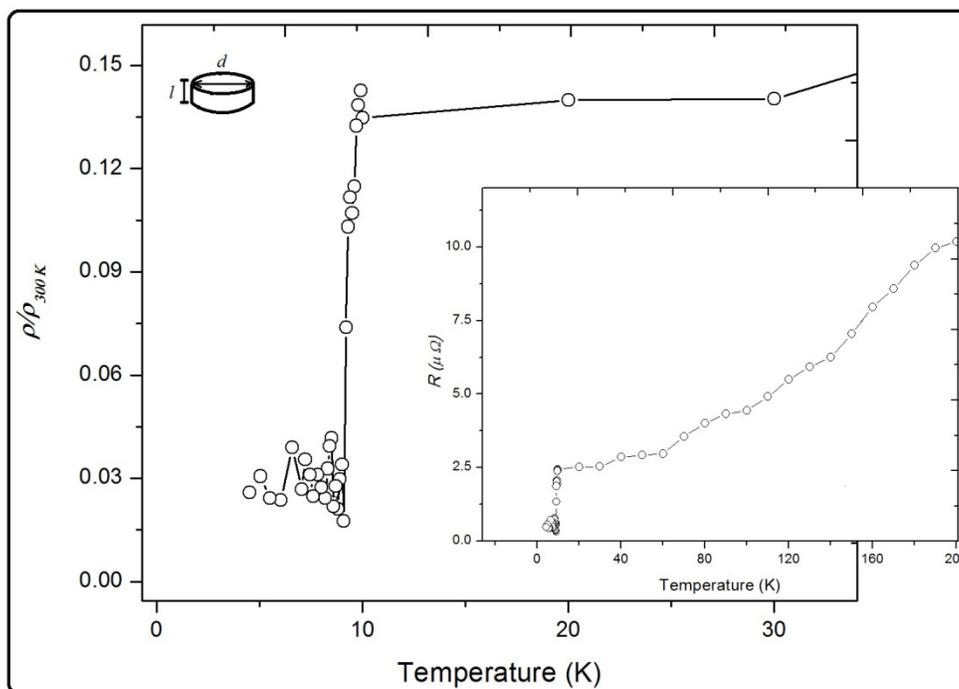


Figura 4.2. Resistividad normalizada en función de la temperatura para el  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  con dimensiones  $l = 0.64$  mm y  $d = 1.51$  mm. En el recuadro se muestra la resistividad en función de la temperatura.

### 4.3) Conductancia diferencial.

Existen dos técnicas para determinar la conductancia diferencial en un dispositivo túnel, o contacto puntual, esto es: medir el carácter *corriente-voltaje* (curva  $I - V$ ), o medir la resistencia diferencial en función del voltaje aplicado,  $dV/dI - V$ , siendo las principales diferencias entre técnicas, la complejidad del sistema de medida y la resolución espectral.

En la siguiente sección, se muestran los resultados obtenidos al medir la resistencia diferencial en función del voltaje de polarización,  $dV/dI - V$ . Los contactos puntuales fueron del tipo  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . La sección se divide en dos partes. En la primera se muestran los resultados de la dependencia con la temperatura de la brecha de energía, y en la segunda parte, se muestra el comportamiento de la brecha de energía con el campo magnético aplicado.

#### 4.3.1) Dependencia de la brecha de energía superconductora con la temperatura.

En la *Figura 4.3* se muestra la conductancia diferencial de un contacto puntual  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  determinada a diferentes temperaturas, desde 2 hasta 20 K. Aquí se observa que a temperaturas superiores a la temperatura crítica,  $T > T_c = 9.3 K$ , la conductancia diferencial en función del voltaje de polarización,  $G(V)$ , es prácticamente una línea recta, lo cual es común puesto que los dos electrodos que forman el contacto puntual se encuentran en el estado normal, siguiendo un comportamiento descrito por la ley de Ohm, donde la corriente es proporcional al voltaje aplicado. Por otra parte, cuando la temperatura desciende, alrededor de 6.5 K, la conductancia diferencial incrementa ligeramente a voltajes de polarización bajos, formando un pequeño pico el cual aumenta en altura conforme la temperatura desciende. Este pico corresponde a la brecha de energía prohibida,  $\Delta$ , que surge alrededor del nivel de Fermi en la densidad de estados electrónicos del material superconductor.

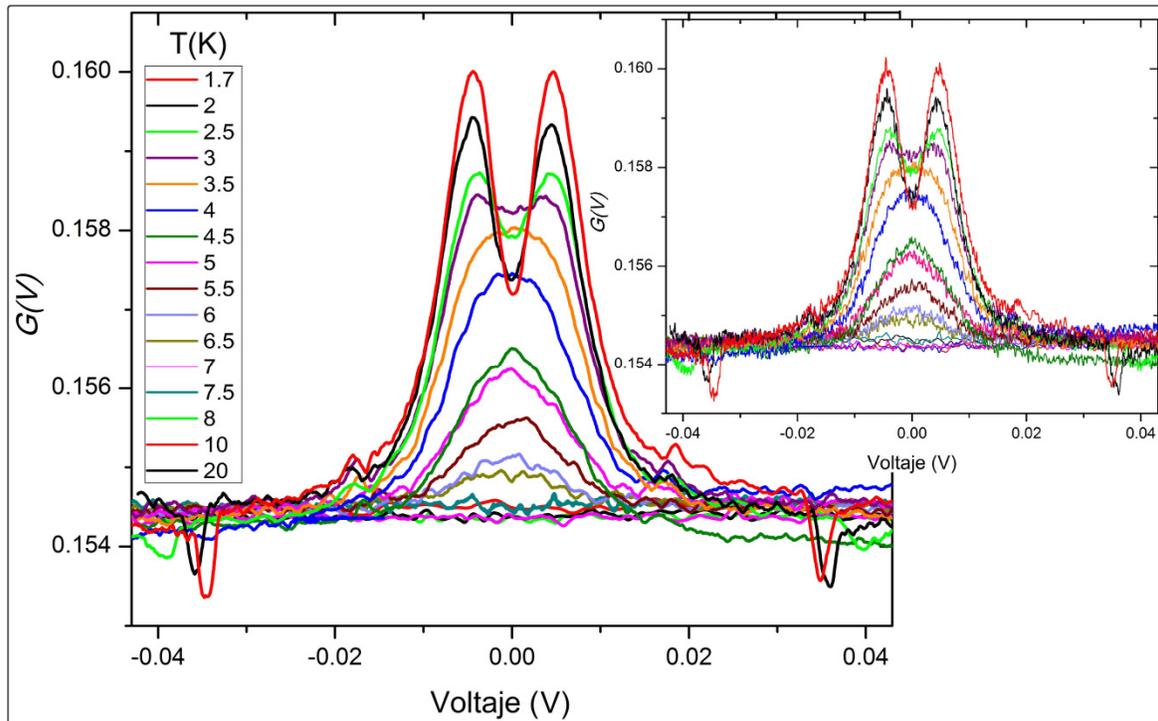


Figura 4.3. Conductancia diferencial vs Voltaje de polarización,  $G(V) = 1/R_{dif}(V)$ , en función de la temperatura para un contacto puntual  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . En la imagen se observa como la brecha superconductora desaparece paulatinamente conforme la temperatura se acerca a la temperatura de transición del material estudiado. En el recuadro se muestran la conductancia diferencial sin suavizar.

Para facilitar el análisis de los datos experimentales y observar detalladamente la forma y simetría del pico asociado a la brecha de energía, las curvas serán desplazadas verticalmente y normalizadas con respecto a la conductancia diferencial en el estado normal, es decir, para  $V \gg \Delta$ , Figura 4.4.

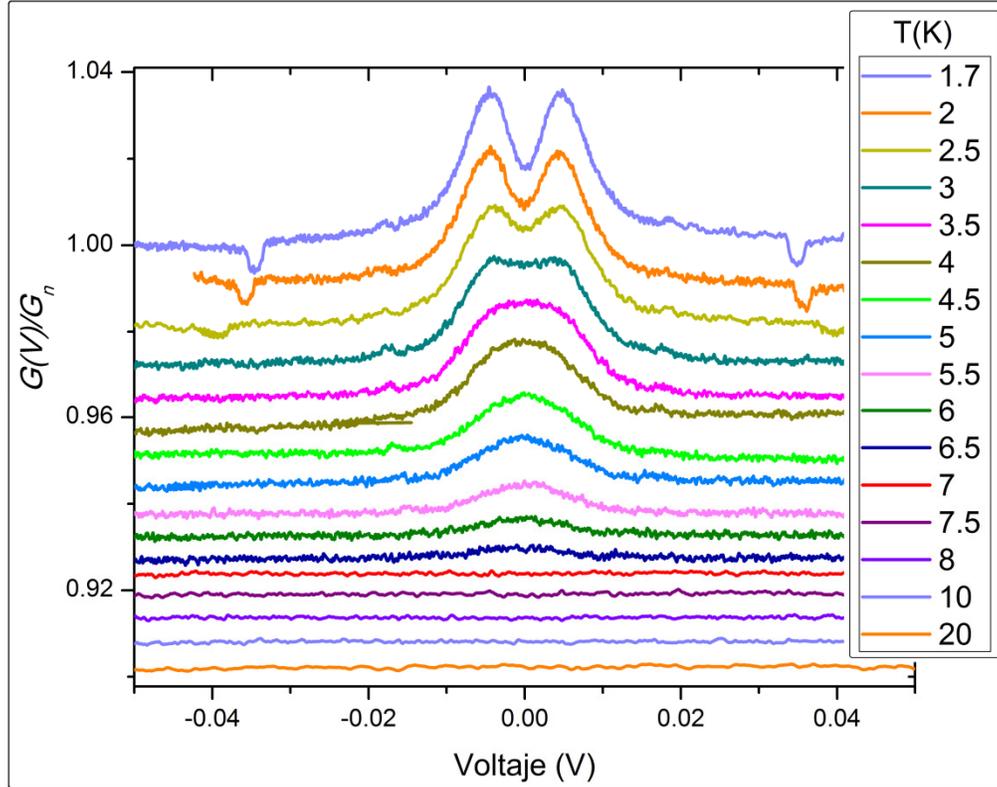


Figura 4.4. Conductancia diferencial normalizada para un contacto puntual  $W(Au)-Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  a diferentes temperaturas.  $G_n$  Representa a la conductancia diferencial en el estado normal. El pico observado en esta secuencia de mediciones se asocia a la brecha de energía prohibida ( $\Delta$ ). El tamaño de la brecha a la temperatura mínima accesible en el equipo ( 1.7K) es de 9.1 meV obtenido a través del ajuste de los datos experimentales por medio del modelo teórico BTK.

La forma y simetría de  $G(V)/G_n$  se debe principalmente a dos factores. El primero corresponde al régimen de conducción en el que se encuentra el contacto puntual: balístico, térmico o difuso y el segundo tiene que ver con el tipo de límite de conducción del contacto: metálico o tunelamiento.

Para describir físicamente lo que pasa en la región de contacto *Metal Normal-Superconductor* usando los datos experimentales obtenidos, primero, se seleccionará la curva  $G(V)/G_n$  medida a más baja temperatura, esto es, a  $T = 1.7 K$ , a esta temperatura la brecha está completamente formada por lo que la información extraída será muy confiable.

Para facilitar el análisis de la curva  $G(V)/G_n$  seleccionada, ésta se dividirá en tres regiones de comportamiento, tomando como referencia dos parámetros, el voltaje de polarización aplicado al contacto puntual  $V$  y el voltaje en el cual comienza a sufrir cambios la conductancia diferencial debido a la brechas de energía del superconductor  $\Delta$ , Figura 4.5. Entonces en base a lo anterior, el carácter observado en la región uno, donde  $G(V)/G_n$  tiene un comportamiento casi lineal, podría atribuirse a los electrones acelerados en el *metal normal*, en este caso  $W(Au)$ . Cuando estos electrones inciden en la interfase del contacto, debido al alto voltaje de polarización aplicado,  $V \gg \Delta$ , estos electrones poseerán una gran cantidad de energía cinética que al ser

transmitidos al electrodo superconductor ocuparan estados de energía que se encuentran por encima de los estados prohibidos por la transición superconductor  $\Delta$ , esto hace que estos electrones transmitidos al superconductor no puedan acoplarse, puesto que en el superconductor estos estados están vacíos. En este caso, debido a que los electrones transmitidos no forman parte del condensado superconductor (Condensado de pares de Cooper), la corriente eléctrica a través del contacto puntual será proporcional al voltaje aplicado (ya que la cantidad de electrones que son transmitidos al electrodo superconductor y la cantidad de electrones que salen de él, es la misma), siendo descrita a través de la ley de Ohm. Esto explica porque se observa un carácter lineal de la conductancia diferencial en esta región de comportamiento.

Para la región dos, donde se observa que  $G(V)/G_n$  aumenta gradualmente conforme el voltaje de polarización disminuye,  $V \cong \Delta$ , la respuesta a este comportamiento se explica a través del proceso de reflexión de Andreev, en el cual, un electrón proveniente del metal en estado normal y con energía ligeramente mayor o igual a la brecha superconductor al incidir en la interfase, éste no podrá ser transmitido al electrodo superconductor gracias a la presencia de la brecha de energía. Sin embargo, esta transferencia electrónica será posible, si otro electrón de espín y momento opuestos al del electrón incidente existe en el superconductor como cuasipartícula, de ser así, el electrón incidente será transmitido al superconductor y éste se acoplará con la cuasipartícula para formar un par de Cooper. La conservación del momento exige que, en promedio, un hueco por electrón incidente sea creado en la interfase, el cual viajará de vuelta al electrodo en estado normal. Entonces, si el electrón incidente porta una corriente equivalente a  $ev_F$ , donde  $v_F$  es la velocidad de Fermi del electrón incidente, la corriente generada en el superconductor equivaldrá a  $2ev_F$ , esto como resultado del acoplamiento electrónico entre el electrón incidente transmitido y la cuasipartícula existente en el electrodo superconductor [4]. En base a esta corriente generada en el superconductor es que puede explicarse el aumento de  $G(V)/G_n$  con respecto a la corriente eléctrica generada cuando los dos electrodos se comportan como metales en estado normal.

Finalmente para la región tres, donde se observa que  $G(V)/G_n$  disminuye paulatinamente a voltajes de polarización muy bajos,  $V \ll \Delta$ , la explicación física a este comportamiento se debe principalmente a la existencia de una barrera de dispersión adimensional (aislante) que se encuentra en la interfase del contacto puntual, conocida como  $Z$ . Este factor influyen en las probabilidades de reflexión de Andreev y normal que se lleva a cabo en el área de contacto. Entonces, suponiendo que en el contacto *Metal-Superconductor* existe una barrera aislante  $Z \neq 0$ , la probabilidad de que el electrón incidente que proviene del electrodo *metal normal* sea transmitido al electrodo *superconductor* a través del proceso de reflexión de Andreev disminuye conforme el voltaje de polarización baja. Ahora, si imaginamos que este proceso se lleva a cabo en masa, entonces, los electrones que posean la energía necesaria para superar la barrera aislante  $Z$  serán transmitidos por efecto túnel al superconductor donde éstos se acoplarán con las cuasipartículas en el superconductor para formar pares de Cooper. Por otra parte, los electrones que no cuenten con la energía suficiente para superar el aislante serán reflejados normalmente, lo que explica porque se observa una depresión a voltajes de polarización muy bajos en los espectros de conductancia diferencial para un contacto *Metal normal-Aislante-Superconductor*.

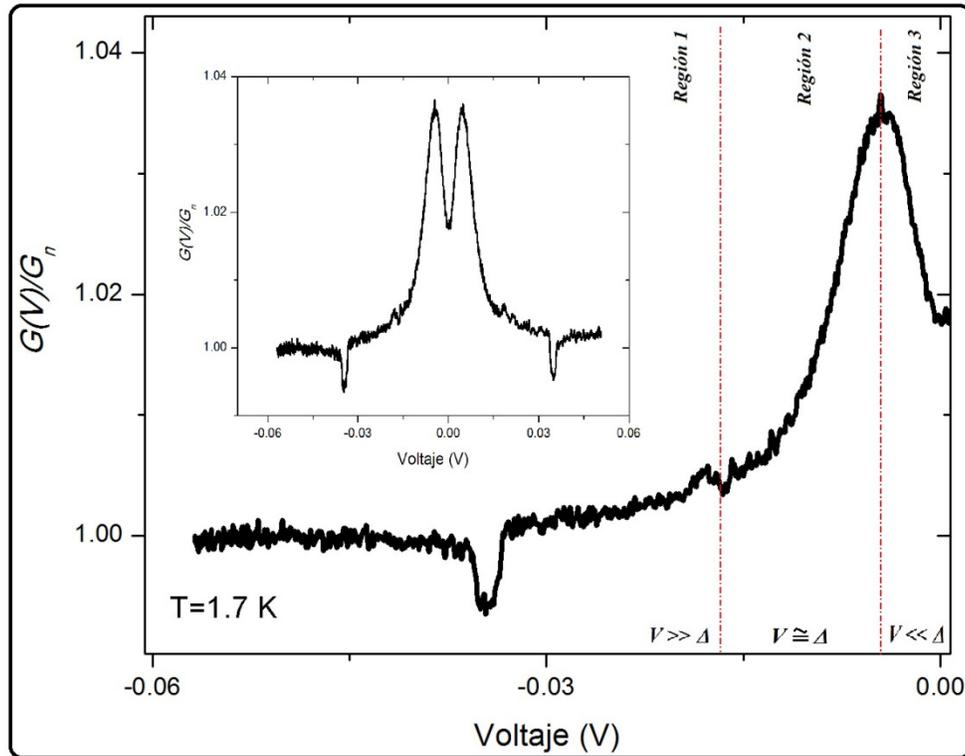


Figura 4.5. Conductancia diferencial normalizada a  $T = 1.7$  K. Descripción del comportamiento de la conductancia diferencial en función del voltaje de polarización y la brecha de energía prohibida.

En la Figura 4.6 se muestra la conductancia diferencial normalizada a voltaje de polarización cero en función de la temperatura,  $G(V = 0)/G_n$ . Aquí se observa con exactitud la temperatura en la cual surge el pico causado por la transición al estado superconductor, alrededor de 7 K. En el recuadro superior derecho, se muestra la conductancia diferencial normalizada cuando el  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  se encuentra en el estado normal,  $T = 10$  K, y en el estado superconductor,  $T = 1.7$  K.

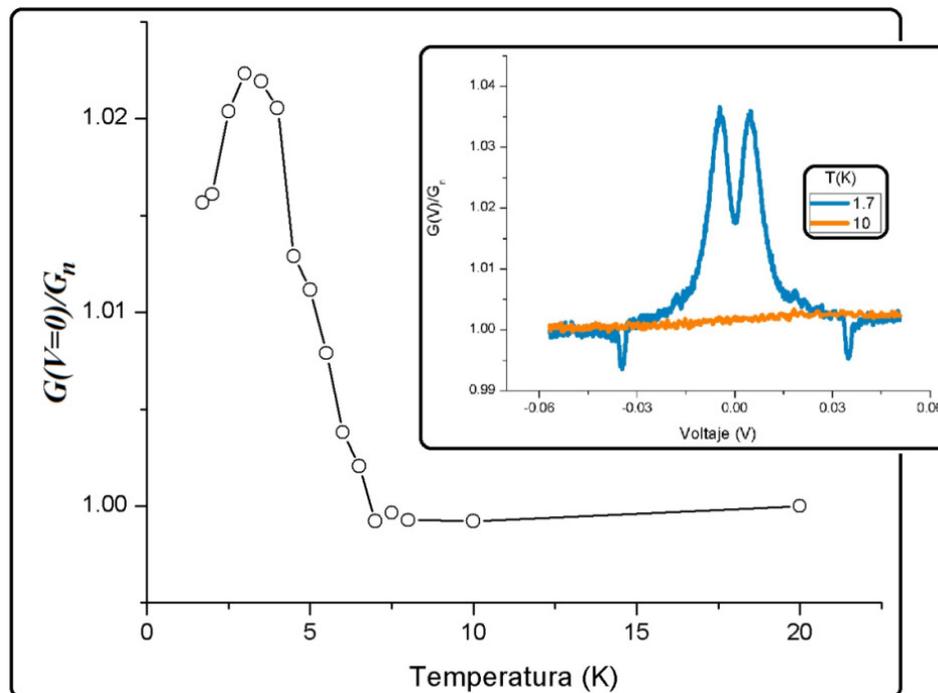


Figura 4.6. Conductancia diferencial a voltaje de polarización cero en función de la temperatura. En el recuadro se muestra la conductancia diferencial normalizada a 1.7 y 10 K.

#### 4.3.2) Dependencia de La brecha de energía superconductor con el campo magnético.

Una parte fundamental en el estudio de la superconductividad es observar el comportamiento de algunas características físicas tales como;  $R$  vs  $T$ ,  $M$  vs  $T$  o  $\Delta$  vs  $T$ , etc. en función del campo magnético, lo cual ayuda a entender más a fondo las características observadas en el material bajo estudio.

En esta sección del capítulo se estudia el comportamiento de la brecha de energía en función del campo magnético, para ello hemos fijado la temperatura a 1.7 K (la más baja accesible en nuestro sistema de refrigeración). Se eligió esta temperatura ya que el estado superconductor habrá de estar casi a su máxima condensación. Una vez que la temperatura está estable, se procede a aplicar el campo magnético de una cierta intensidad  $H$ , el cual incrementará paulatinamente hasta desaparecer por completo en la conductancia diferencial el carácter asociado a la brecha de energía superconductor, Figura 4.7.

Cuando un campo magnético de intensidad  $H < 130$  Oe se aplica al material en estudio, el carácter asociado a la brecha de energía observado en la conductancia diferencial no sufre un cambio significativo, lo cual sugiere que el superconductor se encuentra en el estado Meissner donde el campo magnético penetra al superconductor superficialmente pero la inducción magnética en el interior es cero. A partir de este punto, la brecha de energía comienza a sufrir cambios muy apreciables, en altura y ancho, al incrementar el campo magnético, desapareciendo por completo a un campo de  $H = 200$  Oe.

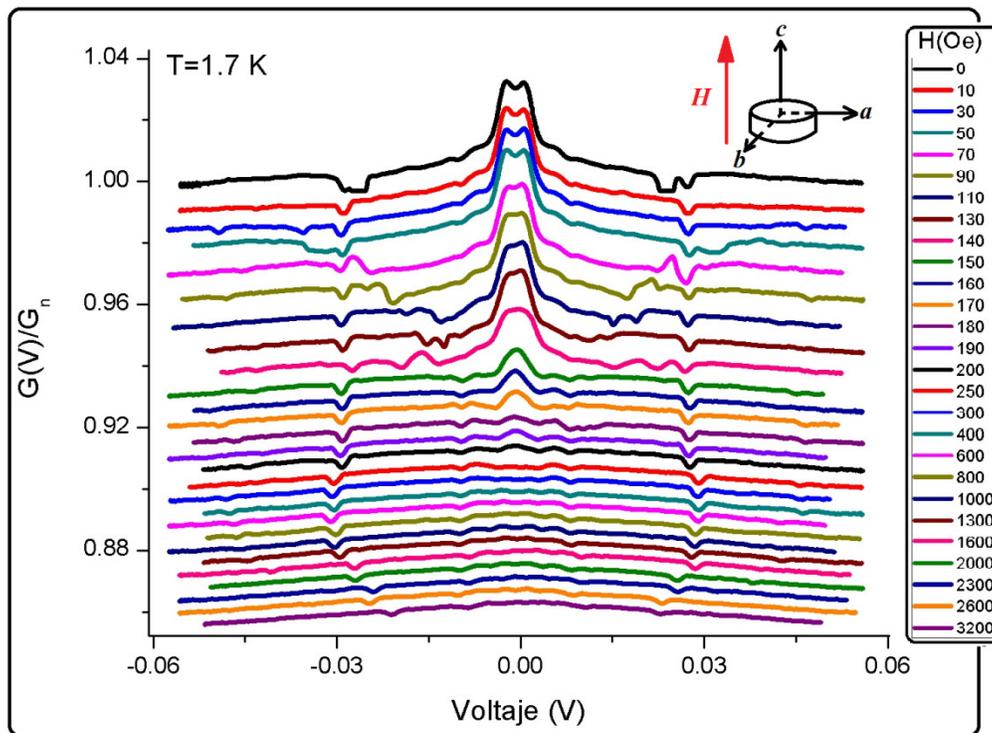


Figura 4.7. Conductancia diferencial normalizada en función del campo magnético aplicado para un contacto puntual  $W(Au)-Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ ,  $T=1.7$  K. Las curvas fueron desplazadas para mejorar visualmente la evolución de la brecha de energía, mientras el campo magnético aumenta.

Graficando la conductancia diferencial normalizada a voltaje de polarización cero en función del campo magnético, *Figura 4.8*, la transición del estado superconductor al estado normal comienza alrededor de  $H = 130$  Oe, y se completa alrededor de  $H = 200$  Oe, mostrando con exactitud la región de transición. En el recuadro superior derecho de esta misma figura se hace una comparación entre la conductancia diferencial normalizada para el estado normal,  $H = 3200$  Oe, y para el estado superconductor  $H = 0$  Oe.

Es importante mencionar que tanto en las medidas de conductancia diferencial dependientes del campo magnético como en las de la temperatura, existen una serie de mínimos localizados a valores de voltaje de polarización superiores a la brecha de energía, conocidos como mínimos anormales o estructura de mínimos no convencional [1] (**Apéndice G**). La aparición de estos mínimos en las curvas  $G(V)$  obtenidas con contactos puntuales *Metal normal-Superconductor*, en algunos casos, hace imposible analizar los datos experimentales por medio de la teoría BTK y su origen se desconoce hasta ahora, aunque, de acuerdo con la teoría de Eliashberg estas anomalías podrían estar relacionados con interacciones electrónicas, fonónicas o de otra naturaleza en el material, sin embargo esto no se sabe con certeza, sólo se conoce que esta estructura anormal es parte del estado superconductor.

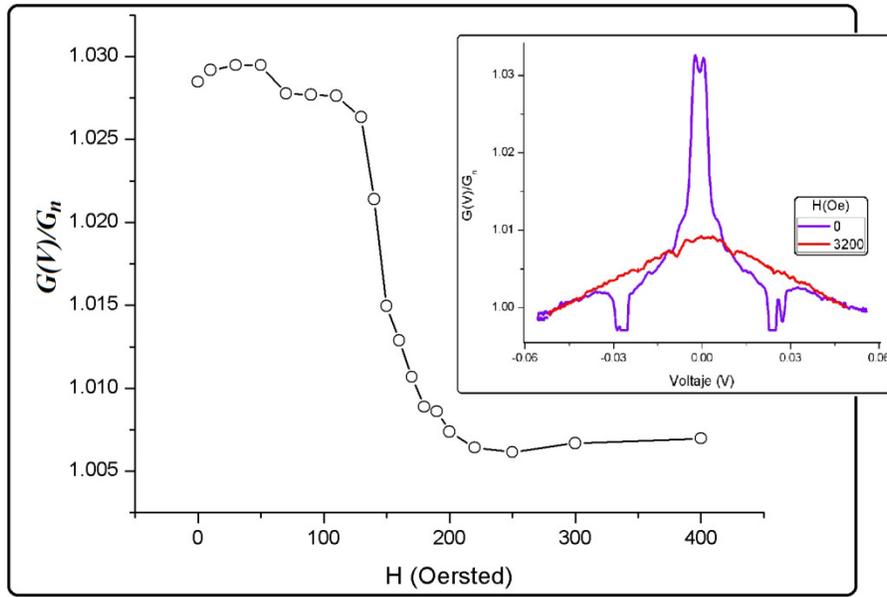


Figura 4.8. Conductancia diferencial a voltaje de polarización cero en función del campo magnético aplicado.

Aquí se observa como evoluciona la conductancia diferencial con el campo magnético. La transición comienza alrededor de los 130 Oe y se completa a los 200 Oe. Esta es una clara evidencia de que el carácter observado en la figura 4.7 se debe al estado superconductor. En el recuadro se observa la conductancia diferencial cuando el material se encuentra en el estado superconductor ( $H = 0$  Oe) y en el estado normal ( $H = 3200$  Oe).

### 4.3.3) Ajuste BTK.

Blonder, Tinkham y Klapwijk en su modelo teórico determinan el comportamiento de la conductancia diferencial en función del voltaje de polarización en contactos puntuales del tipo *Metal Normal-Superconductor* que se encuentran en el régimen de conducción balístico. Este modelo se basa en la solución a la ecuación de Bogoliubov-de Gennes (**Apéndice E**). [2], la cual considera los efectos causados en el transporte electrónico del contacto puntual al incorporar un potencial  $V(x) = Z\hbar v_F \delta(x)$ , donde  $Z$  denota una barrera de resistencia adimensional que se encuentra en la interfase del contacto,  $\delta(x)$  representa la forma del potencial  $V(x)$  y  $v_F$  es la velocidad de Fermi en los electrodos. La solución a esta ecuación proporciona un conjunto de probabilidades de reflexión y transmisión  $A, B, C$  y  $D$  para un electrón con energía  $E$  que incide en la interfase del contacto, donde  $A$  representa la probabilidad de reflexión de Andreev,  $B$  la probabilidad de reflexión normal,  $C$  y  $D$  las probabilidades de transmisión normal y de Andreev, respectivamente (**Apéndice F**).

La corriente total en función del voltaje de polarización está dada por la expresión:

$$I = 2e\mathcal{A}Nv_F \int_{-\infty}^{\infty} [f(E - eV, T) - f(E, T)][1 + A(E) - B(E)]dE, \quad (4.1)$$

donde los parámetros de mayor relevancia son:  $\mathcal{A}$  el área efectiva de la sección transversal del contacto puntual,  $N$  la densidad de estados de espín en el nivel de Fermi,

$[f(E - eV, T) - f(E, T)]$  representa la probabilidad de transmisión, donde  $E$  es el voltaje aplicado al contacto y  $eV$  es la diferencia resultante entre los potenciales químicos de los metales que forman el contacto eléctrico. Este término es el responsable de alterar las probabilidades de reflexión y transmisión de los electrones cuando la temperatura es diferente de cero. En la ecu. (4.1), el término  $[1 + A(E) - B(E)]$  representa el coeficiente de transmisión para la corriente eléctrica [3,4]. Este coeficiente considera el hecho de que cuando un hueco es reflejado en la interfase del contacto, una carga positiva se moverá en la dirección opuesta, produciendo un aumento en la corriente total. Esta corriente es representada por  $A(E)$ . Por otra parte, si un electrón es reflejado en la interfase, la corriente total disminuye, representándose como  $B(E)$ .

La conductancia diferencial en función del voltaje de polarización se obtiene al derivar con respecto a  $eV$  la ecuación (4.1):

$$G(V) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial f(E - eV, T)}{\partial eV} [1 + A(E) - B(E)] dE$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left(\frac{E - eV}{kT}\right)}{kT \left[1 + \exp\left(\frac{E - eV}{kT}\right)\right]^2} [1 + A(E) - B(E)] dE, \quad (4.2)$$

donde  $A(E)$  y  $B(E)$  dependen de una serie de parámetros a considerar, muy importantes para el modelo y sus subsecuentes modificaciones [4,5]: tamaño de la brecha de energía ( $\Delta$ ), espesor de la barrera de resistencia adimensional ( $Z$ ), polarización de espín ( $P$ ) y el factor de ampliación ( $\Gamma$ ).

Para el ajuste de los datos experimentales obtenidos mediante el uso de contactos puntuales  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  sólo se consideraron los parámetros  $\Delta$  y  $Z$ ,  $P$  en nuestro caso se descarta por el hecho de que el metal normal utilizado en la fabricación de los contactos puntuales,  $W(Au)$ , no se polariza magnéticamente.

En la *Figura 4.9* se muestra una comparación entre la conductancia diferencial experimental y teórica a diferentes temperaturas. Los parámetros de ajuste para las diferentes curvas de conductancia diferencial se muestran en la *tabla 4.1*.

*Tabla 4.1. Parámetros de ajuste para la conductancia diferencial teórica de la Figura 4.9.*

<b>Temperatura (K)</b>	<b><math>\Delta</math> (meV)</b>	<b><math>Z</math></b>
1.7	4.55	3.74
2	4.45	3.74
2.5	4.23	3.74
3	4.09	3.74
3.5	3.85	3.75
4	3.65	3.78
4.5	3.45	3.78
5	3.25	3.81
5.5	3.05	3.81

La teoría BCS, desarrollada para superconductores convencionales, predice que el tamaño de la brecha de energía,  $\Delta$ , que surge por el acoplamiento electrónico extrapolado a  $T = 0 K$  cumple con la relación:

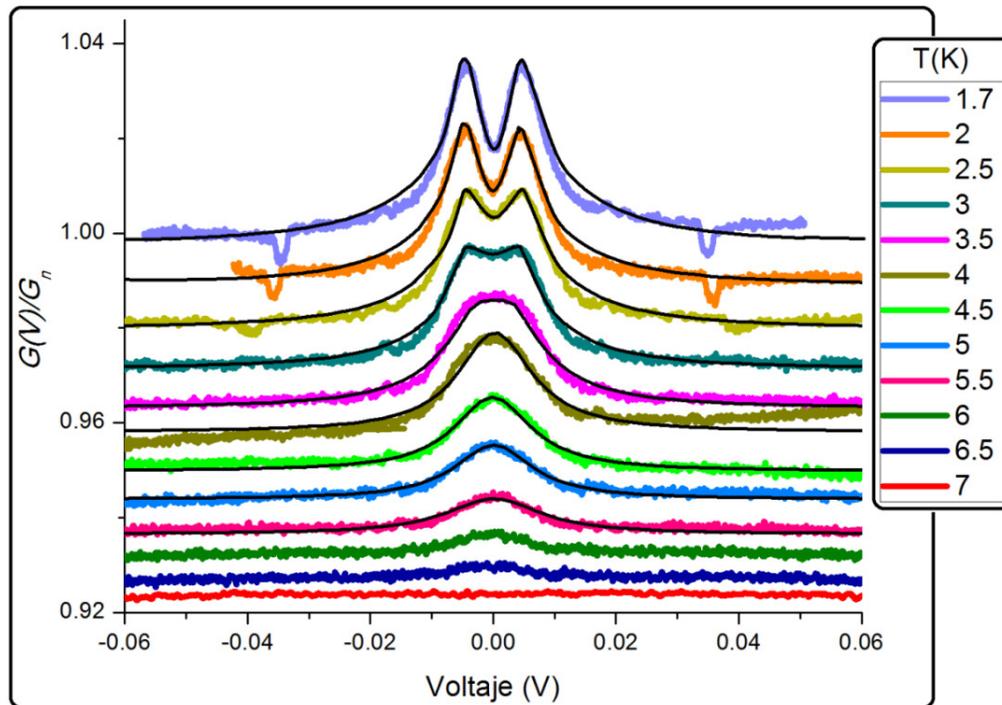
$$2\Delta(0) = 3.52k_B T_c. \quad (4.3)$$

A temperaturas cercanas a la temperatura crítica de transición, la brecha de energía se puede obtener mediante la aproximación:

$$\Delta(T) = 1.74 \Delta(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (4.4)$$

Esta aproximación se muestra en la *Figura 4.10*. Dependencia con la temperatura del tamaño de la brecha de energía del  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . Aquí se observa una comparación entre el modelo teórico BCS, ecu. (4.4) y los resultados obtenidos mediante el ajuste de los datos experimentales con el modelo teórico BTK.

La dependencia con la temperatura del tamaño de la brecha de energía superconductor, obtenida después del ajuste teórico BTK fue comparada con la relación  $2\Delta/k_B T_c$  predicha por la teoría BCS, *Figura 4.11*. Experimentalmente esta relación extrapolada a  $T = 0 K$  varía entre 3.2 y 4.2 en un superconductor convencional. Para un superconductor no convencional esta relación usualmente es más grande de 4, y puede llegar hasta 30. Para el  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  la relación tiene un valor de 12.24, lo que sugiere un comportamiento superconductor tipo dos puesto que la interacción de acoplamiento electrónico es fuerte.



*Figura 4.9. Conductancia diferencial experimental y teórica normalizadas en función de la temperatura.*

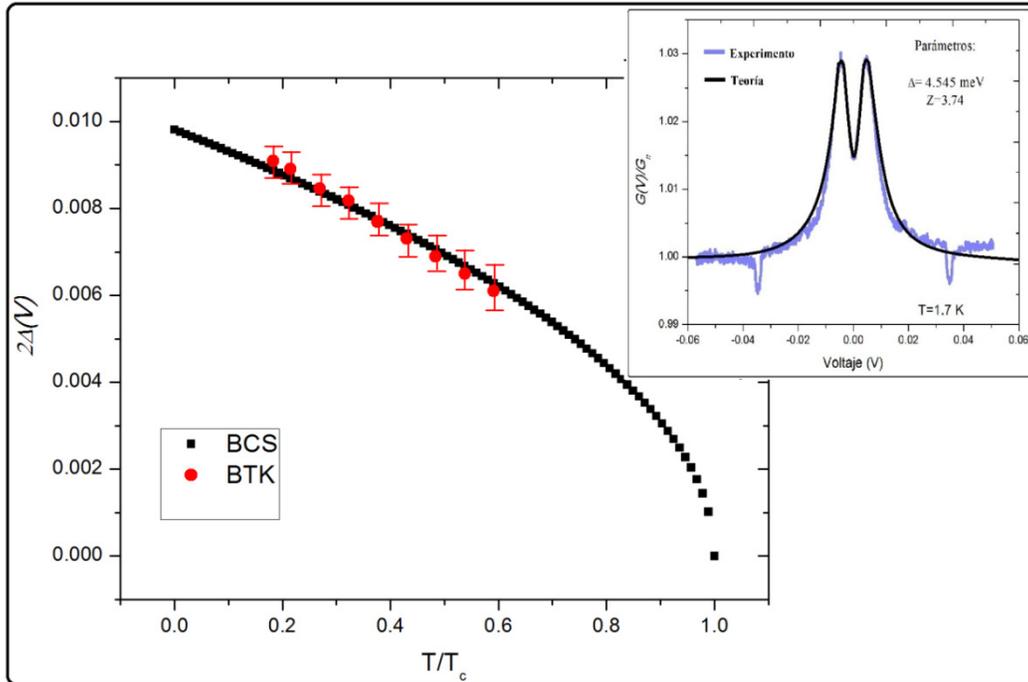


Figura 4.10. Tamaño de la brecha de energía en función de la temperatura desde los puntos de vista BCS (ecu. (4.4)) y BTK. En el recuadro se muestra la conductancia diferencial experimental y teórica a  $T=1.7$  K. Los parámetros de ajuste son  $2\Delta=9.09$  m eV y  $Z=3.74$ .

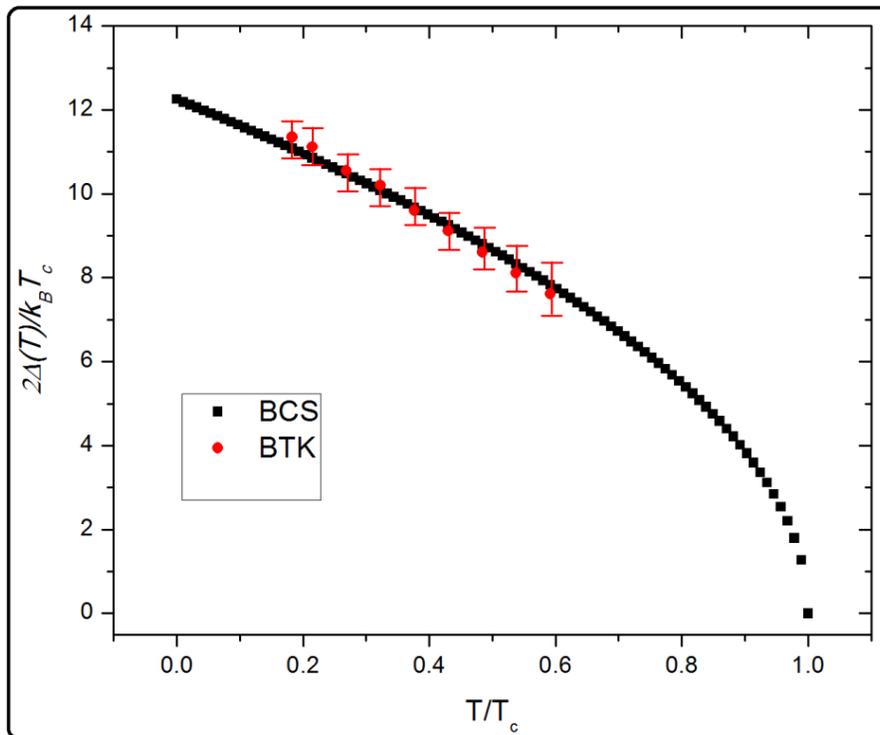


Figura 4.11. Dependencia con la temperatura de la relación  $2\Delta/k_B T_c$  para el  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . Comparación entre los modelos teóricos BCS y BTK.

---

Anteriormente se habló de la existencia de “mínimos no convencionales” presentes en las curvas de conductancia diferencial, ubicados a voltajes de polarización superiores a la brecha de energía superconductora,  $\pm 34.7$  mV (*Figura 4.4*), los cuales también son altamente dependientes de la temperatura y el campo magnético aplicado. Al realizar el ajuste de los datos experimentales mediante el modelo teórico BTK para la obtención de los parámetros  $\Delta$  y  $Z$ , no fue posible simular esta estructura de mínimos no convencional junto a la conductancia diferencial teórica debida a la brecha de energía, por lo que su origen no parece estar relacionado a valores muy grandes de  $Z$  o por la incorporación de una segunda brecha de energía en el modelo. En el **Apéndice G** se explicará detalladamente los posibles mecanismos que podrían ser los responsables del surgimiento de tal estructura no convencional en las medidas de conductancia diferencial de contactos  $W(\text{Au}) - \text{Zr}_{0.97}\text{V}_{0.03}\text{B}_2$ .

**Referencias:**

- [1] Goutam Sheet, S. Mukhopadhyay, and P. Raychaudhuri, Role of critical current on the point-contact Andreev reflection spectra between a normal metal and a superconductor, *Phys. Rev. B* 69, 2004.
- [2] P. G. de Gennes, Boundary Effects in Superconductors, *Review of modern physics*, V 36, N. 1, 1964.
- [3] Lucas Janson, Matthew Klein, Heather Lewis, Andrew Lucas, Andrew Marantan, Katherine Luna, Undergraduate experiment in superconductor point-contact spectroscopy with a Nb/Au junction, ArXiv:1110.6254v1 [physics.ed-ph], 28 Oct 2011.
- [4] G.J. Strijkers, Y. Ji, F. Y. Yang, and C. L. Chien, Andreev reflections at metal/superconductor point contact: Measurement and analysis, *Phys. Rev. B*, 63, 2001.
- [5] H. Srikanth and A. K. Raychaudhuri. Modeling tunneling data of normal metal-oxide superconductor point contact junctions. *Physica C: Superconductivity*, 190(3), 1992.

# Capítulo 5

---

## Conclusiones.

En base a los resultados experimentales obtenidos mediante espectroscopia de contacto puntual en uniones  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  se concluye que el pico observado en las medidas de conductancia diferencial corresponde a la brecha de energía prohibida del superconductor estudiado. Lo anterior fue confirmado al observar la dependencia de este pico con la temperatura y el campo magnético aplicado. El carácter observado en las medidas de conductancia diferencial se debe al fenómeno físico llamado reflexiones de Andreev, característico en uniones *Metal normal-Aislante-Superconductor*, motivo por el cual los espectros fueron analizados usando el modelo teórico desarrollado por Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK).

La dependencia con la temperatura de la brecha de energía obtenida después del ajuste de los datos experimentales por medio del modelo BTK se comparó con la relación  $2\Delta/k_B T_C$  predicha por la teoría BCS. Este valor extrapolado a  $T = 0 K$  es de 12.24, lo cual sugiere un comportamiento superconductor tipo-II, de acoplamiento electrónico muy fuerte.

El tamaño de la brecha de energía ( $\Delta$ ) a  $T = 1.7 K$  es de 4.5 m eV y es débilmente influenciado por campos magnéticos menores a 100 Oe, pero cuando este valor se supera, la brecha de energía disminuye considerablemente hasta desaparecer por completo a  $H = 200 Oe$ .

Además de la presencia de la brecha de energía en los espectros de conductancia diferencial, también se observa la aparición de ciertas características extras a voltajes de polarización superiores a la brecha, las cuales también son fuertemente dependientes del campo magnético y la temperatura. Estas características extras salen del contexto teórico del modelo BTK, y por tanto, su explicación se excluye aunque sean parte del estado superconductor. Tal vez este comportamiento no convencional requiera de un análisis más exhaustivo con otros modelos teóricos, sin embargo, estas anomalías ya han sido observadas en otros experimentos y las explicaciones propuestas en estos trabajos son muy controversiales. Una de las posibles explicaciones, por la semejanza en resultados (**Apéndice G**), es que quizás estas anomalías se deban a la resistividad finita del superconductor cuando el contacto puntual no se encuentra en el régimen de conducción balístico.



# Apéndice A

## Cuantización del flujo magnético.

Una de las características más representativas del mundo cuántico es la cuantización de algunas cantidades físicas tales como la energía, el espín o el momento. Esto indica que sólo existe un determinado conjunto de valores permitidos que pueden ser ocupados dentro del sistema cuántico. Se dice que el estado superconductor es el único estado cuántico conocido hasta ahora que se manifiesta de forma macroscópica y algunas de las cantidades físicas que lo caracterizan, también son cuantizadas, éste es el caso del flujo magnético. Para entender cómo es que el flujo magnético se cuantiza, es necesario recordar que de acuerdo con la teoría *Ginzburg–Landau* el estado superconductor se define a través de una función de onda, el parámetro de orden, de la forma,  $\psi(r) = |\psi(r)|e^{i\theta(r)}$ , donde  $\theta(r)$  es la fase.

Ahora, consideremos un material superconductor en forma de anillo e imaginemos que la función de onda que describe al condensado superconductor,  $\psi(r)$ , se distribuye a lo largo del material. Debido a que el parámetro de orden no varía espacialmente, la fase  $\theta(r)$  es constante alrededor del anillo superconductor y se dice que el sistema se encuentra en equilibrio termodinámico.

Al aplicar un campo magnético al anillo superconductor, el sistema comienza a sufrir cambios, y el primero que se ve afectado es el parámetro de orden. El campo magnético modifica la fase  $\theta(r)$  del parámetro de orden a lo largo del anillo superconductor, y para que ésta, vuelva a ser la misma ( $\theta(r)$  antes de aplicar el campo magnético), el superconductor sólo permitirá que pasen a través de él, ciertos valores de flujo magnético. A este fenómeno se le conoce como “cuantización del flujo magnético” (*Figura A-1, Derecha*) y consiste en que sólo ciertos valores, múltiplos enteros de un valor básico llamado cuanto de flujo magnético,  $\Phi_0$ , pueden pasar a través del anillo superconductor [1]. Este cuanto de flujo magnético está dado por la expresión (A.1) y tiene un valor de  $2.0679 \times 10^{-15} \text{ Tm}^2$  (Weber).

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} . \tag{A.1}$$

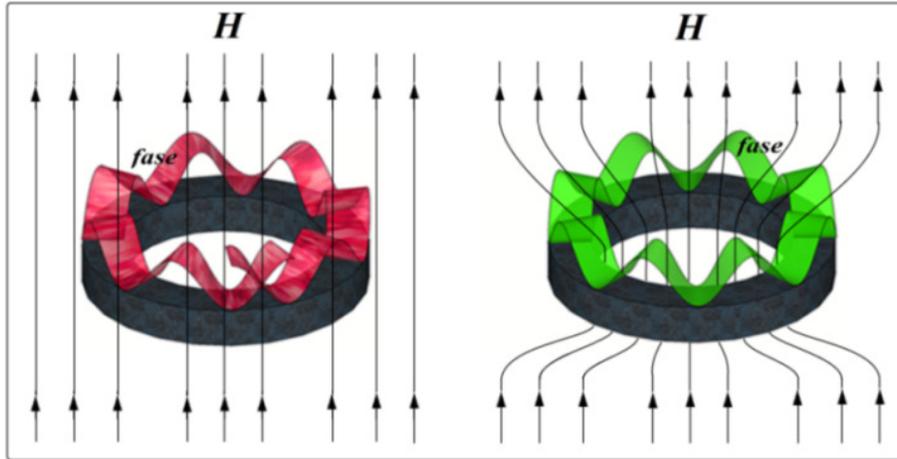


Figura A-1. Representación esquemática de un anillo superconductor. La variación de la fase,  $\theta(r)$ , del condensado superconductor a lo largo del anillo se representa con la oscilación de color. En la imagen de la izquierda se representa un parámetro de orden que no puede existir, puesto que la fase,  $\theta(r)$ , es discontinua. La imagen de la derecha corresponde a la situación ideal en la que la fase del parámetro de orden es constante, aún en presencia de un campo magnético externo.

### Referencias:

- [1] <http://www.supraconductivite.fr/en/index.php?p=applications-squid-quantification>

# Apéndice B

## Efecto Josephson.

Se observa en sistemas llamados juntas Josephson (o uniones túnel) las cuales están formadas por dos materiales superconductores que están separados por una barrera aislante muy delgada, de unos pocos angstrom de espesor, alrededor de 20 [1]. En base a una predicción realizada por el físico británico Brian David Josephson en 1962, se propone que los pares de Cooper podrían pasar sin resistencia alguna de un superconductor a otro a través de la barrera aislante por efecto túnel cuántico. Esta propiedad de los pares de Cooper da lugar a una corriente eléctrica que se observa aunque un voltaje de polarización no sea aplicado a la unión Josephson. Esta supercorriente eléctrica depende de la diferencia de fase de las funciones de onda que describen a los pares de Cooper en cada superconductor (parámetros de orden  $\psi_1(r)$  y  $\psi_2(r) = (n_{s_{1,2}}/2)^{1/2} e^{i\theta_{1,2}(r)}$  donde  $n_{s_{1,2}}$  es la densidad de electrones superconductores y  $\theta_{1,2}$  son las fases para cada superconductor, *Figura B-1*) [2]. Debido a que todos los pares de Cooper en el condensado superconductor actúan coherentemente, todos ellos tienen la misma fase, por lo que sólo basta con conocer la fase de un par de Cooper del condensado superconductor. Entonces si  $\theta_1$  y  $\theta_2$  son las fases del parámetro de orden de los superconductores que forma la unión, la intensidad de corriente eléctrica estará dada por la expresión [3]:

$$I = I_{Máx} \sin(\phi_2 - \phi_1), \quad (B.1)$$

donde  $I_{Máx}$  es la corriente de tunelamiento a través de la unión Josephson, también conocida como efecto Josephson *DC*. Esta corriente eléctrica depende del espesor de la barrera aislante, por lo que si el espesor es superior a 20 angstrom, la supercorriente eléctrica no surgirá.

Josephson también predijo que si un voltaje continuo,  $V_{cc}$ , se aplica a la unión, este producirá una supercorriente alterna de frecuencia  $f = 2eV/h$  además de la corriente *DC* producida por el tunelamiento de los pares de Cooper. A este fenómeno se conoce como efecto Josephson *AC*.

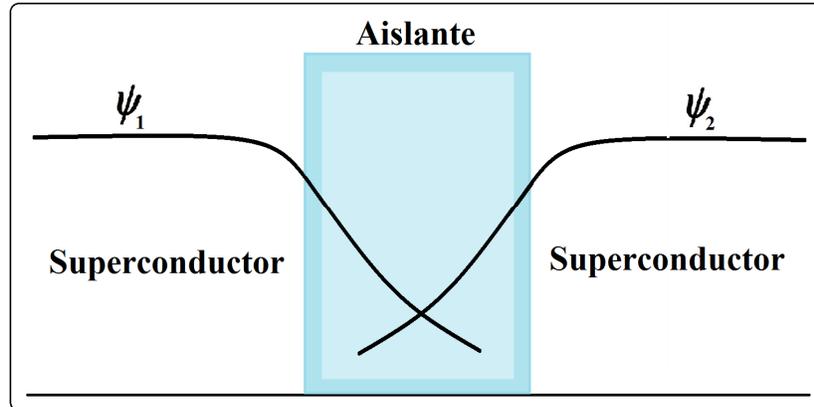


Figura B-1. Unión Superconductor-Aislante-Superconductor: muestra del decaimiento y traslape de los parámetros de orden  $\psi_1$  y  $\psi_2$  en el material aislante.

Si el espesor del material aislante que separa a los dos superconductores no es muy grande, los dos parámetros de orden se traslaparan, dando como resultado el comienzo de una fase coherente a través de la unión Josephson.

### Referencias:

- [1] Philip W. Anderson, How Josephson discovered his effect, physics today / November, 1970.
- [2] P.W. Anderson and J. M. Rowell, Probable observation of the Josephson superconducting tunneling effect, Phys. Rev. Letters. V 10, 6, 1963.
- [3] Raymond A. Serway and Robert J. Beichner, Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics, 7th edition, Thomson, 2013.

# Apéndice C

## Efecto proximidad.

El efecto proximidad surge cuando un material superconductor se pone en contacto directo con un metal en estado normal, *Figura 2.3(a)*. Si el contacto físico entre el superconductor y el metal normal es de muy buena calidad (contacto directo sin una interfase aislante) el parámetro de orden,  $\psi(r)$ , del condensado superconductor en las cercanías a la interfase será alterado, y éste comenzará a disminuir gradualmente antes de llegar a la zona de la interfase e incluso, tenderá a cero, penetrando ligeramente dentro del material en estado normal, induciendo un efecto de superconductividad débil en las láminas de metal normal más cercanas a la región de contacto.

Por lo tanto, cuando un metal normal y un superconductor forman un contacto eléctrico de muy buena calidad, los pares de Cooper formados en el superconductor se difunden penetrando en el metal normal y “viven” allí por algún tiempo. Esto provoca que la densidad de pares de Cooper presente en el material superconductor disminuya, dando como resultado que materiales que en principio no son superconductores, bajo ciertas condiciones, pueda inducirse en ellos el estado superconductor [1,2,3].

El efecto proximidad es fuertemente afectado por la temperatura, por lo que sus efectos cobran mayor relevancia a  $T \ll T_c$ .

### Referencias:

[1] Jinho Kim, Yong-Joo Doh, and K. Char, Proximity effect in Nb/Au/CoFe trilayers, *Phys. Rev. B* 71, 2005.

[2] L. Lazar, K. Westerholt, and H. Zabel, Superconductor/ferromagnet proximity effect in Fe/Pb/Fe trilayers, *Phys. Rev. B* 61, 5, 2000.

[3] Hiroki Onoe, Akihiko Sumiyama, Masahito Nakagawa, and Yasukage Oda, Superconducting Proximity Effect in Au of Au-Clad Nb Wire in the clean Limit, *Phys. Society of Japan*, Vol. 64, No. 6. June, 1995.

# Apéndice D

## Efecto isotópico.

Herbert Fröhlich en 1950 sugiere que la superconductividad podría ser el resultado de una interacción entre electrones producida por las vibraciones cuantizadas de la red cristalina, los llamados fonones. Apoyándose en esta idea y haciendo uso de métodos de la teoría cuántica de campos, desarrollo una teoría que implícitamente daba como resultado que la temperatura crítica disminuía con la masa atómica del superconductor [1]. Meses más tarde, en marzo de 1950 Emanuel Maxwell [2] y Charles A. Reynolds [3] corroboran la predicción hecha por Fröhlich al observar experimentalmente en el mercurio que su temperatura crítica,  $T_c$ , aumentaba conforme la masa atómica del elemento disminuía. En base a los resultados anteriores, el efecto isotópico fue definido como la variación de algunas de las propiedades físicas del estado superconductor al emplear distintos isótopos de un mismo elemento. Por lo general las características físicas que varían son la temperatura crítica,  $T_c$ , el campo crítico termodinámico,  $H_c$  y la longitud de penetración,  $\lambda$ . Hasta ahora el carácter más estudiado por los investigadores es la temperatura crítica, la cual sigue la relación:

$$T_c M^\alpha = \text{constante}, \quad (D.1)$$

donde  $M$  es la masa del isótopo. Para la mayoría de los elementos superconductores,  $\alpha$  tiene un valor aproximado de 0.5, aunque siempre existen algunas excepciones como el Renio, Osmio y el Zirconio, por mencionar algunas, con valores de 0.4, 0.21 y  $0(\pm 0.05)$ , respectivamente [4].

Desde el punto de vista histórico, el efecto isotópico tiene una importancia clave, pues fue la pista fundamental para que los físicos se dieran cuenta de que la superconductividad estaba relacionada con los fonones. Dicho de otra manera, la superconductividad no era un fenómeno meramente electrónico, sino que estaba relacionado con las vibraciones de la red cristalina, dado que estas vibraciones dependen a su vez de la masa atómica de los átomos que la constituyen.

### Referencias:

- [1] H. Fröhlich, Interaction of electrons with lattice vibrations, Phys. Rev. 79, 1950.
- [2] E. Maxwell, Isotope Effect in the Superconductivity of Mercury, Phys. Rev. 78, 1950.
- [3] C. A. Reynolds, B. Serin, W. H. Wright, and L. B. Nesbitt, Superconductivity of isotopes of mercury, Phys. Rev. 78, 1950.
- [4] Helge Kragh, Quantum generations, A history of physics in the twentieth century, Princeton University Press, 1999.

# Apéndice E

## Ecuación de Bogoliubov-de Gennes.

La ecuación de Bogoliubov-de Gennes describe el comportamiento de las cuasipartículas en analogía a la descripción dada por la ecuación de Schrödinger a los electrones de conducción en un metal en estado normal, por lo que definir cómo se comporta una cuasipartícula será de gran ayuda.

Una cuasipartícula es un electrón que puede encontrarse en los dos estados base, como electrón y como hueco, denotados como  $|e\rangle$  y  $|h\rangle$ , respectivamente. Si las amplitudes de probabilidad para encontrar la cuasipartícula en  $|e\rangle$  y  $|h\rangle$  son  $f(x, t)$  y  $g(x, t)$ , respectivamente, entonces el estado de la cuasipartícula puede ser descrito por la función de onda [1,2]:

$$\Psi(x, t) = f(x, t) |e\rangle + g(x, t) |h\rangle, \quad \text{o} \quad \Psi(x, t) = \begin{pmatrix} f(x, t) \\ g(x, t) \end{pmatrix}. \quad (E.1)$$

La función de onda  $\Psi$  obedece

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \begin{pmatrix} H & \Delta \\ \Delta & -H \end{pmatrix} \Psi, \quad (E.2)$$

donde

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dx^2} - E_F + V(x). \quad (E.3)$$

La ecuación (E.2) es la ecuación de Bogoliubov-de Gennes. Esta ecuación nos dice que, aparte del acoplamiento  $\Delta(x)$ , la cuasipartículas obedecen la ecuación de Schrödinger cuando se encuentra en  $|e\rangle$ , y obedece la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo cuando se encuentra en  $|h\rangle$ . La sustitución de  $\Psi(x, t) = \psi(x)e^{-i\omega t}$ , donde  $E = \hbar\omega$ , reduce la ecuación (E.2) a:

$$\begin{pmatrix} H & \Delta \\ \Delta & -H \end{pmatrix} \psi = E\psi. \quad (E.4)$$

Para familiarizarse con la ecuación de Bogoliubov-de Gennes, y para interpretar el significado físico de  $\Delta$ , se debe resolver la ecuación (E.4) para  $V(x) = 0$  y a  $\Delta$  independiente de  $x$ . Para el caso de  $V(x) = 0$ , la interacción entre las cuasipartículas y la estructura cristalina del material es despreciada. La solución para este caso es:

$$\psi = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} e^{ikx}, \quad (E.5)$$

encontrando que

$$E^2 = \left( \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - E_F \right)^2 + \Delta^2. \quad (E.6)$$

En la *Figura E-1 (a)* se muestra a  $E$  como una función de  $k$  para  $\Delta = 0$ . Este es el caso para un metal en estado normal. La raíz positiva de la ecuación (E.6) pertenece a una cuasipartícula que se comporta como electrón y la raíz negativa pertenece a una cuasipartícula que se comporta como hueco. A primera vista, la banda de energía de las cuasipartículas que se comportan como huecos parece no tener sentido físico ya que un electrón en un metal en estado normal siempre obedecerá la ecuación de Schrödinger y no la ecuación de Schrödinger dependiente del tiempo. La banda de energía que pertenece a las cuasipartículas que se comportan como huecos, por lo tanto, se puede usar para representar a un hueco en la banda de energía para electrones, esto es, un hueco en la banda de energía para electrones con número de onda  $-k$  se puede representar como una partícula en la banda de energía para huecos con un número de onda  $k$ . Como se verá más adelante, la teoría BTK describe la creación de huecos por el proceso de reflexión de Andreev de la misma forma. Nota en la *Figura E-1 (a)* que ambos, tanto huecos en  $-k$  como partículas en  $k$  se mueven en la misma dirección, ya que ambos, tienen el mismo signo de  $dE/dk$ .

A continuación, consideremos como las dos bandas de energía se modifican cuando  $\Delta$  se incrementa desde cero hasta un valor finito, siempre y cuando  $\Delta \ll E_F$ . Esto se puede observar en la ecuación (E.6),  $\Delta$  tiene una influencia significativa en las bandas de energía cerca a la región donde  $k \approx k_F$  y  $|E| \approx \Delta$ , *Figura E-1 (b)*,  $E$  en función de  $k$  para un valor finito de  $\Delta$ . Las bandas de energía para electrones y huecos lucen prácticamente sin algún cambio aparente, excepto, en las vecindades de  $k_F$  donde las bandas de energía se someten a una curvatura causando una brecha de energía de  $2\Delta$  centrada en el nivel de Fermi. Por lo tanto, el parámetro  $\Delta$ , el cual es presentado como el acoplamiento entre los estados base  $|e\rangle$  y  $|h\rangle$ , representa 1/2 de la brecha de energía prohibida que surge en el nivel de Fermi de un superconductor.

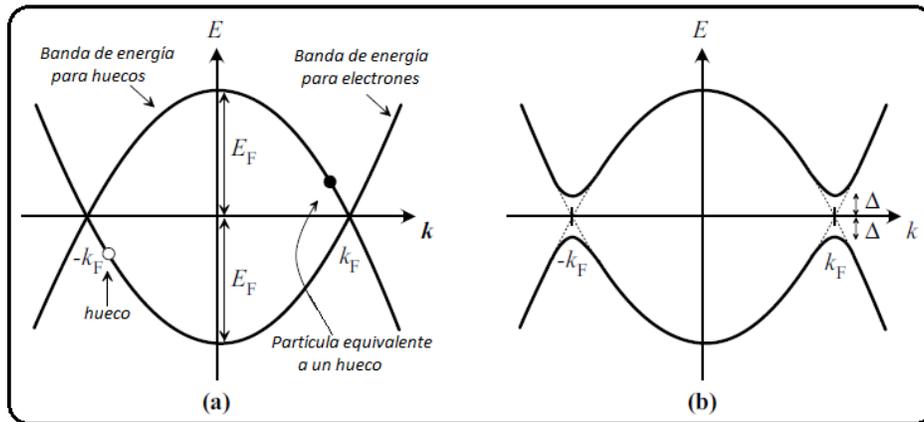
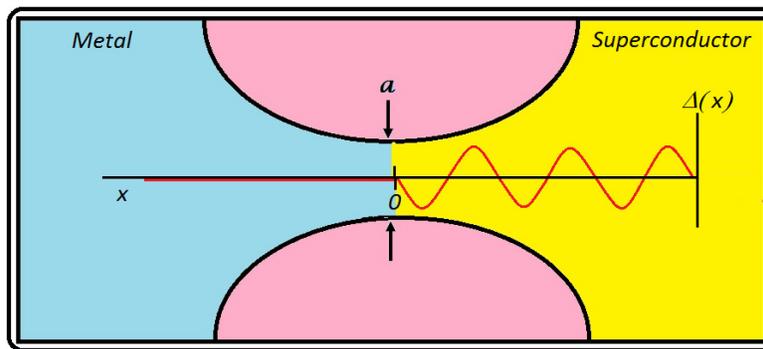


Figura E-1. Energía de excitación en función de  $k$  para  $\Delta = 0$  (a) y para un valor finito de  $\Delta$  (b).

### Función $\Delta(x)$ .

En general, cuando un material superconductor está en contacto directo (límite de conducción metálico) con un metal en estado normal, la función de onda de los pares de Cooper se difunde a través de la interfase induciendo superconductividad en el *Metal Normal* y a su vez, el metal en estado normal influye de cierta manera en el material superconductor. La interacción mutua entre los dos materiales es conocida como efecto proximidad [3]. El efecto proximidad lleva a una variación gradual de  $\Delta$  a una cierta escala de longitud desde cero para el metal en estado normal a un valor constante en el superconductor.

La teoría BTK se aplica al caso especial de un contacto puntual que se encuentra en el régimen de conducción balístico, esto es, para un contacto puntual con radio de contacto mucho más pequeño que el promedio del camino electrónico elástico libre del material. Para tal contacto, se permite que el efecto proximidad sea reemplazado suponiendo que  $\Delta$  cambia abruptamente de cero en el sitio *Metal normal* ( $x < 0$ ), a un valor constante en el sitio *Superconductor* ( $x > 0$ ), *Figura E-2*.



*Figura E-2. Variación del parámetro  $\Delta(x)$  en la interfase Metal normal-Superconductor cuando se omite el efecto proximidad.*

### Función $V(x)$ .

La teoría BTK omite la interacción entre las cuasipartículas con la red cristalina suponiendo que los niveles de energía de Fermi del metal normal y el superconductor son iguales, por lo tanto  $V(x) = 0$ .

Al igual que en la aproximación para electrones libres, cualquier irregularidad en el potencial  $V(x)$  conduce a la probabilidad de reflexión o transmisión de la partícula. Para capturar la esencia en el modelado de estos procesos de dispersión en la interfase debido a óxidos o impurezas, se usa un sencillo potencial  $V(x)$  con una forma particular en las inmediaciones de  $x = 0$ . En la teoría BTK se supone que este potencial tiene la forma:

$$V(x) = H\delta(x), \quad (E.7)$$

donde  $\delta(x)$  es la función delta de Dirac y  $H = Z\hbar v_F = 2E_F Z/k_F$ . Es de suma importancia mencionar que el parámetro  $Z$  denota la barrera de resistencia adimensional que se encuentra en

---

la interfase, la cual va desde 0 (límite metálico) a 1 (límite de tunelamiento). Esta simple forma de tratar a la barrera de dispersión que se encuentra en la interfase hace que la ecuación de Bogoliubov-de Gennes sea mucho más fácil de resolver.

### Referencias:

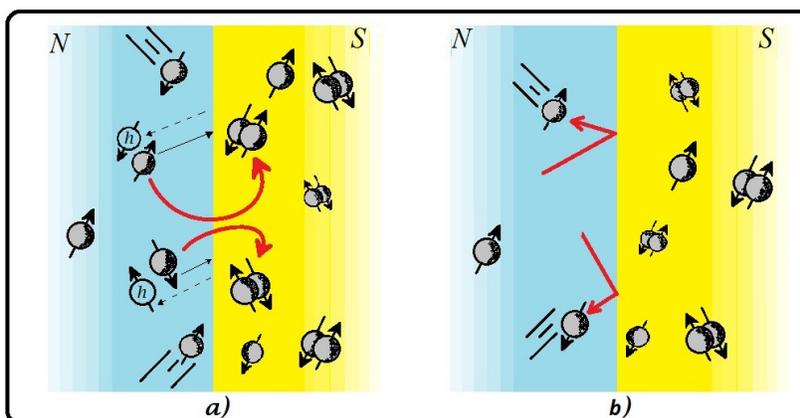
- [1] P. G. de Gennes, Boundary Effects in Superconductors, Review of modern physics, V 36, N. 1, 1964.
- [2] Terry. P. Orlando and Kevin A. Delin, Foundations of applied superconductivity, Addison-Wesley Publishing Company, 1990.
- [3] K. Hashimoto, T. Shibauchi, T. Kato, K. Ikada, R. Okazaki, H. Shishido, M. Ishikado, H. Kito, A. Iyo, H. Eisaki, S. Shamoto, and Y. Matsuda, Microwave penetration depth and quasiparticle conductivity of  $PrFeAsO_{1-y}$  single crystals: Evidence for a full-gap superconductor, Phys. Rev. Letters, PRL 102, 2009.

# Apéndice F

## Cálculo de las probabilidades de reflexión y transmisión.

En el régimen balístico, un electrón que proviene del electrodo en estado normal y con energía igual o menor a la de la brecha superconductor al incidir en la interfase donde  $Z = 0$  (sin barrera aislante en la interfase), éste no podrá ser transmitido al electrodo superconductor gracias a la presencia de la brecha de energía. Sin embargo, esta transferencia electrónica será posible, si otro electrón de espín y momento opuestos al del electrón incidente existe en el superconductor como cuasipartícula, de ser así, el electrón incidente será transmitido al superconductor y éste se acoplará con la cuasipartícula para formar un par de Cooper. La conservación del momento exige que, en promedio, un hueco por electrón incidente sea creado en la interfase, el cual viajará de vuelta al electrodo en estado normal. Este hueco retroreflejado posee momento y espín opuestos al del electrón incidente. A este proceso de transferencia de carga se le conoce como "Reflexión de Andreev" y se ilustra en la *Figura F-1 (a)*. En tales condiciones de operación, la corriente eléctrica que circula a través del electrodo superconductor equivale a  $2ev_F$ , esto como resultado del acoplamiento electrónico entre el electrón incidente transmitido, proveniente del metal normal, y la cuasipartícula existente en el electrodo superconductor.

Por otra parte, si en el electrodo superconductor no existe una cuasipartícula con momento y espín opuestos al del electrón incidente o, en la interfase de la unión metal-normal-superconductor existe una barrera aislante de espesor muy delgado ( $Z \neq 0, \approx 20$  angstrom), el electrón incidente, que proviene del metal normal, no podrá transmitirse al electrodo superconductor y éste será reflejado normalmente en la interfase, como se observa en la *Figura F-1 (b)*.

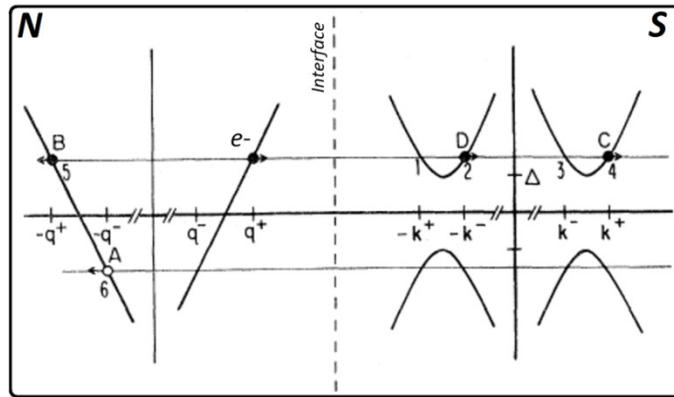


*Figura F-1. a) Proceso de reflexión de Andreev, b) Proceso de reflexión normal*

Ahora, si la energía del electrón incidente que proviene del electrodo *metal normal* es mayor que la brecha de energía superconductor, éste será directamente transmitido al electrodo

*superconductor* ocupando estados de energía superiores a los estados prohibidos por la transición superconductor  $\Delta$ , esto hace que estos electrones transmitidos al superconductor no puedan acoplarse, puesto que en el superconductor estos estados están vacíos. En este caso, debido a que los electrones transmitidos no forman parte del condensado superconductor (Condensado de pares de Cooper), la corriente eléctrica a través del contacto puntual será proporcional al voltaje aplicado, ya que la cantidad de electrones que son transmitidos al electrodo superconductor y la cantidad de electrones que salen de él, es la misma, siendo descrita por la ley de Ohm.

En la *Figura F-2* se muestran los posibles mecanismos de conversión de carga, donde  $e^-$  ( $q^+$ ) representa al electrón incidente,  $A$  es el hueco retroreflejado producto de la reflexión de Andreev ( $-q^-$ ),  $B$  es el electrón reflejado normalmente ( $-q^+$ ),  $C$  representa al electrón transmitido normalmente ( $k^+$ ) y  $D$  es el electrón transmitido por el mecanismo de Andreev ( $-k^-$ ).



*Figura F-2. Diagrama esquemático de energía vs momento de un contacto puntual Metal normal-Superconductor. A representa al hueco retroreflejado después del proceso de reflexión de Andreev, B es el electrón reflejado normalmente, C representa al electrón transmitido normalmente y D es el electrón transmitido por el mecanismo de Andreev. Las flechas indican la dirección de propagación de la partícula.*

Las probabilidades de reflexión y transmisión para un contacto puntual *Metal normal-Superconductor* se calcularon siguiendo la teoría propuesta por Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK) [1], donde se consideran los estados de una cuasipartícula como una solución a la ecuación de Bogoliubov-de Gennes [2] para el metal normal ( $\Delta(x) = 0$  para  $x < 0$ ) y para el superconductor ( $\Delta(x) = \Delta \neq 0$  para  $x > 0$ ), *Figura F-3*:

$$\begin{pmatrix} H & \Delta \\ \Delta & -H \end{pmatrix} \psi = E\psi. \quad (F.1)$$

Aquí,  $\psi$  es el operador que representa a electrones y huecos,  $H$  denota el hamiltoniano para las cuasipartículas. La resultante de la dispersión de las cuasipartículas  $E(k)$  se muestra en la *Figura F-3(a)* para ambos conductores.

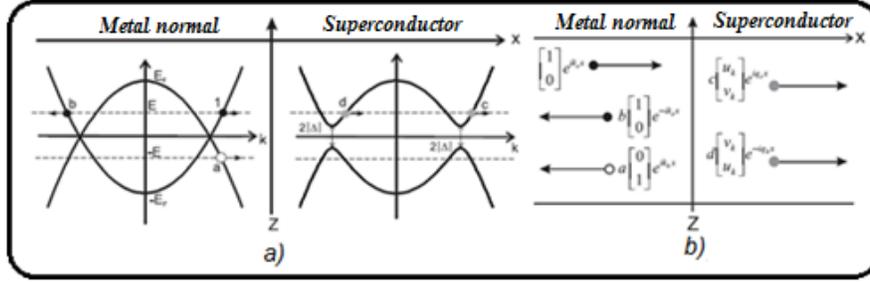


Figura F-3. a) La dispersión de las cuasipartículas en el sitio Metal normal y Superconductor, respectivamente. Los posibles procesos denotados por a, b, c y d, se discuten en el texto. b) Las componentes de la función de onda en cada sitio del contacto puntual. Z denota la barrera de dispersión, ubicada en la interfase.

Las eigenfunciones en el sitio *Metal normal*, donde  $\Delta = 0$ , son:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{ikx}, E_1 = \left( \frac{\hbar^2 k^2}{2m} - \varepsilon_F \right) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \\ \psi_2(x) &= \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ikx}, E_2 = \left( -\frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \varepsilon_F \right) \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (F.2)$$

$\psi_1$  denota a los estados electrónicos y  $\psi_2$  a los estados de huecos, con número de onda:

$$k_{e,h} = k_F \sqrt{1 \pm \frac{E}{\varepsilon_F}} \approx k_F \left( 1 \pm \frac{E}{2\varepsilon_F} \right).$$

Suponiendo que  $\varepsilon_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} \gg E$ .

En contraste, en el material superconductor, donde  $\Delta$  es diferente de cero, se obtiene:

$$\begin{aligned} \psi_1(x) &= \begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \end{bmatrix} e^{iqx}, E_1 = \sqrt{\left( \frac{\hbar^2 q^2}{2m} - \varepsilon_F \right)^2 + \Delta^2} \\ \psi_2(x) &= \begin{bmatrix} v_0 \\ u_0 \end{bmatrix} e^{iqx}, E_2 = -\sqrt{\left( \frac{\hbar^2 q^2}{2m} - \varepsilon_F \right)^2 + \Delta^2} \end{aligned} \quad (F.3)$$

Nota que, aunque el valor de  $\Delta$  es complejo, la descripción del contacto puntual *Metal normal-Superconductor* no depende de la fase. Aquí, se considera a  $\Delta$  como un valor real. También se hace uso del factor de coherencia BCS:

$$\begin{bmatrix} u_0^2 \\ v_0^2 \end{bmatrix} = \begin{cases} \frac{1}{2} \left( 1 \pm \frac{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}{E} \right), & E > \Delta; \\ \frac{1}{2} e^{\pm i \arccos \frac{E}{\Delta}}, & E < \Delta. \end{cases} \quad (F.4)$$

Nota, que ahora se tienen dos soluciones cerca al nivel de Fermi para cada energía  $E$ :

$$q_{1,2} = k_F \sqrt{1 \pm \sqrt{\frac{E^2 - \Delta^2}{\varepsilon_F^2}}}. \quad (F.5)$$

Suponiendo que  $E, \Delta \ll \varepsilon_F$ :

$$q_{1,2} = \left\{ \begin{array}{l} k_F \left(1 \pm \frac{\eta}{2}\right), \quad E > \Delta, \\ k_F \left(1 \pm \frac{i\eta}{2}\right), \quad E < \Delta, \end{array} \right\} \text{ donde } \eta = \sqrt{\frac{|E^2 - \Delta^2|}{\varepsilon_F^2}}. \quad (F.6)$$

Usando la notación anterior, se obtiene el resultado para las funciones de onda en el sitio *Metal normal* (Fig. F-3(b)):

$$\psi_N(x) = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{ik_e x} + b \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{-ik_e x} + a \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} e^{ik_n x}. \quad (F.7)$$

Esta función de onda, incluye al electrón incidente, al hueco retroreflejado causado por la reflexión de Andreev y al electrón de la reflexión normal, cuando  $E < \Delta$ .

Para el sitio *Superconductor*, la función de onda transmitida es:

$$\psi_S(x) = c \begin{bmatrix} u_0 \\ v_0 \end{bmatrix} e^{iq_1 x} + d \begin{bmatrix} v_0 \\ u_0 \end{bmatrix} e^{-iq_2 x}. \quad (F.8)$$

Las cuatro amplitudes complejas  $a, b, c$  y  $d$  denotan los posible procesos de conversión de carga que tienen lugar en la interfase. Aquí,  $a$  representa a la probabilidad de reflexión de Andreev donde el estado final es la reflexión de un hueco en el sitio *Metal normal* en contraste a  $b$  que representa a la probabilidad de reflexión normal donde el electrón incidente en la interfase es reflejado. Para las amplitudes de probabilidad restantes,  $c$  y  $d$ , entran en juego las condiciones de frontera de la interfase donde se emplean las mismas funciones de onda pero evaluadas a  $x = 0$  tomando en cuenta un potencial delta de Dirac de la forma  $V(x) = H\delta(x)$ :

$$\psi_N(x = 0) = \psi_S(x = 0), \quad (F.9)$$

y la derivada obedece

$$\psi'_S(x = 0) - \psi'_N(x = 0) = \frac{2mH}{\hbar^2} \psi(x = 0). \quad (F.10)$$

La ecuación anterior puede ser escrita en forma de matriz:

$$\begin{bmatrix} 1 & -u_0 & 0 & -v_0 \\ 0 & -v_0 & 1 & -u_0 \\ i - 2Z & iu_0 & 0 & -iv_0 \\ 0 & iv_0 & -i - 2Z & -iu_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b \\ c \\ a \\ d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -1 \\ 0 \\ 2Z + i \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (F.11)$$

y después de todo el desarrollo algebraico, se obtiene una solución única:

$$\left\{ \begin{array}{l} a = \frac{u_0 v_0}{\gamma}; \\ b = -\frac{Z(u_0^2 - v_0^2)(Z + i)}{\gamma}; \\ c = -\frac{u_0(1 - Zi)}{\gamma}; \\ d = \frac{iv_0 Z}{\gamma}. \end{array} \right\} \quad (F.12)$$

Usando la notación  $\gamma = u_0^2 - Z^2(u_0^2 - v_0^2)$ . Aquí, nota que  $|a(E, Z)|^2 + |b(E, Z)|^2 + |c(E, Z)|^2 + |d(E, Z)|^2 = 1$ . Ahora, evaluando la densidad de corriente:

$$j = \frac{e\hbar}{m} (\text{Im}(u\nabla u) + \text{Im}(v\nabla v)), \quad \text{con} \quad \Psi = \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix}. \quad (F.13)$$

Y aplicando en el sitio *Metal normal*:

$$j = ev_F(1 + |a|^2 - |b|^2) = ev_F(1 + A - B). \quad (F.14)$$

Por lo tanto, la probabilidad de reflexión de Andreev  $A$  y la probabilidad de reflexión normal  $B$  están dadas por  $|a|^2$  y  $|b|^2$ , respectivamente. Cuando  $A$  y  $B$  se conocen, las probabilidades de transmisión,  $C$  y  $D$ , pueden ser fácilmente calculadas considerando  $A + B + C + D = 1$ . Las expresiones para determinar estas probabilidades de reflexión se muestran en la tabla 2.1. Estas expresiones están en términos de la barrera de resistencia adimensional  $Z$ , definida como:

$$Z = \frac{k_F H}{2E_F} \quad \text{o} \quad Z^2 = \frac{1}{2} \frac{mH^2}{\hbar^2 E_F}, \quad (F.15)$$

y el parámetro adimensional  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \frac{E}{\sqrt{E^2 - \Delta^2}}. \quad (F.16)$$

Tabla F.1 Probabilidad de reflexión de Andreev  $A$  y probabilidad de reflexión normal  $B$ .

	$A$	$B$
$ E  < \Delta$	$\frac{\Delta^2}{E^2 + (\Delta^2 - E^2)(1 + 2Z^2)^2}$	$1 - A$
$ E  > \Delta$	$\frac{\varepsilon^2 - 1}{[\varepsilon + (1 + 2Z^2)]^2}$	$\frac{4Z^2(1 + Z^2)}{[\varepsilon + (1 + 2Z^2)]^2}$

En la *Figura F-4* se muestran las probabilidades de reflexión  $A$  y  $B$  en función de la energía a  $T = 0$   $K$  calculadas a diferentes valores de  $Z$ . A bajas energías  $E < \Delta$ , la probabilidad de reflexión  $A$  es

igual a uno para  $Z = 0$ , por lo que se asume que todos los electrones que inciden en la interfase son reflejados de la forma descrita por Andreev. Cuando incrementa la dispersión en la interfase causada por la barrera aislante, caracterizada por el parámetro adimensional  $Z$ , parte de las reflexiones de Andreev se pierden y los electrones son reflejados normalmente (probabilidad de reflexión  $B$ ). La supresión de las reflexiones de Andreev causa un mínimo local en la curva  $A$  a bajas energías,  $E \ll \Delta$ , al mismo tiempo que en la curva  $B$  se produce un máximo.

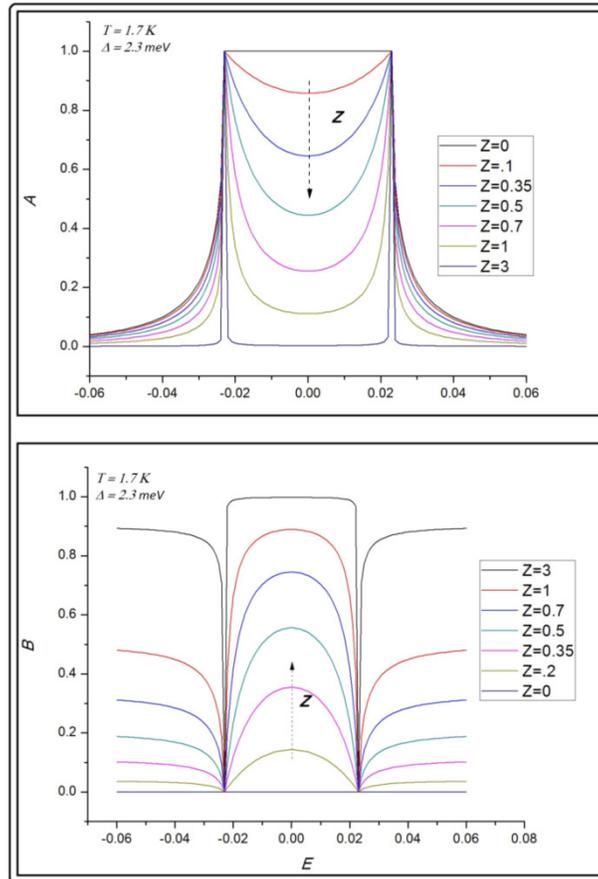


Figura F-4. Probabilidad de reflexión de Andreev ( $A$ ) y probabilidad de reflexión normal ( $B$ ). Las probabilidades son calculadas a diferentes valores de  $Z$  desde 0 hasta 3. Las flechas indican la tendencia de las curvas conforme  $Z$  incrementa.

### Referencias:

- [1] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion, Phys. Rev. B, 25, 1982.
- [2] P. G. de Gennes, Boundary Effects in Superconductors, Review of modern physics, V 36, N. 1, 1964.

# Apéndice G

## Conductancia diferencial no convencional.

La espectroscopia de contacto puntual es una técnica experimental muy poderosa utilizada para el estudio de la brecha de energía superconductor, la densidad de estados electrónicos en cualquier sólido metálico y la dispersión electrónica causada por los modos fonónicos del material. Para que la información extraída a través de esta técnica sea confiable se requiere que el contacto puntual se encuentre dentro del régimen de conducción balístico; esto es, que el promedio del camino libre electrónico elástico del material a analizar,  $\ell_e$ , sea mucho más grande que el radio de contacto  $a$ . Para el análisis de los datos experimentales, usualmente se recurre al uso del modelo desarrollado por Blonder, Tinkham y Klapwijk (BTK) [1], en el cual, se asume que el contacto puntual formado por un metal en estado normal y un superconductor se encuentra en el régimen de conducción balístico. En este modelo también se considera la transición del límite de conducción metálico al de tunelamiento, variando el parámetro  $Z$  que representa la barrera de dispersión ubicada en la interfase.

Las medidas convencionales de conductancia diferencial en contactos puntuales *Metal normal-Superconductor* muestran dos incrementos de  $G(V)$  a  $\pm\Delta(V)$ , los cuales, conforme el voltaje de polarización disminuye aumentan en intensidad, hasta formar un máximo aparente con un valor equivalente a dos, si la conductancia diferencial se normaliza con respecto a la conductancia diferencial en estado normal,  $G(V)/G_n$ . En esta situación, se asume que el contacto puntual se encuentra dentro del límite de conducción metálico, por lo que la barrera de dispersión ubicada en la interfase,  $Z = 0$ . La teoría BTK predice con exactitud la conductancia diferencial resultante para contactos puntuales con tales condiciones de operación, por lo tanto, la aparición de ciertas características extras, en algunas ocasiones, hace imposible analizar los espectros con este modelo. Existen varios tipos de características extras o no convencionales que han sido observadas en medidas de conductancia diferencial de contactos puntuales *Metal normal-Superconductor*, tales como la “estructura de múltiples depresiones” o la anomalía que realiza a la conductancia diferencial a voltaje de polarización cero, etc. [2-5]. Estas características, cuando aparecen en las medidas de conductancia diferencial, son explicadas a través de una serie de fenómenos físicos “exóticos”, los cuales varían, dependiendo del contexto en cada cita bibliográfica. En esta sección me concentraré en un cierto tipo de estructura no convencional llamada “sharp dips structure” o estructura de estrechas depresiones, *Figura G-1*, revisando las posibles explicaciones existentes a su origen y realizando una breve crítica comparativa entre éstas posibles explicaciones y los resultados experimentales obtenidos en contactos puntuales  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ .

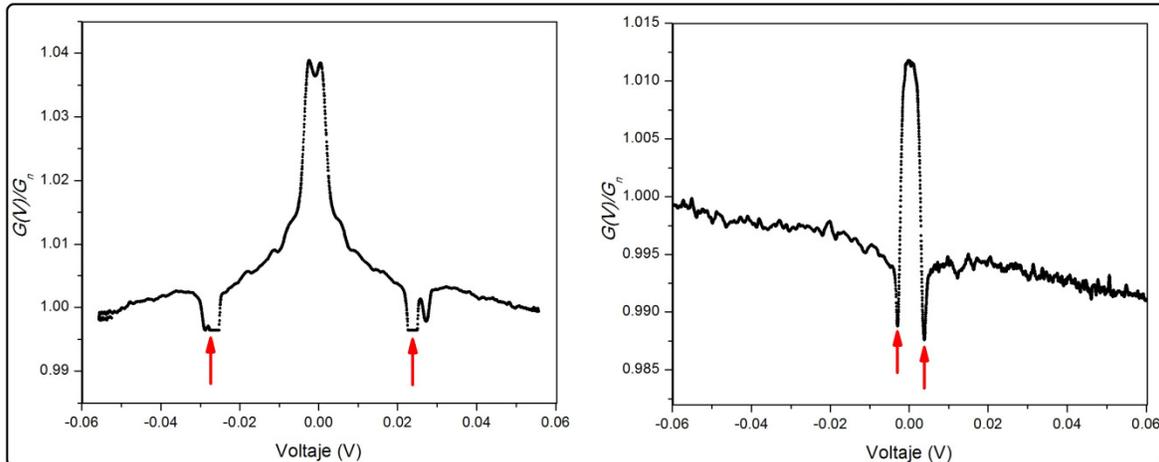


Figura G-1. Estructura no convencional de estrechas depresiones presente en las medidas de conductancia diferencial en contactos puntuales Metal normal-Superconductor (indicada por las flechas). Frecuentemente esta estructura y otras anomalías más se observan en las medidas sin importar el tipo de materiales que se emplearon para la fabricación de los contactos puntuales.

### Explicaciones existentes.

La estructura no convencional presente en medidas de conductancia diferencial para diferentes combinaciones de contactos puntuales Metal normal-Superconductor ha sido observada en gran parte de la literatura referente a espectroscopia de contacto puntual, donde esta estructura y anomalías similares en diferente contexto teórico, encuentran explicaciones diferentes gracias a una serie de fenómenos físicos “extras” que se cree puedan ser los responsables de tal comportamiento en  $G(V)$ . Los fenómenos físicos a los que se atribuye este comportamiento son los siguientes:

**Efecto proximidad:** G. J. Strijkers y colaboradores [2]. Observaron dos picos estrechos (señalados con las flechas, Figura G-2) en las medidas de conductancia diferencial en contactos puntuales  $Cu - Nb$ , localizados a voltajes de polarización superiores a la brecha de energía superconductor del  $Nb$ . Los autores relacionan la estructura “de estrechas depresiones” a una segunda brecha de energía inducida por efecto proximidad en el  $Cu$ . Al estudiar la variación de la estructura no convencional en función de la resistencia de contacto, se observa que esta se desvanece conforme la resistencia de contacto aumenta.

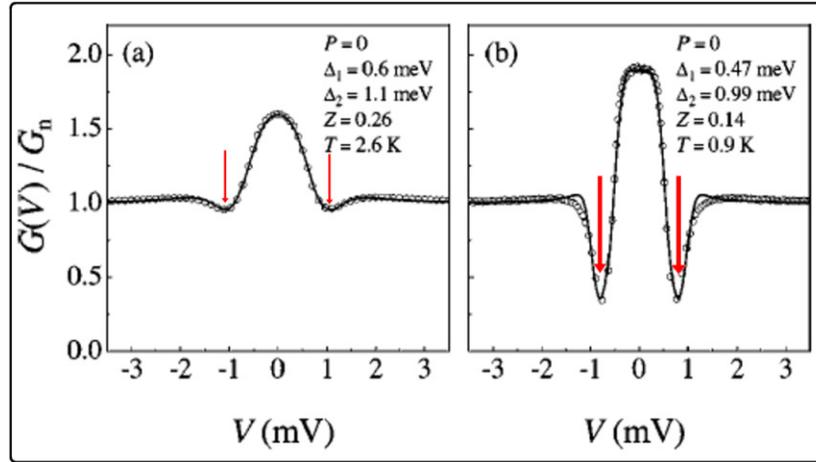


Figura G-2. Conductancia diferencial en función del voltaje de polarización para un contacto puntual Cu-Nb a  $T = 4.2$  K (círculos) con una resistencia de contacto de a)  $R = 7.6 \Omega$  y b)  $R = 2.4 \Omega$ . La línea representa el ajuste teórico mediante el uso del modelo BTK.

**Efecto Josephson intergranular:** L. Shan y colaboradores [3]. Proponen un modelo teórico para explicar el origen de la estructura no convencional presente en las medidas de conductancia diferencial. Ellos suponen que estas anomalías surgen por el efecto Josephson intergranular en muestras policristalinas superconductoras. Esta propuesta se hace en base a un estudio comparativo entre medidas de conductancia diferencial en contactos puntuales  $PtIr - MgCNi_3$  y  $PtIr - Nb(foil)$ . Los autores afirman que el efecto de acoplamiento débil intergranular de muestras policristalinas superconductoras juegan un papel muy importante en los procesos de tunelamiento electrónico, donde se cree que al formar el contacto puntual, todos los granos del material en bulto quedan conectados a los pocos granos en contacto con el *Metal normal*, similar a una junta Josephson. El resultado de este contacto puntual *Metal normal-Superconductor* y múltiples juntas Josephson muestra una corriente que incluye dos componentes, una es la corriente Josephson proveniente de los múltiples contactos intergranulares y la otra es la corriente BTK, proveniente del contacto directo *Metal normal-Superconductor*. En la Figura G-3 se muestra la conductancia diferencial en función del voltaje de polarización para un contacto  $PtIr - MgCNi_3$  medido a diferentes temperaturas. Aquí se observa la conductancia diferencial convencional, producto de los procesos de reflexión de Andreev, reflexión normal y transmisión electrónica y la conductancia diferencial no convencional, estructura de estrechas depresiones, señalada con las flechas.

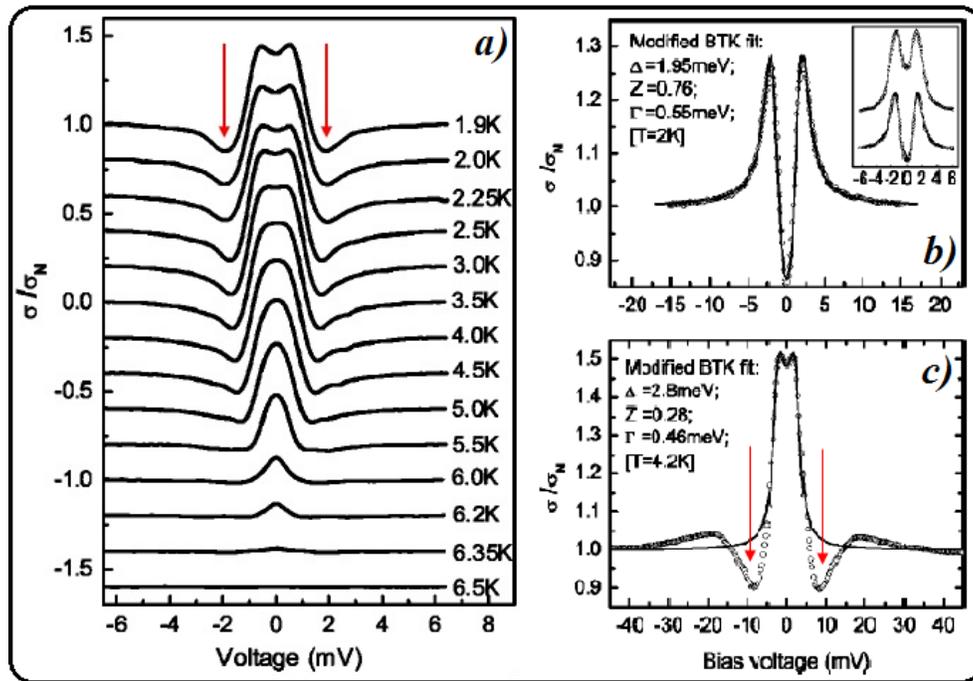


Figura G-3. Conductancia diferencial en función del voltaje de polarización para un contacto puntual a) PtIr – MgCNi<sub>3</sub>, b) PtIr – Nb(foil) y c) PtIr – MgB<sub>2</sub> medidos a diferentes temperaturas. Las flechas señalan la estructura no convencional.

**Acoplamiento no convencional:** La estructura no convencional también ha sido observada en mediciones de conductancia diferencial de contactos puntuales formados con superconductores no convencionales o de alta temperatura crítica. Y. DeWilde y colaboradores, reportaron la presencia de tal estructura en curvas de conductancia diferencial obtenidas con contactos puntuales Au – Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub> [4]. Ellos observaron que la profundidad de la estructura de estrechas depresiones decaen cuando la brecha de energía superconductor disminuye, producto del dopaje del Bi<sub>2</sub>Sr<sub>2</sub>CaCu<sub>2</sub>O<sub>8+δ</sub>, como se muestra en la Figura G-4.

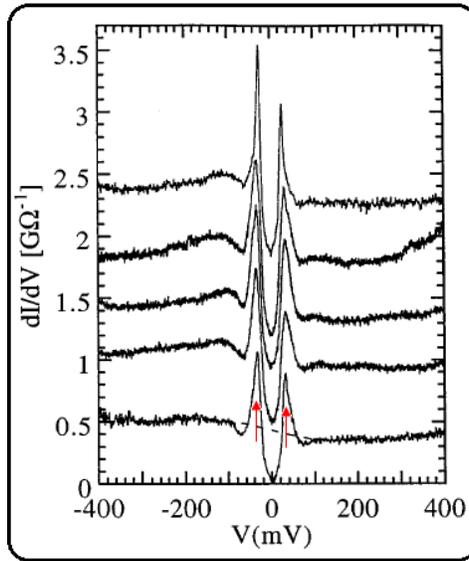
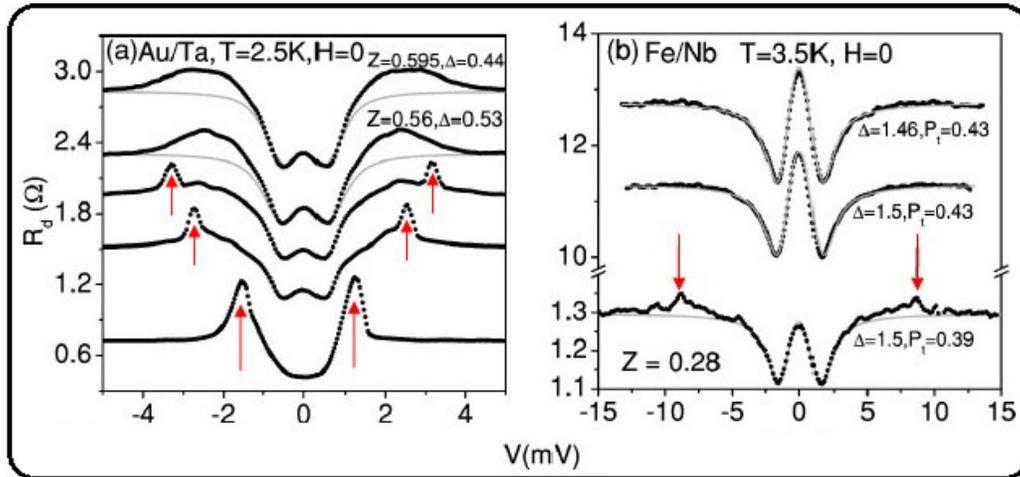


Figura G-4. Conductancia diferencial en función del voltaje de polarización de un contacto puntual  $Au - Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ , medidas a 4.2 K. Cada curva fue obtenida con un cristal de  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$  en el cual, la cantidad de oxígeno varía. Las curvas fueron desplazadas verticalmente para mayor claridad. Las flechas señalan la posición de la estructura no convencional.

**Corriente crítica fuera del régimen de conducción balístico:** G. Sheet y colaboradores, a través de un estudio sistemático en el que analizaron la correlación entre el área de contacto y la estructura de estrechas depresiones presente en medidas de conductancia diferencial de contactos puntuales  $Au - Ta$  y  $Fe - Nb$  concluyen que la observación de tal estructura en las curvas  $G(V)$  se debe a la resistividad finita del superconductor cuando el contacto puntual no se encuentra dentro del régimen de conducción balístico [5]. El experimento realizado por este grupo de trabajo es el siguiente: cuando el electrodo ( $Au$  o  $Nb$ ) con forma de punta, muy afilada, se pone en contacto directo con la superficie del cristal de tántalo o hierro, ésta, se presiona fuertemente para generar un contacto puntual con una resistencia diferencial baja,  $R_d$ , pero al mismo tiempo se tiene un área de contacto,  $a$ , muy grande. Este tipo de contactos se espera que estén en el régimen de conducción térmico, donde la resistencia del contacto puntual estará determinada por la resistividad en bulto de los dos materiales  $R = R_M = (\rho_N + \rho_S)/2a$ , donde  $R_M$  es la resistencia de Maxwell. Cuando el electrodo en forma de punta se retira gradualmente, se obtienen contactos puntuales con resistencias diferenciales más elevadas pero, con menores áreas de contacto. Debido a esto, la contribución  $R_M$  disminuye y la resistencia del contacto puntual estará definida por una resistencia más, la contribución  $R_S$ , resistencia de Sharvin. Conforme el electrodo en forma de punta se separe más y más de la superficie del cristal bajo estudio, sin perder el contacto eléctrico, la contribución a la resistencia del contacto  $R_S$  aumentará mientras que la contribución  $R_M$  disminuirá hasta cero conforme el tamaño del contacto puntual disminuya. Cuando esto ocurre, la resistencia del contacto,  $R$ , estará definida sólo por la contribución  $R_S$  y en estas condiciones, el contacto puntual estará dentro del régimen de conducción balístico, por lo que la resistencia del contacto estará dada por  $R = R_S = 4\rho\ell/3\pi a^2$ .

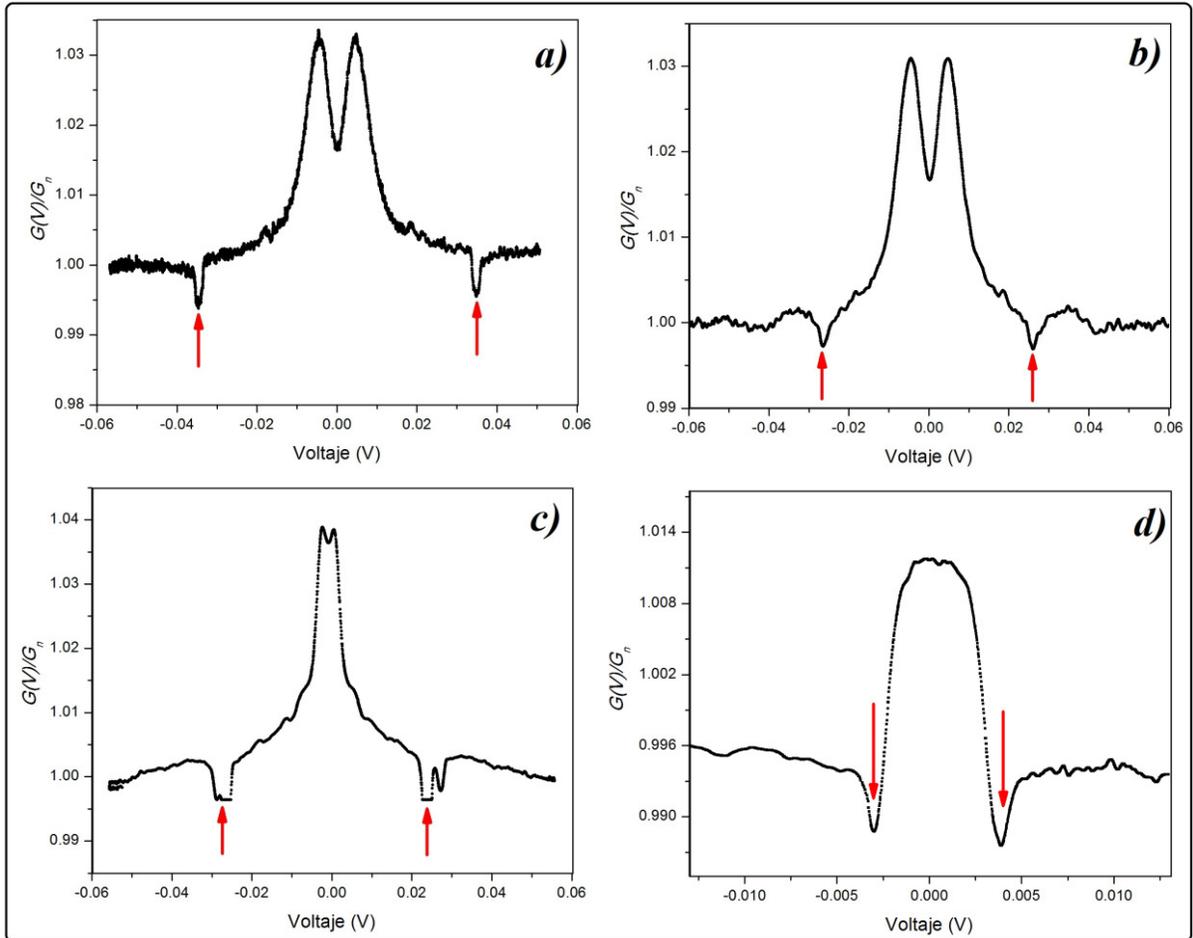
En la *Figura G-5* se muestra la evolución de la estructura de estrechas depresiones presente en las medidas de resistencia diferencial para contactos puntuales  $Au - Ta$  y  $Fe - Nb$ . Aquí se observa en ambos casos, la presencia de tal estructura en las medidas con la resistencia diferencial más baja. Si la resistencia diferencial aumenta, la estructura no convencional se desvanece gradualmente hasta desaparecer, obteniendo curvas  $G(V)$  que se asemejan cada vez más a las predichas por la teoría BTK.



*Figura G-5. Evolución de las curvas de resistencia diferencial para contactos puntuales a)  $Au - Ta$  b)  $Fe - Nb$ . Las líneas delgadas de las dos primeras medidas, a resistencias más elevadas, representan los ajustes realizados por medio del modelo BTK. Las flechas indican la posición de la estructura de estrechas depresiones.*

**Observación de la estructura no convencional.**

Mediciones de conductancia diferencial en función del voltaje de polarización fueron realizadas en contactos puntales  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ . La estructura de estrechas depresiones, fue repetidamente observada en todas ellas.

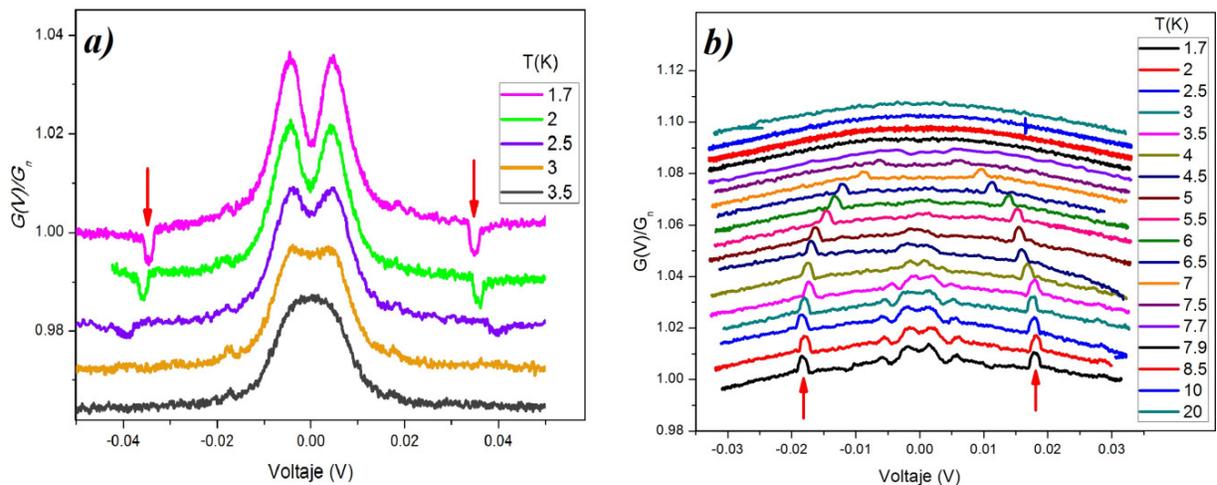


*Figura G-6. Conductancia diferencial en función del voltaje de polarización de contactos puntales  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  a  $T=1.7$  K. Las flechas muestran la estructura de estrechas depresiones.*

En la *Figura G-6* se muestra la conductancia diferencial en función del voltaje de polarización medida a  $T = 1.7$  K. Todas las medidas fueron realizadas en distintas zonas de contacto con el material superconductor. Aquí se observa la estructura no convencional (marcada con las flechas) y como esta aparece a distintos valores de voltaje de polarización, afectando la profundidad y tamaño de la depresión asociada a la brecha de energía superconductor,  $\Delta$ .

### Dependencia con la temperatura y el campo magnético.

La dependencia con la temperatura de la estructura de estrechas depresiones presente en las medidas de conductancia diferencial se muestra en la *Figura G-7*. Aquí se presentan dos formas en las que la estructura no convencional evolucionó de forma muy distinta. Para las curvas experimentales que más se asemejan a la curva convencional  $G(V)/G_n$  predicha por el modelo teórico BTK, *Figura G-7 (a)*, la estructura no convencional desapareció a una temperatura aproximada de 3 K, mientras que la depresión asociada a la brecha de energía del compuesto  $Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  lo hizo a 7 K. En cambio, para las curvas en las que la brecha de energía es fuertemente afectada debido a que el contacto puntual no se encuentra en el régimen de conducción balístico, *Figura G-7 (b)*, la estructura no convencional se desvanece muy lentamente conforme la temperatura incrementa, hasta desaparecer por completo a  $T = 7.7$  K. En este caso, la depresión asociada a la brecha de energía desapareció a una temperatura más baja,  $T = 5$  K, todo lo contrario al caso anterior.



*Figura G-7. Dependencia de la estructura no convencional con la temperatura. a) Espectro más apegado a la teoría BTK, la estructura de estrechas depresiones desaparece antes que la brecha de energía. b) Espectro fuera del régimen de conducción balístico, la brecha de energía superconductora desaparece antes que la estructura no convencional.*

La dependencia de la estructura no convencional con el campo magnético aplicado se muestra en la *Figura G-8*, donde se observa que la brecha de energía del superconductor desaparece por completo a  $H = 200$  Oe mientras que la estructura no convencional disminuye considerablemente en profundidad a  $H = 3200$  Oe.

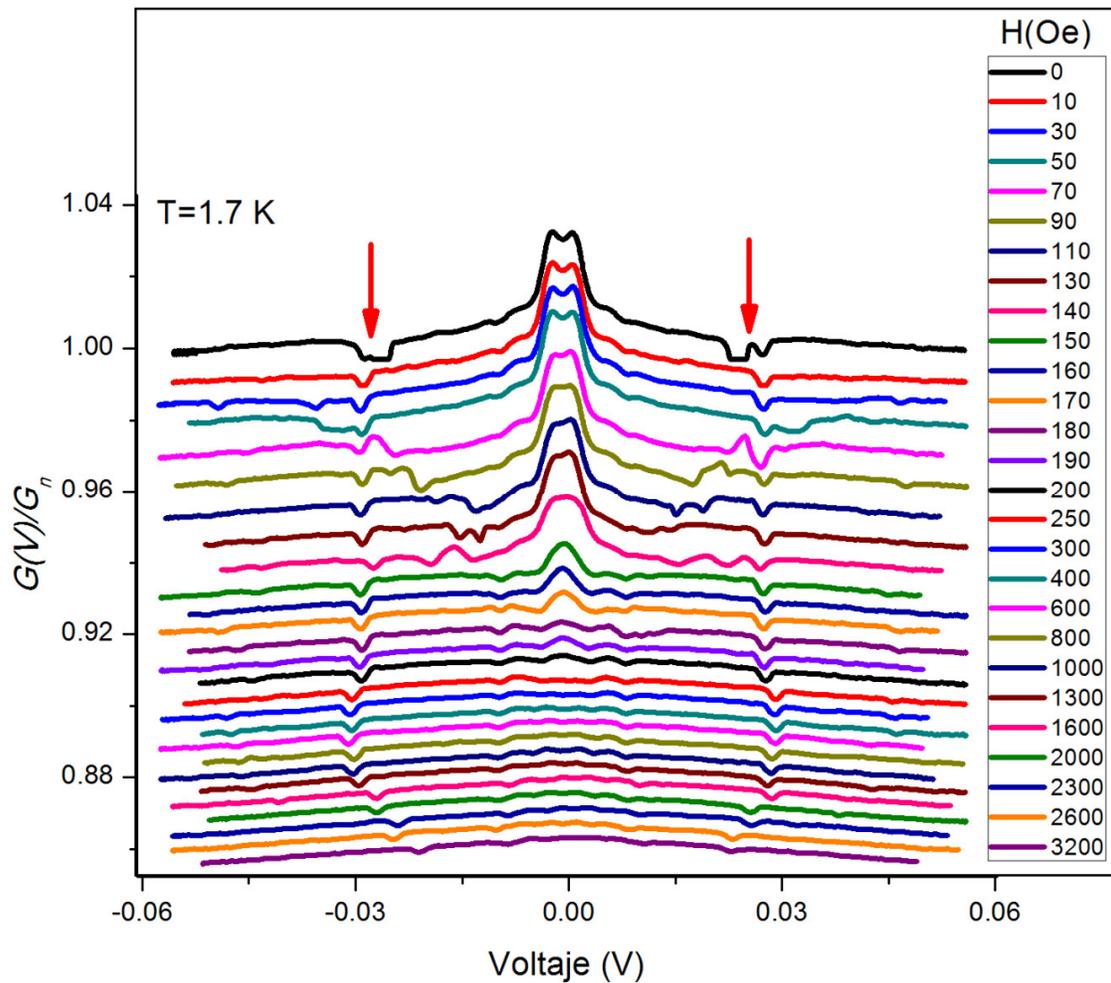


Figura G-8. Dependencia de la estructura no convencional con el campo magnético aplicado.

### Evolución de la estructura no convencional con la resistencia de contacto.

En la *Figura G-9* se muestra la evolución de la estructura no convencional en función de la resistencia diferencial o resistencia de contacto medida a  $T = 1.7$  K. Aquí se observa que a resistencias de contacto menores a  $6 \Omega$ , *Figura G-9(b)*, la estructura no convencional tiene un tamaño comparable a la depresión asociada a la brecha de energía superconductor, por lo que la información extraída a partir de estos espectros no es muy confiable, ya que la brecha de energía y los parámetros  $Z, P$ , etc., son fuertemente afectados [5]. Conforme la resistencia diferencial aumenta y la brecha de energía se hace más profunda, la estructura no convencional se desvanece de tal forma que las curvas se asemejan cada vez más al espectro convencional predicho por la teoría BTK, *Figura G-9 (a)*.

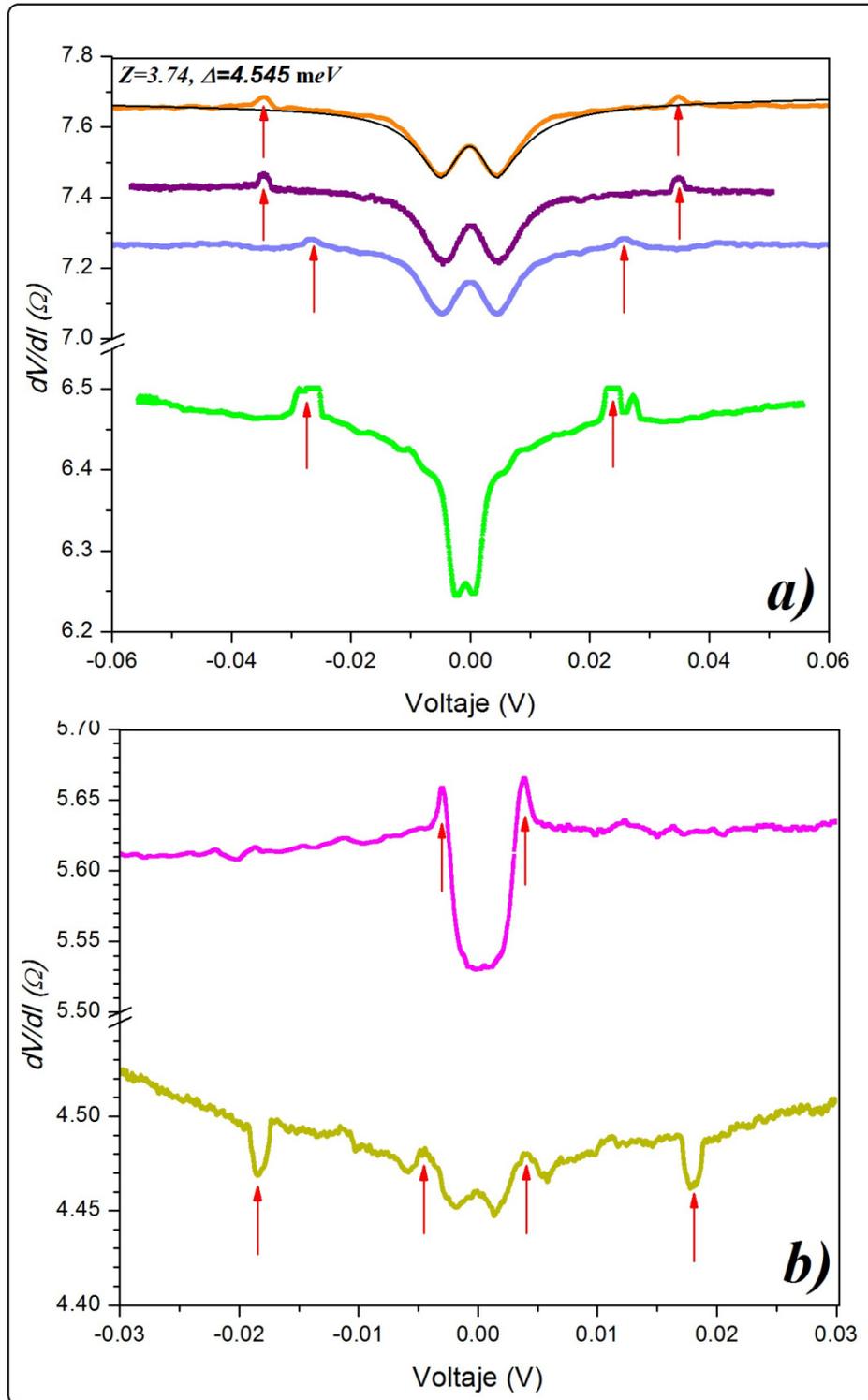


Figura G-9. Evolución de la estructura no convencional en función de la resistencia diferencial. a) Espectros que más se asemejan al predico por la teoría BTK. b) Espectros en los que la estructura no convencional y la brecha de energía superconductor, son del mismo orden de magnitud.

**Reseña comparativa: resultados experimentales obtenidos vs explicaciones existentes.**

A partir de los datos experimentales presentados a lo largo de la sección, es evidente que la estructura no convencional presente en medidas de conductancia diferencial en contactos puntuales *Metal normal-Superconductor* no depende del tipo de materiales empleados para la fabricación de los contactos eléctricos. Además, se confirma que esta estructura está intrínsecamente asociada al estado superconductor puesto que su respuesta ante el cambio de temperatura o en presencia de un campo magnético es muy similar a la de la brecha de energía, desapareciendo a  $T$  o  $H$  críticos. A continuación se presenta una breve reseña crítica en la que se comparan los resultados experimentales obtenidos con contactos puntuales  $W(\text{Au}) - \text{Zr}_{0.97}\text{V}_{0.03}\text{B}_2$  con cada una de las explicaciones existentes al origen de la estructura no convencional que se mencionaron anteriormente, esto con el fin de conocer que explicación se apegó más a los resultados obtenidos.

En la *Figura G-6 (d)* se observa un espectro de conductancia diferencial obtenido con un contacto puntual  $W(\text{Au}) - \text{Zr}_{0.97}\text{V}_{0.03}\text{B}_2$ . Este espectro tiene una forma muy similar al obtenido por los autores de la ref. 2, *Figura G-2*, en contactos puntuales  $\text{Cu} - \text{Nb}$ . Para el ajuste teórico de este tipo de curvas de conductancia diferencial, los autores modificaron la teoría BTK, considerando la superconductividad laminar inducida en el *Metal normal* por efecto proximidad, introduciendo una segunda brecha de energía,  $\Delta_2$ . Gracias al efecto proximidad, dos caídas agudas aparecen en la curva de conductancia diferencial, ubicadas a valores de voltaje de polarización entre  $|\Delta_1|$  y  $|\Delta_2|$ . Estas caídas agudas en la conductancia diferencial son justamente las dos depresiones (estructura de estrechas depresiones) señaladas con las flechas en las *Figuras G-2* y *G-6 (d)*. En la *Figura G-9* se muestra la variación del espectro  $G(V)^{-1} = dV/dI$  en función de la resistencia de contacto. Aquí se observa a una resistencia de  $5.61 \Omega$  una curva similar a la descrita en la ref. 2. Ahora, si la resistencia de contacto incrementa, las depresiones marcadas con las flechas comienzan a desplazarse, apareciendo a voltajes de polarización cada vez más altos mientras su profundidad disminuye. Tomando en cuenta la evolución del espectro  $dV/dI$  en función de la resistencia de contacto, descarto que la estructura no convencional (o de estrechas depresiones) presente en las medidas de conductancia diferencial en contactos puntuales  $W(\text{Au}) - \text{Zr}_{0.97}\text{V}_{0.03}\text{B}_2$  se deba a efecto proximidad, ya que el espectro  $dV/dI$  cambia por completo a resistencias de contacto más elevadas, lo cual no debería pasar si la estructura no convencional se debiera a efecto proximidad. Además, los espectros  $dV/dI$  con las resistencias de contacto más grandes son los que más se asemejan al espectro convencional predicho por la teoría BTK, entonces, si la estructura de estrechas depresiones se debiera a efecto proximidad, podría ser simulada en el espectro  $G(V)$  teórico al incorporar una segunda brecha de energía, pero esto no funciona.

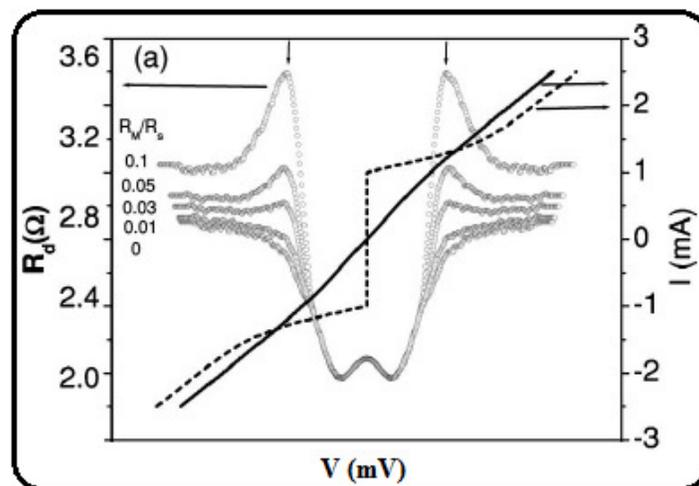
También se descarta que la estructura no convencional se deba a efecto Josephson intergranular como lo afirman los autores de la ref. 3. Esto debido a que la estructura no convencional fue repetidamente observada en todas las medidas de conductancia diferencial realizadas usando un monocristal de  $\text{Zr}_{0.97}\text{V}_{0.03}\text{B}_2$  como electrodo superconductor.

Los autores de la ref. 4 también observaron la estructura no convencional en curvas de conductancia diferencial obtenidas a través de contactos puntuales construidos con el *Metal normal Au* y un monocristal del *superconductor* de alta temperatura crítica  $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ . Esta idea de que la estructura de estrechas depresiones se debe a un comportamiento específico de los cupratos de alta  $T_c$  se descarta, puesto que también se observa en contactos puntuales construidos con superconductores convencionales como  $Al - Pb$  [6],  $Au - Ta$ ,  $Au - Nb$ ,  $Fe - Nb$  [5], o en contactos puntuales construidos con superconductores denominados como "fermiones pesados",  $Pt - URu_2Si_2$  [7],  $NbTi - URu_2Si_2$  [7],  $Pb - AlO_x - UPd_2Al_3$  [8] y  $Ag - URu_2Si_2$  [9].

A través de un estudio sistemático en el que analizaron la correlación entre el área de contacto y la estructura no convencional presente en medidas de conductancia diferencial de contactos puntuales  $Au - Ta$ ,  $Fe - Nb$  y  $Au - Nb$ , los autores de la ref. 5 concluyen que la observación de tal estructura en las curvas  $G(V)$  se debe a la corriente crítica que circula a través del contacto puntual cuando esté no se encuentra en el régimen de conducción balístico. La evolución de la estructura no convencional en función de la resistencia de contacto observada en medidas de resistencia diferencial para contactos puntuales  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$ , *Figura G-9*, luce muy similar a la obtenida por G. Sheet en la *Figura G-5*. En estas dos figuras se observa que a resistencias de contacto relativamente bajas la presencia de la estructura de estrechas depresiones es muy evidente, siendo de tal magnitud que puede ser comparada con la depresión asociada a la brecha de energía del superconductor. Cuando la resistencia de contacto incrementa y la estructura no convencional se desvanece, la brecha de energía se hace más profunda de tal forma que las curvas se asemejan cada vez más al espectro predicho por la teoría BTK. En ambos casos,  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  y  $Au - Ta$ ,  $Fe - Nb$ , la estructura no convencional se desplazo en la curva, apareciendo a voltajes de polarización cada vez más altos conforme la resistencia de contacto incrementa. También en ambos casos, la estructura de estrechas depresiones no fue completamente suprimida, pero su presencia en el espectro puede ser ignorada a la hora de realizara el ajuste de los datos experimentales por medio del modelo teórico BTK ya que la brecha de energía superconductor está completamente formada, mostrando los caracteres debidos a reflexión de Andreev y reflexión normal. Un punto muy importante que debe tomarse en cuenta a la hora de ajustar los datos experimentales por medio del modelo teórico BTK, es que la brecha de energía debe visualizarse lo más simétricamente posible y la estructura de estrechas depresiones no sea tan evidente, de lo contrario se obtendrán valores del tamaño de la brecha de energía erróneos, muy alejados del valor real [5].

Con base en la comparación de resultados realizada arriba, concluyo que la posible explicación detrás del origen de la estructura no convencional presente en los espectros de conductancia diferencial mostrados en este trabajo de investigación es la propuesta por los autores de la ref. 5, esto por la gran similitud que se observa en el comportamiento de los espectros de resistencia diferencial en función de la resistencia de contacto (*Figura G-9*) y por las condiciones en las que fueron fabricados los contactos puntuales. Los autores de esta referencia proponen un modelo para explicar esta anomalía en la conductancia diferencial basándose en el régimen de conducción

y en la corriente que circula a través del contacto puntual. Ellos parten de la suposición en la que el contacto puntual se encuentra en el régimen de conducción térmico cuando esté presenta una resistencia diferencial pequeña y una área de contacto grande (cuando  $a \gg \ell$ ). Cuando se aplican al contacto puntual voltajes por debajo de la brecha de energía superconductor, la resistencia de contacto estará dada por la resistividad en bulto de los dos electrodos aunque la resistividad del superconductor sea cero. En este caso, la resistencia de contacto podrá ser evaluada mediante la expresión de Maxwell,  $R_W$ . Al disminuir el área de contacto y por ende, incrementar la resistencia diferencial ( $\ell_e \ll a \ll \ell_i$ ). La resistencia de contacto dependerá de dos contribuciones, una contribución  $R_S$  (resistencia de Sharvin) y una pequeña contribución  $R_W$  proveniente de la resistividad finita del electrodo *Metal normal*, puesto que la resistividad del superconductor es cero. Sin embargo, al aumentar el voltaje de polarización, la corriente que circula a través del contacto aumenta, y cuando está alcanza un valor igual o mayor al de la corriente crítica del superconductor ( $I_c$ ), la resistividad del superconductor deja de ser cero incrementando rápidamente a su valor en estado normal. Cuando esto ocurre, se espera que el voltaje a través del contacto puntual aumente, y consecuentemente un pico en la resistencia diferencial a voltajes superiores a la brecha de energía surgirá. Cuando se reduce gradualmente el área de contacto, la contribución a la resistencia de contacto  $R_W$  decrece y la contribución  $R_S$  aumenta. Si se realiza una comparación del cociente entre las contribuciones a la resistencia de contacto  $R_W/R_S$ , *Figura G-10*, se observará como el pico que surge a voltajes de polarización superiores a la brecha de energía producto de la resistividad finita del electrodo superconductor comienza a desvanecerse conforme la contribución a la resistencia de contacto  $R_W$  decrece.



*Figura G-10. Relación  $R_W/R_S$  para un contacto puntual metal normal-Superconductor considerando los efectos de la corriente crítica en el modelo teórico BTK [4].*

A pesar de que estos espectros siguen sin lograr reproducir a la perfección el carácter mostrado en los espectros de conductancia diferencial para contactos  $W(Au) - Zr_{0.97}V_{0.03}B_2$  a voltajes de polarización superiores a la brecha de energía, podemos hacer una comparación entre los espectros de resistencia diferencial de las *Figuras G-5 (a)* [5] y *G-9*. En ambas figuras se observa el mismo carácter entre los rangos de resistencia diferencial  $1.2 - 2.2$  [5] y  $6.4 - 7.8 \Omega$ ,

respectivamente. Sin embargo, en la *Figuras G-5(a)* se observa como al aumentar la resistencia diferencial los espectros lucen cada vez más a los de la *Figura G-10*, los cuales representan la resistencia diferencial teórica cuando se ha incluido en el modelo BTK los efectos de la corriente crítica. Con esto se puede concluir que el carácter no convencional presente en las medidas de conductancia diferencial con contactos puntuales  $W(\text{Au}) - \text{Zr}_{0.97}\text{V}_{0.03}\text{B}_2$  posiblemente se deba al papel que juega la corriente crítica en la transición del electrodo superconductor al estado normal en el contacto tipo *Metal normal-Aislante-Superconductor* cuando el contacto esta fuera del régimen de conducción balístico. Además, también se concluye que los espectros obtenidos entre el rango de resistencia diferencial  $6.4 - 7.8 \Omega$  se encuentran dentro del régimen de conducción difuso por lo que pueden ser tomados en cuenta a la hora de extraer información relacionada a la brecha de energía superconductor por medio del modelo teórico BTK

### Referencias:

- [1] G. E. Blonder, M. Tinkham, T. M. Klapwijk, Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion, *Phys. Rev. B*, 1982.
- [2] G.J. Strijkers, Y. Ji, F. Y. Yang, and C. L. Chien, Andreev reflections at metal/superconductor point contact: Measurement and analysis, *Phys. Rev. B*, 63, 2001.
- [3] L. Shan, H. J. Tao, H. Gao, Z. Z. Li, Z. A. Ren, G. C. Che, and H. H. Wen, *s*-wave pairing in  $\text{MgCNi}_3$  revealed by point contact tunneling, *Phys. Rev. B* 68, 2003.
- [4] Y. DeWilde, N. Miyakawa, P. Guptasarma, M. Iavarone, L. Ozyuzer, J. F. Zasadzinski, P. Romano, D. G. Hinks, C. Kendziora, G. W. Crabtree, and K. E. Gray, Unusual strong-coupling effects in the tunneling spectroscopy of optimally doped and overdoped  $\text{Au/Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ , *Phys. Rev.* 80, 153(4), 1997.
- [5] Goutam Sheet, S. Mukhopadhyay, and P. Raychaudhuri, Role of critical current on the point-contact Andreev reflection spectra between a normal metal and a superconductor, *Phys. Rev. B* 69, 2004.
- [6] Ivar Giaever, Energy gap in superconductors measured by electron tunneling, *Phys. Rev.* 5, 4, 1960.
- [7] Yu G Naidyuk, and I K Yanson, Point-contact spectroscopy of heavy-fermion systems, *J. Phys. Condens. Matter* 10, 1998.
- [8] M. Jourdan, M. Huth, and H. Adrian, Superconductivity mediated by spin fluctuations in the heavy-fermion compound  $\text{UPd}_2\text{Al}_3$ , *Nature*, vol 398, 1999.
- [9] A. Nowack, Yu.G. Naidyuk, P.N. Chubov, I.K. Yanson, and A. Menovsky, Point-contact study of the heavy-fermion system  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ , *Phys. B-Condensed Matter* 88, 1992.



Departamento de materia condensada y criogenia  
Universidad Nacional Autónoma de México  
Instituto de investigaciones en materiales  
[Febrero, 2014]

