

29  
52



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**OBSERVACION DEL EFECTO JOSEPHSON  
EN JUNTAS TUNEL**

**T E S I S**

**Que para obtener el Título de  
LICENCIADO EN CIENCIAS (FISICA)**

**p r e s e n t a**

**W A N G S H U**

**México, D. F.**

**1984**



## **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 está 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.

# I N D I C E

## CAPITULO 1 INTRODUCCION

1.1 Efecto Josephson	1
1.2 Desarrollo Histórico	3
1.3 Objetivos del Presente Trabajo	7

## CAPITULO 2 TEORIA DEL EFECTO JOSEPHSON

2.1 Tunelaje Electrónico	10
2.1.1 Formulación de Muchos -- Cuerpos en Tunelaje	13
2.2 Cálculo de la Corriente en Sis- temas de Superconductores	20
2.2.1 Algunos Aspectos sobre - la Superconductividad	20
2.2.2 Densidad de Corriente -- Asociada con Pares de -- Cooper Condensadas	21
2.3 Efecto Josephson DC	24
2.4 Efecto Josephson AC	29

2.5 Características I-V de juntas Josephson	34
2.6 Efecto de un Campo Magnético - sobre la Corriente Josephson - Directa	36
2.6.1 Cuantización del Flujo - Magnético	36
2.6.2 Efecto del Campo Magnético	39
2.7 Aplicaciones	46
2.7.1 Interferencia Cuántica - en Superconductores	47
2.7.2 SQUID	51
CAPITULO 3 TECNICAS EXPERIMENTALES	
3.1 Introducción	54
3.2 Fabricación de Juntas Josephson	56
3.2.1 Descripción del Sistema - de Fabricación	59
3.3 Medición de las Características de la junta	67

**CAPITULO 4 RESULTADOS EXPERIMENTALES**

**4.1 Resultados 71**

**4.2 Discusion 80**

**APENDICES 84**

**REFERENCIAS 93**

CAPITULO I

## INTRODUCCION

### 1.1 EFECTO JOSEPHSON

Caracterizado como uno de los fenómenos sobresalientes predichos por la mecánica cuántica, el tunelaje de partículas a través de una barrera de potencial ha sido extensamente estudiado. Una de sus manifestaciones más importantes, el tunelaje electrónico, se observa en las denominadas juntas túnel que consisten, genéricamente, de dos placas o películas metálicas paralelas separadas por algún dieléctrico de unas cuantas decenas de angstroms de espesor.

En 1962, Josephson a la edad de 22 años, siendo estudiante de la Universidad de Cambridge, predijo nuevos efectos al considerar ciertos fenómenos de acoplamiento electrónico en sistemas superconductores (ahora denominados

"Efectos Josephson")<sup>(1)</sup>. En aquel entonces se pensó que esos efectos se manifestarían en juntas túnel con barreras suficientemente delgadas.

Una junta Josephson es en esencia una junta túnel - con electrodos superconductores separados por una barrera aislante muy delgada.

En la Fig. 1.1-1 se muestra esquemáticamente la disposición de cada uno de los elementos de una junta Josephson. La barrera, usualmente un óxido metálico, debe ser - del orden de  $10 \text{ \AA}$  de espesor para que se manifieste el efecto Josephson.

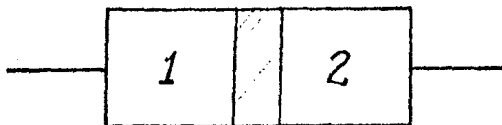


Fig. 1.1-1 Esquema de una junta Josephson compuesta por dos superconductores ( 1 y 2 ) separados por un aislante.



Existen dos tipos de efecto Josephson;

Si se hace pasar una corriente DC a través de la jun  
ta mediante una fuente de corriente externa, no se observa  
voltaje entre ambos lados de la jun  
ta, siempre que la co-  
rriente no sobre pase un cierto valor denominado corriente  
crítica, ésto se conoce como el Efecto Josephson DC.

Cuando se aplica un voltaje DC a través de la jun  
ta, se produce una corriente oscilante de alta frecuencia a -  
través de la misma, en este caso se habla del Efecto Jose-  
phson AC.

## 1.2 DESARROLLO HISTORICO

En 1932 Holm y Meissner<sup>(2)</sup> observaron que la resisten  
cia de contacto entre dos metales se anulaba tan pronto co  
mo ambos metales pasaban al estado superconductor. Este ob

servación fué probablemente la primera en la que se manifestó el Efecto Josephson DC. Sin embargo, debido a la falta de una teoría microscópica de la superconductividad no se prestó a debida atención a esta observación experimental. En 1952, una estudiante de Meissner, I. Dietrich<sup>(3)</sup> repitió el experimento midiendo la corriente entre una muestra de tantalio y una pieza plana de tantalio cubierta con una capa delgada de  $TiO_2$  o  $CeO_2$ . Ella encontró que por debajo de cierta temperatura la resistencia a través de las piezas de tantalio desaparecía y que para una corriente más grande la resistencia desaparecía a temperatura más baja. En esa época los mencionados experimentos no tuvieron gran repercusión. Los científicos estaban tratando de encontrar un mecanismo básico del estado superconductor. Sin embargo, hacia el principio de los años sesenta se había

alcanzado cierta madurez que permitía entender los resultados experimentales antes mencionados. Después de aparecer la teoría BCS<sup>(4)</sup>, Bogoliudov y Gorkov habían desarrollado una teoría matemática muy elegante y poderosa de la superconductividad. Por otro lado Bardeen<sup>(5)</sup> y Cohen et.al.<sup>(6)</sup> habían realizado un tratamiento riguroso y general mediante una descripción de muchos cuerpos de la corriente de túnelaje. Esto completaba un panorama esencial para los efectos que Josephson visualizó.

Después de las predicciones de Josephson<sup>(1)</sup>, los efectos fueron investigados en muchos laboratorios por todo el mundo. Su dependencia con respecto al campo magnético fué observada por Rowell<sup>(7)</sup>, la característica de I-V por Shapiro<sup>(8)</sup>, los escalones de auto-excitación (self-excited - steps) por Fiske<sup>(9)</sup>, la interferencia cuántica por Merce-

reau et.al.<sup>(10)</sup>, la emisión de micro-ondas por Yanson et. al.<sup>(11)</sup>, la multiplicación de frecuencias por Shapiro<sup>(12)</sup>, y la determinación de  $e/h$  por Langenberg et.al.<sup>(13)</sup>.

Al mismo tiempo que los desarrollos experimentales - los teóricos también florecieron. Entre los mayores avances se encuentran: las teorías microscópicas del efecto Josephson por Anderson<sup>(14)</sup>, Ferrel y Prange<sup>(15)</sup> y de Gennes<sup>(16)</sup>, la dependencia de la corriente crítica con la temperatura por Ambegaokar y Baratoff<sup>(17)</sup>, el tratamiento riguroso de fenómenos AC en superconductores por Riedel<sup>(18)</sup> y Werthamer,<sup>(19)</sup> la consideración de vórtices por Owen y Scalapino<sup>(20)</sup> y por Leubwohl y Stephen<sup>(21)</sup> y la característica de I-V por McCumber<sup>(22)</sup>, Stewart<sup>(23)</sup> y Scott<sup>(24)</sup>.

Entre los dispositivos basados en el efecto Josephson se encuentran: el voltímetro de Clayke<sup>(25)</sup> y Zimmerman

y Silver<sup>(26)</sup>, el magnetómetro por Clarke<sup>(27)</sup>, Zimmerman y Silver<sup>(28)</sup>, Mercereau<sup>(29)</sup> y Nisenoff<sup>(30)</sup>, elementos de memoria por Matisoo<sup>(31)</sup>, y detectores de radiación infraroja - por Grimes et.al.<sup>(32)</sup>.

### 1.3 OBJETIVOS DEL PRESENTE TRABAJO

En el presente trabajo nuestro principal objetivo es estudiar las condiciones de fabricación y el manejo de juntas Josephson. Se estudian algunas características de las juntas y se observa la dependencia de la corriente crítica con la temperatura. También se hacen algunas observaciones referentes a la conservación de juntas Josephson.

La organización de la tesis es como sigue:

En el capítulo II se presentan algunos aspectos sobre las funciones de onda que describen el estado supercon-

ductor así como un tratamiento introductorio del tunelaje electrónico en juntas túnel. Con base en las ideas así desarrolladas se presenta la formulación macroscópica de las ecuaciones que describen los efectos Josephson DC y AC. Finalmente se hacen comentarios sobre algunas de las aplicaciones más importantes de los dispositivos que presentan efectos Josephson basándose en su comportamiento en presencia de campos magnéticos.

En el capítulo III se describe en forma general la técnica de fabricación de juntas Josephson, y se dan detalles particulares para el caso que nos ocupa: el de juntas aluminio-plomo. En este capítulo también se describe el sistema de medición utilizado para obtener las características I-V de las juntas estudiadas.

Finalmente en el capítulo IV se exponen los resulta-

dos obtenidos y se ofrece una breve discusión de algunos -  
detalles considerados importantes.

La importancia del presente trabajo radica en el estudio de las condiciones de fabricación de juntas Josephson.

CAPITULO II



## TEORIA DEL EFECTO JOSEPHSON

### 2.1 TUNELAJE ELECTRONICO

Sabemos que los electrones son libres de moverse dentro de un metal y sólo ocasionalmente sufren colisiones con la red de iones, las superficies, impurezas, etc. (33).

En el cero absoluto los electrones ocupan los niveles energéticos más bajos. De acuerdo a la teoría cuántica se puede tener una corriente apreciable entre dos conductores si estos se encuentran separados por una distancia suficientemente pequeña (34) ( $\leq 30 \text{ \AA}$ ).

En la Fig. 2.1-1se representa el estado de una junta túnel con electrodos de metales en condiciones de equilibrio no-superconductores a  $T=0K$ . ( Los niveles de Fermi de los metales M y M' se han igualado ). Como todos los esta-

dos accesible hasta el nivel de Fermi se encuentran ocupados, no es posible que los electrones fluyan de un lado al otro.

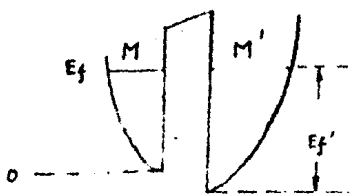


Fig. 2.1-1 Situación de una junta túnel sin polarizar.

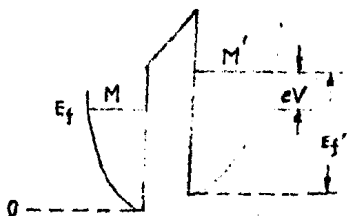


Fig. 2.1-2 Esquema de una junta túnel polarizada. Los electrones de la derecha con  $E > E_f$  tiene la posibilidad de atravesar la barrera.

Al aplicar a M un potencial positivo,  $V$ , respecto a  $M'$ , la energía de los electrones de este último metal aumenta en una cantidad  $eV$ . Entonces, se da la posibilidad de que aquellos electrones con energía  $E > E_f$  que se -

encuentran en  $M'$  pasan a ocupar los estados desocupados - en  $M$ , estableciéndose así una corriente a través de la - junta. (Fig. 2.1-2) Las curvas de conducción asociadas con tunelaje electrónico no presentan comportamientos óhmicos, excepto en la región de voltajes pequeños (34,35,36,37). La corriente de tunelaje a voltaje fijo disminuye exponencialmente con la distancia de separación entre los electrodos de la junta. Las características electrónicas de la junta deben ser prácticamente independiente de la temperatura, sin embargo, tan pronto como uno de los metales de que está hecha la - junta se torna superconductor, las características de conducción a voltajes pequeñas cambian de lineales a no-lineales en forma brusca (34,38,39). Aún más, si son los dos metales los que sufren la transición y éstos son diferentes, es posible observar en las curvas de corriente-voltaje una re-

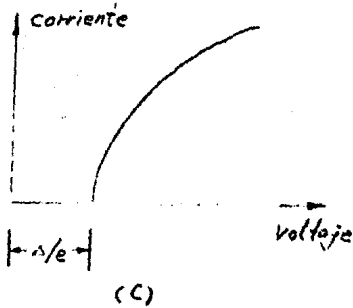
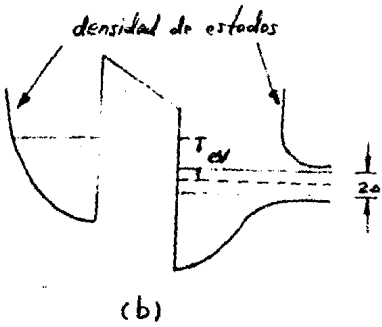
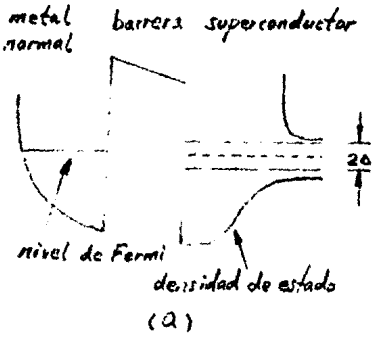
gión de resistencias diferencial negativa. Estos comportamientos son ahora bien comprendidos en base a la teoría BCS de la superconductividad para superconductores de acoplamiento débil (véase la sección 2.2.1).

Entre las propiedades de los superconductores explicadas por la teoría BCS se encuentra la formación de una brecha de energías prohibidas en el espectro de energía de los electrones a la altura del nivel de Fermi. Esto tiene su imagen directa en la conductancia diferencial de juntas túnel superconductoras. Los esquemas 2.1-3 muestran los diagramas de energías y la característica típica I-V para juntas metal-superconductor. Los esquemas 2.1-4 muestran lo mismo para una junta con dos superconductores.

#### 2.1.1 Formulación de Muchos Cuerpos en Tunelaje

Consideremos primero un problema simple de tunelaje.

Fig. 2.1-3 Esquema del tunelaje electrónico entre un metal normal y un superconductor a  $T=0$  K. Las dimensiones de la brecha  $2\Delta$  se han exagerado en comparación con la energía de Fermi.



(a) Se aplica un voltaje menor que  $\Delta/e$ . Los electrones del metal normal no pueden pasar al metal superconductor ya que sus energías los colocan al nivel de la brecha prohibida o al nivel de los estados ocupados.

(b) Se aplica un voltaje  $V$  mayor que  $\Delta/e$ . Los electrones en el intervalo de energías  $eV - \Delta$  por debajo del nivel de Fermi del metal normal pueden fluir hacia el superconductor que presenta estos vacíos a tales energías.

(c) Característica corriente-voltaje. Cuando el voltaje es justamente un poco mayor que  $\Delta/e$  la corriente aumenta más rápidamente que cuando el voltaje es mucho mayor. Esto resulta de que la probabilidad de transición de los electrones es proporcional a densidad de estados en el superconductor.

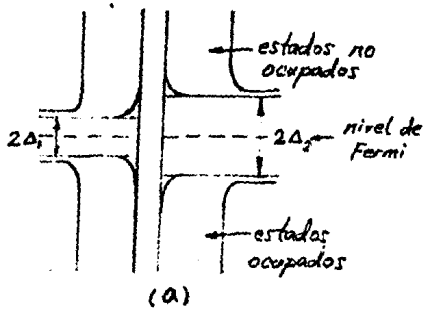
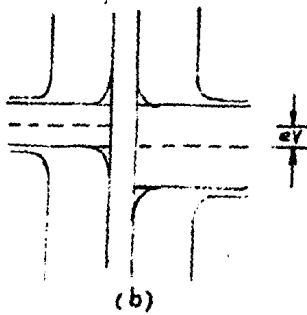
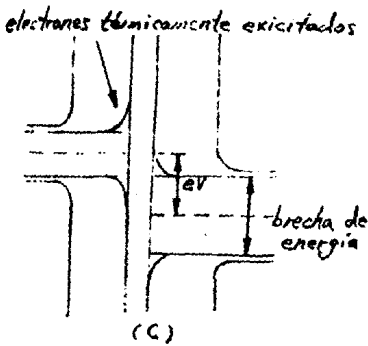


Fig. 2.1-4 Tuneleaje entre dos superconductores ( $\Delta_1 < \Delta_2$ ). Las figuras enfatizan la región alrededor de los niveles de Fermi.

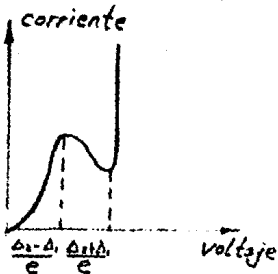
(a) Se muestra a los dos superconductores sin un voltaje de polarización. Se muestran electrones excitados sobre la brecha y agujeros debajo de --- ella.



(b) Cuando se aplica un voltaje de polarización los electrones térmicamente excitados del lado izquierdo tendrán mayor probabilidad de ocupar los estados excitados del lado derecho -- desde un punto de vista energético. -- En el caso mostrado todos los electrones excitados térmicamente en el -- superconductor izquierdo pueden cruzar la barrera por tunelaje.



(c) Conforme se incrementa el voltaje se observa lo siguiente: En un principio, podrán fluir solo los electrones excitados, que se encuentran en un número fijo; puesto que encontrarán en el otro lado una densidad de estados menos favorable, (más pequeña) la corriente disminuirá como función del voltaje hasta que los electrones debajo de la brecha en el superconductor de la izquierda pueden fluir sobre la brecha del superconductor de la derecha.



(d) Característica corriente-voltaje. Los voltajes a que ocurren los máximos y mínimos están relacionados con parámetros de ambos superconductores. Obsérvese la región de resistencia negativa en el intervalo de voltaje ---  $[(\Delta_1 - \Delta_2)/e, (\Delta_1 + \Delta_2)/e]$ .

(d)

Un electrón con energía cinética  $E$  incide sobre una barrera de potencial  $U_2 > E$ . La probabilidad de que el electrón aparezca en el otro lado de la barrera se puede calcular mediante la Ec. de Schrödinger

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U\right) \psi = E \psi \quad (2.1.1-1)$$

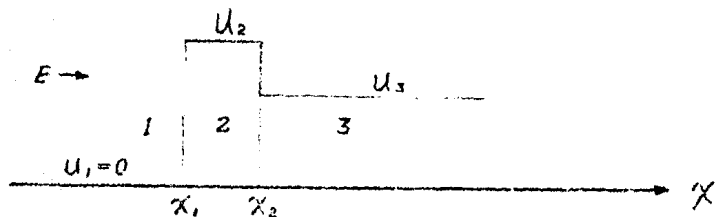


Fig. 2.1.1-1 Barrera de potencial unidimensional

Las soluciones para las regiones 1, 2 y 3 corresponden respectivamente a  $\psi_1, \psi_2, \psi_3$ , donde

$$\psi_1 = A \exp i k_1 x + B \exp (-i k_1 x), \quad K_1 = \frac{1}{\hbar} (2 m E)^{1/2}$$

$$\psi_2 = C \exp (-K x) + D \exp K x, \quad K = \frac{1}{\hbar} [2 m (U_2 - E)]^{1/2}$$

$$\psi_3 = F \exp i k_3 x, \quad K_3 = \frac{1}{\hbar} [2 m (E - U_3)]^{1/2}$$

y A, B, C, D, f, son constantes.

Una teoría más rigurosa (teoría de perturbaciones) - del proceso de tunelaje requiere del establecimiento de un conjunto de estados básicos, en este caso los estados son representativos de la dinámica electrónica en cada metal, requiere también de un Hamiltoniano de perturbación que describe el paso de los electrones a través de la barrera y de los elementos de matriz que conectan dos estados en presencia de la perturbación. Para llegar a esto consideramos la función de onda en la región de la barrera que se donde introduce la perturbación; hay funciones exponenciales que decaen en la dirección positiva y negativa respectivamente. Introduciendo una nueva notación y denominando - las dos funciones por

$$\psi_i = C_i \exp(-Kx) \quad , \quad (2.1.1-2)$$



$$\psi_d = C_d \exp(KX) \quad (2.1.1-3)$$

consideremos una aproximación bajo la suposición de que  $\psi_d$  es una solución no sólo para  $X_1 < X < X_2$  sino también para toda la región  $X > X_1$  ( para  $X < X_1$  se supone un ajuste a la solución correcta ); con ésto sólo cometemos un error pequeño pues  $\psi_i$  es muy pequeña en  $X > X_2$  y además decae exponencialmente. Similarmente,  $\psi_d$  es la solución para  $X < X_2$ .

Consideremos ahora la probabilidad de transición de un electrón en el estado  $\psi_i$  al estado  $\psi_d$ . Podemos escribir la función de onda completa dependiente del tiempo como

$$\psi = q(t)\psi_i \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) + r(t)\psi_d \exp(-i\frac{E_d}{\hbar}t), \quad (2.1.1-4)$$

donde  $E_i$  y  $E_d$  son las energías asociadas con los estados  $\psi_i$  y  $\psi_d$  y  $q(t)$  y  $r(t)$  representan la amplitud de probabilidad de encontrar a la partícula en los estados  $\psi_i$  y  $\psi_d$  respectivamente.

Sustituyendo (2.1.1-4) en

$$H\Psi = i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t},$$

se puede ver que (Apéndice 1)

$$i\hbar \frac{d}{dt} = \int \Psi_d^* (H - E_i) \Psi_i dx \exp(i \frac{E_d - E_i}{\hbar} t). \quad (2.1.1-5)$$

Si escribimos ahora el Hamiltoniano  $H$  en la forma  $H_0 + H_T$ , donde  $H_0$  representa la situación no perturbada, y

teniendo en cuenta que  $H_0 \Psi_i = E_i \Psi_i$ , obtenemos

$$\int \Psi_d^* (H - E_i) \Psi_i dx = \int \Psi_d^* H_T \Psi_i dx, \quad (2.1.1-6)$$

de tal manera que podemos definir el elemento de matriz efectiva para tunelaje por

$$T_{di} = \int \Psi_d^* (H - E_i) \Psi_i dx, \quad (2.1.1-7)$$

la proposición esencial es que  $\Psi_i$  y  $\Psi_d$  son buenas aproximaciones a la solución exacta del Hamiltoniano completo  $H$ , y son soluciones exactas del Hamiltoniano hipotético no perturbado,  $H_0$ .

Podemos reescribir la última expresión como (Apéndice 2)

$$T_{di} = \frac{\hbar K}{m} C_d^* C_i \quad , \quad (2.1.1-8)$$

donde  $C_d$  y  $C_i$  son los coeficientes introducidos en las Ecs. (2.1.1-2) y (2.1.1-3).

Es conveniente representar la acción perturbativa de  $H_T$  mediante el denominado Hamiltoniano efectivo de tunelaje<sup>(6)</sup>;

$$H_T = \sum_{d,i} (T_{di} C_d^\dagger C_i + T_{id} C_i^\dagger C_d) \quad , \quad (2.1.1-9)$$

donde ahora  $C_d$  y  $C_i$  son operadores de creación y aniquilación<sup>(1)</sup>, y la suma es sobre el total de estados a la izquierda y a la derecha. La transición queda descrita así - como la desaparición de un electrón a la izquierda y la aparición instantánea del mismo en el lado derecho.

Es razonable que el cálculo de la corriente de tune-

laja Josephson se puede tratar utilizando la teoría de perturbaciones. Este método se utiliza en la teoría microscópica del efecto Josephson, en la cual el Hamiltoniano del sistema se puede escribir en la forma

$$H = H_1 + H_2 + H_T \quad ,$$

donde  $H_1$  y  $H_2$  son Hamiltonianos para las regiones en los dos lados de la barrera<sup>(1)</sup>, y  $H_T$  es considerado como la perturbación. La teoría microscópica requiere herramienta muy sofisticada para tratar el problema y no desarrollaremos dicho tratamiento en el presente trabajo. Sin embargo, las ideas presentadas en esta sección son importantes para la fundamentación de la teoría que viene a continuación.

## 2.2 CALCULO DE LA CORRIENTE EN SISTEMAS DE SUPERCONDUCTORES

### 2.2.1 Algunos Aspectos sobre la Superconductividad

Según la teoría BCS el estado base de un superconductor difiere del estado base de un metal normal. Para un metal normal a 0 K, los electrones llenan la esfera de Fermi. Como en el modelo del electrón libre de un metal normal no hay interacción entre los electrones, la energía de un estado electrónico excitado es arbitrariamente pequeña.

En un superconductor, existe una interacción atractiva entre electrones mediada por las vibraciones de la red (fonones). Esta interacción da lugar a una brecha de energías entre el estado base del superconductor y el estado excitado más bajo. La interacción atractiva electrón-electrón nos lleva a la formación de pares de electrones (pa-

res de Cooper )<sup>(40)</sup> en los cuales los electrones ocupan estados con vector de onda y spin opuestos. Como cada electrón tiene spin  $1/2$  el par tiene spin entero y se comporta como un bosón. Si la temperatura es suficientemente baja, casi todos los pares estarán en su estado cuántico más bajo. Esto es la condensación de Bose-Einstein en el espacio momental, TODOS LOS PARES SE ENCUENTRAN EN EL MISMO ESTADO CUANTICO, es decir, tienen la misma función de onda. Al conjunto de los pares de Cooper también lo llamaremos pares condensados cuando todos los pares se encuentran en el mismo estado.

### 2.2.2 Densidad de Corriente Asociada con Pares de Cooper Condensadas

Para un número grande de partículas que están en un mismo estado, todas las partículas tienen la misma función

de onda,  $\psi(\vec{r})$ . Si cada partícula tiene una carga  $q$ , -  
 entonces, la densidad de carga eléctrica es

$$q\rho(\vec{r}) = q\psi^*(\vec{r})\psi(\vec{r}) \quad (2.2.2-1)$$

y la densidad de corriente está dada por

$$\vec{J} = q/2m [\psi \hat{p}^* \psi^* + \psi^* \hat{p} \psi] \quad (2.2.2-2)$$

En el caso considerado las cantidades  $q\rho(\vec{r})$  y  $\vec{J}$  ad-  
 quieren un carácter macroscópico puesto que todos los pa-  
 res están en el mismo estado.

La Ec.(2.2.2-1) nos sugiere que la función de onda -  
 se puede escribir como.

$$\psi(\vec{r}) = [\rho(\vec{r})]^{1/2} \exp[i\theta(\vec{r})] \quad (2.2.2-3)$$

donde  $\theta(\vec{r})$  sería la fase de la función de onda<sup>(41)</sup>.

Podemos obtener un significado para la fase  $\theta(\vec{r})$  -  
 calculando  $\vec{J}$  mediante (2.2.2-2) y (2.2.2-3). Tenemos

$$\psi \hat{p}^* \psi^* = \hbar \rho (\nabla \theta) + \frac{1}{2} i \hbar (\nabla \rho) \quad (2.2.2-4)$$

$$y \quad \psi^* \hat{p} \psi = \hbar \rho (\nabla \theta) - \frac{1}{2} i \hbar (\nabla \rho) \quad , \quad (2.2.2-5)$$

$$\therefore \quad \vec{j} = (\hbar \rho \vec{v} / m) (\nabla \theta) \quad , \quad (2.2.2-6)$$

donde  $\nabla \theta$  dá la variación espacial de la fase de la función de onda. Como es bien conocido

$$\vec{j} = \rho q \vec{v} \quad , \quad (2.2.2-7)$$

donde  $\vec{v}$  es la velocidad de la partícula fluyente. Combinando las Ecs. (2.2.2-6), (2.2.2-7) tenemos

$$m \vec{v} = \hbar \nabla \theta \quad , \quad (2.2.2-8)$$

La fase absoluta no es observable, pero si  $\nabla \theta$  es conocido,  $\theta$  será conocida cuando la fase se encuentre definida en un punto del sistema.

La forma más general de la Ec. (2.2.2-3) es

$$\psi(\vec{r}, t) = [\rho(\vec{r}, t)]^{1/2} \exp[i\theta(\vec{r}, t)] \quad . \quad (2.2.2-9)$$



### 2.3 EFECTO JOSEPHSON DC

Supongamos por simplicidad que ambos lados de una junta Josephson son del mismo material superconductor (Fig. 2.3-1). Sean  $\psi_1$  y  $\psi_2$  las funciones de onda asociadas con pares de Cooper en los lados (1) y (2) respectivamente. Sin considerar el acoplamiento que puede introducir la barrera la ecuación de Schrödinger para el sistema daría las siguientes ecuaciones

$$i\hbar (\partial \psi_1 / \partial t) = U_1 \psi_1, \quad (2.3-1)$$

$$i\hbar (\partial \psi_2 / \partial t) = U_2 \psi_2 \quad (2.3-2)$$

donde  $U_1$  y  $U_2$  son las energías a las que ocurre la condensación de pares en cada uno de los superconductores.



Fig. 2.3-1 Una junta Josephson. Ambos lados de la barrera están en el estado superconductor y se conectan a una fuente de corriente.

Consideremos ahora el acoplamiento que se establece debido a la posibilidad de tunelaje de pares de Cooper. El tunelaje del lado (2) al lado (1) aumenta la amplitud del lado (1); podemos suponer que la rapidez temporal del crecimiento de  $\psi_1$  debida a esta contribución es proporcional a  $\psi_2$ . i.e. <sup>(42)</sup>,

$$(i\hbar \frac{\partial \psi_1}{\partial t})_{\text{tunelaje}} = \hbar T \psi_2 \quad . \quad (2.3-3)$$

Aquí la constante  $T$  es una medida de la transferencia de pares del lado (2) al lado (1) por tunelaje y tiene unidades de frecuencia.  $T$  es cero si la barrera es muy gruesa, en este caso no existiría tunelaje entre ambos lados.

Sumamos la Ec.(2.3-3) a la Ec.(2.3-1) obtenemos

$$i\hbar (\partial \psi_1 / \partial t) = U_1 \psi_1 + \hbar T \psi_2 \quad , \quad (2.3-4)$$

donde despreciamos el decremento de  $\psi_1$  debido al tunelaje de pares del lado (1) al lado (2).

Similarmente

$$i\hbar (\partial \psi_2 / \partial t) = U_2 \psi_2 + \hbar T \psi_1 \quad . \quad (2.3-5)$$

Como suponemos que los superconductores son idéntico las -  
energías son también iguales y las podemos escojer como ce-  
ro, i.e.

$$U_1 = U_2 = 0 \quad .$$

Así las Ecs.(2.3-4) y (2.3-5) quedan como

$$i\hbar (\partial \psi_1 / \partial t) = \hbar T \psi_2 \quad , \quad (2.3-6)$$

$$i\hbar (\partial \psi_2 / \partial t) = \hbar T \psi_1 \quad . \quad (2.3-7)$$

Recordamos ahora la hipótesis involucrada en la Ec.

(2.2.2-3). Sustituyendo

$$\psi_1 = \rho_1^{1/2} \exp(i\theta_1) \quad (2.3-8)$$

y

$$\psi_2 = \rho_2^{1/2} \exp(i\theta_2) \quad (2.3-9)$$

en las Ecs.(2.3-6),(2.3-7), tenemos

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} (\rho_1^{1/2} e^{i\theta_1}) = \hbar T \rho_2^{1/2} e^{i\theta_2} \quad (2.3-10)$$

$$y \quad i\hbar \frac{\partial}{\partial t} (\rho_2^{1/2} e^{i\theta_2}) = \hbar T \rho_1^{1/2} e^{i\theta_1} \quad , \quad (2.3-11)$$

e igualando las partes real e imaginaria de estas ecuaciones obtenemos

$$\dot{\rho}_1 = 2T (\rho_1 \rho_2)^{1/2} \text{Sen} (\Delta\theta) \quad , \quad (2.3-12)$$

$$\dot{\rho}_2 = -2T (\rho_1 \rho_2)^{1/2} \text{Sen} (\Delta\theta) \quad , \quad (2.3-13)$$

$$\dot{\theta}_1 = -T (\rho_2/\rho_1)^{1/2} \text{Cos} (\Delta\theta) \quad , \quad (2.3-14)$$

$$\dot{\theta}_2 = T (\rho_1/\rho_2)^{1/2} \text{Cos} (\Delta\theta) \quad . \quad (2.3-15)$$

Supongamos que las densidades de pares de Cooper son las mismas en ambos lados, (esto se puede lograr si contamos con una fuente de pares de Cooper), entonces

$$\rho_1 = \rho_2 \quad (2.3-16)$$

y por las Ecs.(2.3-14), (2.3-15) resulta

$$\frac{\partial}{\partial t} (\theta_2 - \theta_1) = \frac{\partial}{\partial t} (\Delta\theta) = 0 \quad , \quad (2.3-17)$$

i.e. ,  $\Delta\theta$  es una constante. Además, de las Ecs.(2.3-12) y

(2.3-13) resulta que

$$\dot{P}_2 = -\dot{P}_1 \quad , \quad (2.3-18)$$

es decir, los pares de Cooper que abandonan el primer superconductor aparecen en el segundo, conservándose por tanto su número total. Como la magnitud  $J$  de las densidades de la corriente que fluye de un lado al otro es proporcional a  $\dot{P}$ , concluimos que

$$J = J_c \operatorname{sen}(\Delta\theta) \quad , \quad (2.3-19)$$

donde  $J_c$  es una constante de proporcionalidad<sup>(43)</sup> que según (2.3-12) o (2.3-13) depende de las características de la barrera y de la densidad de pares a cada lado de ésta.

La densidad de corriente,  $J$ , varía de cero a  $J_c$ , siendo la cantidad  $J_c$  el máximo valor posible.  $J_c$  se denomina "densidad de corriente crítica"<sup>(44)</sup>.

Es importante notar que el acoplamiento introducido entre los dos superconductores hace posible el estableci-

miento de una corriente sin necesidad de aplicar un voltaje. Por otro lado, el acoplamiento se manifiesta, según la Ec.(2.3-17) a través del establecimiento de una relación - bien definida entre las fases de las funciones de onda asociadas a cada superconductor.

Notamos que la densidad de corriente está relacionada a la diferencia de fase entre ambos lados de la junta - mediante

$$\Delta\theta = \text{Sen}^{-1} (J/J_c) \quad . \quad (2.3-20)$$

## 2.4 EFECTO JOSEPHSON AC

Supongamos que la densidad de corriente  $J$  que cruza una junta Josephson tiene un valor mayor que el valor crítico  $J_c$ . En este caso, es posible observar el efecto Josephson AC, en el cual para un voltaje DC a través de la

junta, se obtiene una corriente oscilatoria de alta frecuencia.

Si la diferencia de potencial que existe entre los dos lados de la junta es  $V$ , entonces una carga  $q$  cambia su energia potencial en  $qV$  al pasar a través de la barrera. Para un par de Cooper,  $q = -2e$ . Así, escogiendo adecuadamente el cero de energia, podemos decir que un par en un lado de la junta sufre una disminucion en energia de  $eV$ , en tanto que en el otro lado aumenta la energia de los pares en la misma cantidad.

Incluyendo los terminos de energia potencial en el Hamiltoniano tenemos que las Ecs. (2.3-1) y (2.3-2) podrian escribirse en este caso como

$$i\hbar (\partial \psi_1 / \partial t) = U_1 \psi_1 + eV \psi_1 \quad (2.4-1)$$

$$i\hbar (\partial \psi_2 / \partial t) = U_2 \psi_2 - eV \psi_2 \quad (2.4-2)$$

Escojiendo  $U_1 = U_2 = 0$  e incluyendo los términos de tunelaje

de  $\hbar T \psi_2$  y  $\hbar T \psi_1$ , tenemos

$$i\hbar (\partial \psi_1 / \partial t) = \hbar T \psi_2 + eV \psi_1, \quad (2.4-3)$$

$$i\hbar (\partial \psi_2 / \partial t) = \hbar T \psi_1 - eV \psi_2. \quad (2.4-4)$$

Sustituyendo

$$\psi_1 = \rho_1^{\hbar} \exp(i\theta_1),$$

y

$$\psi_2 = \rho_2^{\hbar} \exp(i\theta_2),$$

obtenemos

$$i\hbar \left( \frac{1}{2} \dot{\rho}_1^{\hbar} \rho_1^{\hbar} e^{i\theta_1} + i \rho_1^{\hbar} e^{i\theta_1} \dot{\theta}_1 \right) = \hbar T \rho_2^{\hbar} e^{i\theta_2} + eV \rho_1^{\hbar} e^{i\theta_1}, \quad (2.4-5)$$

y multiplicando por  $\rho_1^{\hbar} \exp(-i\theta_1)$ , resulta

$$i\hbar \left( \frac{1}{2} \dot{\rho}_1^{\hbar} + i \rho_1^{\hbar} \dot{\theta}_1 \right) - eV \rho_1^{\hbar} = \hbar T (\rho_1 \rho_2)^{\hbar} [\cos(\Delta\theta) + i \text{sen}(\Delta\theta)], \quad (2.4-6)$$

con  $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1$ .

Iguando las partes real e imaginaria, tenemos

$$\dot{\rho}_1^{\hbar} = 2T (\rho_1 \rho_2)^{\hbar} \text{sen}(\Delta\theta), \quad (2.4-7)$$

$$\dot{\theta}_1^{\hbar} = (-e/\hbar)V - T (\rho_2 / \rho_1)^{\hbar} \cos(\Delta\theta). \quad (2.4-8)$$



Estas ecuaciones son esencialmente las mismas que las Ecs.

(2.3-12) y (2.3-14) excepto por el término adicional  $-(e/h)V$

que aparece en la Ec.(2.4-8). En forma similar se puede ob

tener para  $\dot{p}_2$  y  $\dot{\theta}_2$ :

$$\dot{p}_2 = -2T(p_1 p_2)^{1/2} \sin(\Delta\theta) \quad (2.4-9)$$

$$y \quad \dot{\theta}_2 = (e/k)V - T(p_1 / p_2)^{1/2} \cos(\Delta\theta) \quad (2.4-10)$$

Suponiendo que  $p_1$  y  $p_2$  son iguales, se obtiene

$$\dot{\theta}_1 = (-e/k)V - T \cos(\Delta\theta) \quad (2.4-11)$$

$$\dot{\theta}_2 = (e/k)V - T \cos(\Delta\theta) \quad (2.4-12)$$

y de aquí

$$\frac{d}{dt}(\Delta\theta) = \dot{\theta}_2 - \dot{\theta}_1 = 2eV/k \quad (2.4-13)$$

Integrando resulta

$$\Delta\theta = (\Delta\theta)_0 + (2eV/k)t \quad (2.4-14)$$

donde  $(\Delta\theta)_0$  es la diferencia de fase al tiempo  $t = 0$ .

Sustituyendo este resultado en la Ec.(2.3-19) obtenemos fi

nalmente

$$J = J_c \operatorname{sen}[(\phi_0) + \omega t] \quad , \quad (2.4-15)$$

donde hemos definido

$$\omega = 2 eV / \hbar \quad .$$

Así, hemos encontrado que el acoplamiento entre los superconductores dá lugar a una corriente oscilatorio de frecuencia proporcional al voltaje aplicado.

En el tratamiento anterior se ha considerado exclusivamente la corriente debida a pares. En el caso real hay una corriente debida a electrones, es decir, electrones que no se encuentran apareados. En ese caso, debemos sumar a la corriente dada por la Ec.(2.4-15) la contribución debida a tunelaje de electrones normales<sup>(45)</sup>.

## 2.5 CARACTERISTICAS I-V DE JUNTAS JOSEPHSON

La Fig. 2.5-1 muestra la característica típica Voltaje-Corriente para juntas Josephson<sup>(46,47)</sup>. La sección (1) de la curva es debida al efecto Josephson DC. Cuando la corriente crece desde cero hasta  $J_c$  no aparece voltaje a través de la junta.

La sección (2) es la contribución a la corriente debida al tunelaje electrónico normal<sup>(48)</sup>. Este empieza a crecer bruscamente a un voltaje aproximadamente igual a  $(\Delta_1 + \Delta_2)/e$ , donde  $\Delta_1$ ,  $\Delta_2$  son las brechas de los superconductores (1) y (2) respectivamente. Cuando la corriente es mayor que la corriente crítica  $J_c$ , existe un salto discontinuo del voltaje desde cero hasta un valor  $V_c$  de la curva (2)<sup>(49)</sup> (línea punteada). En este momento existe un -

voltaje a través de la junta y la corriente debida a pares que pase por ella sería oscilantes, como lo indica la Ec. - (2.4-15). Este es el Efecto Josephson AC. Si la corriente - disminuye ahora a cero, podemos observar que la trayectoria seguida está sobre la sección (2) de la curva.

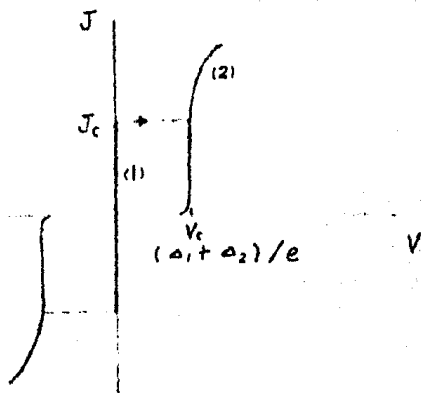


Fig. 2.5-1 Característica corriente-voltaje para una junta Josephson.

La curva (1) representa la corriente debida al tunelaje de pares de Cooper.

La curva (2) es la corriente debida al tunelaje electrónico normal.

## 2.6 EFECTO DE UN CAMPO MAGNETICO SOBRE LA CORRIENTE JOSE

### PHSON DIRECTA

#### 2.6.1 Cuantización del Flujo Magnético

Es conocido<sup>(50)</sup> que el momento canónico  $\vec{P}$  asociado a una partícula de masa  $m$  y carga  $q$  que se mueve con velocidad  $\vec{v}$  en un campo magnético  $\vec{B}$  está dado por

$$\vec{P} = m\vec{v} + (q/c)\vec{A} \quad (2.6.1-1)$$

dónde  $A$  es el potencial vectorial asociado a  $\vec{B}$  y  $c$  es la velocidad de la luz.

Una generalización de la Ec.(2.2.2-8) nos dá que el momento total en presencia de un campo magnético está relacionado con el gradiente de la fase de la función de onda mediante

$$\vec{P} = m\vec{v} + (q/c)\vec{A} = \hbar \nabla \theta \quad (2.6.1-2)$$

De (2.2.2-7) tenemos que la densidad de corriente se pue-

de escribir en este caso como

$$\vec{J} = (\rho q / m) [ \hbar \nabla \theta - (q/c) \vec{A} ] \quad (2.6.1-3)$$

Por el efecto Meissner<sup>(48)</sup>, sabemos que  $\vec{B} = 0$  dentro de un superconductor. Así, de la ecuación  $\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J}$  (51),

$\vec{J} = 0$ . Por lo tanto

$$\hbar \nabla \theta = (q/c) \vec{A} \quad (2.6.1-4)$$

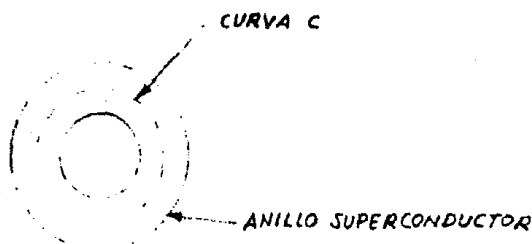


Fig. 2.6.1-1 Un anillo superconductor

La curva C es la línea de integración.

Consideremos la integral de línea de  $\nabla \theta$  sobre una curva cerrada C a lo largo de un anillo superconductor, como se indica en la Fig. 2.6.1-1;

$$\oint_C \nabla \theta \cdot d\vec{l} = \Delta \theta \quad (2.6.1-5)$$

La condición de que la función de onda sea uni-valuada está dada por

$$\Delta \theta = 2 \pi n \quad (2.6.1-6)$$

Por otro lado, usando el teorema de Stokes, tenemos que

$$\oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_S (\nabla \times \vec{A}) \cdot \vec{n} ds = \int_S \vec{B} \cdot \vec{n} ds = \phi, \quad (2.6.1-7)$$

donde se ha utilizado que  $\nabla \times \vec{A} = \vec{B}$  ( $\phi$  es el flujo magnético a través de la superficie encerrada por la curva  $C$ ).

Combinando las Ecs.(2.6.1-4), (2.6.1-5), (2.6.1-6) obtenemos

$$\oint_C \vec{A} \cdot d\vec{l} = (\hbar c / q) \oint_C \nabla \theta \cdot d\vec{l} = (\hbar c / q) \Delta \theta = (\hbar c / q) 2 \pi n \quad (2.6.1-8)$$

y comparando las Ecs.(2.6.1-7) y (2.6.1-8) tenemos

$$\phi = n ( \hbar c / q ) ,$$

donde considerando pares de Cooper,  $q = 2e$ .

Definiendo  $\phi_0 \equiv \hbar c / 2e$  tenemos  $\phi = n \phi_0$  ,

esto es, el flujo magnético  $\phi$  que pasa a través de una trayectoria cerrada en un anillo superconductor está cuantizado en múltiplos de una cantidad  $\phi_0$ . (52).

### 2.6.2 Efecto del Campo Magnético

Supongamos que tenemos una barrera muy delgada. Dos regiones superconductoras se extienden desde  $Z = -\infty$  hasta 0 y de 0 hasta  $+\infty$  respectivamente (53).

La barrera esté en el plano  $Z = 0$  y denotamos los dos lados como  $Z = +0$  y  $Z = -0$ .

Definimos

$$\Phi(x, y, t) = \theta(x, y, +0, t) - \theta(x, y, -0, t) \quad (2.6.2-1)$$

como el cambio local de la fase de la función de onda a través de la barrera al tiempo  $t$ .

Consideremos una expresión que relacione a  $\Phi$  en dos puntos de la barrera  $P_1$  y  $P_2$ , definidos por  $(X_1, Y_1)$ .



0) y  $(x_2, y_2, 0)$  respectivamente. Tenemos,

$$\begin{aligned} \Phi(P_1) - \Phi(P_2) &= \theta(x_1, y_1, +0) - \theta(x_1, y_1, -0) \\ &\quad - \theta(x_2, y_2, +0) + \theta(x_2, y_2, -0). \end{aligned} \quad (2.6.2-2)$$

Integrando  $\nabla\theta$  a lo largo de las curvas  $\Gamma_-$  y  $\Gamma_+$  dadas en la Fig. 2.6.2-1.

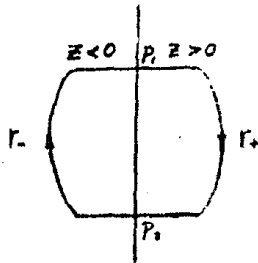


Fig. 2.6.2-1 La integración de contorno que usa para la dependencia espacial de  $\Phi$ .

Tenemos

$$\int_{\Gamma_-} \nabla\theta ds = \theta(x_2, y_2, -0) - \theta(x_1, y_1, -0) \quad , \quad (2.6.2-3)$$

$$\int_{\Gamma_+} \nabla\theta ds = \theta(x_1, y_1, +0) - \theta(x_2, y_2, +0) \quad . \quad (2.6.2-4)$$

Sustituyendo las Ecs. (2.6.2-3), (2.6.2-4) en la Ec. (2.6.2-2)

y tomando en cuenta la Ec.(2.6.1-3), se obtiene

$$\Phi(P_1) - \Phi(P_2) = \frac{q}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \left( \frac{\vec{A}}{c} + \frac{m}{q^2} \vec{J} \right) ds \quad (2.6.2-5)$$

La integral del primer término es igual a  $2\pi\phi_r/\phi_0$ .

donde  $\phi_0 = \hbar c/q$  y  $\phi_r$  es el flujo dentro de la curva. El segundo término se puede hacer muy pequeño escogiendo un contorno adecuado para la integral. Así,

$$\Phi(P_1) - \Phi(P_2) = 2\pi \frac{\phi_r}{\phi_0} \quad (2.6.2-6)$$

Si  $P_1$  y  $P_2$  están suficientemente cerca, podemos escribir

$$\Delta\Phi = \frac{\partial\Phi}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial\Phi}{\partial y} \Delta y \quad (2.6.2-7)$$

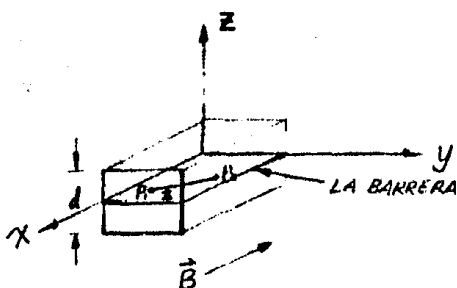


Fig. 2.6.2-2 Los puntos  $P_1$  y  $P_2$  de la barrera están en el plano  $XY$ , se usan para evaluar el flujo magnético paralelo a la superficie de la barrera.

El flujo magnético encerrado en una región como la -  
que se muestra en la Fig. 2.6.2-2 es

$$\phi_r = \vec{B} \cdot (\hat{i}_z \times \vec{\Delta}) d = \hat{i}_z \cdot (\vec{\Delta} \times \vec{B}) d \quad , \quad (2.6.2-8)$$

donde  $\vec{\Delta} = \Delta_x \hat{i}_x + \Delta_y \hat{i}_y$  y  $d$  es la longitud de penetra-  
ción del campo, definida como

$$d = \frac{1}{B(0)} \int_{-\infty}^{\infty} B(z) dz .$$

La Ec.(2.6.2-8) se puede escribir como

$$\phi_r = (B_y \Delta_x - B_x \Delta_y) d \quad (2.5.2-9)$$

de donde, comparando con las Ecs.(2.6.2-6) y (2.6.2-7) te-  
nemos que

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{q d}{\hbar c} B_y \quad , \quad (2.6.2-10)$$

$$y \quad \frac{\partial \Phi}{\partial y} = -\frac{q d}{\hbar c} B_x \quad . \quad (2.6.2-11)$$

Supongamos ahora que existe un campo magnético constante,

$$\vec{B} = B_x \hat{i}_x + B_y \hat{i}_y \quad ,$$

en el plano de la junta. Entonces, la integración de las -

Ecs. (2.6.2-10), (2.6.2-11) dan

$$\Phi = \frac{qd}{\hbar c} (B_y x - B_x y) + \alpha \quad , \quad (2.2.2-12)$$

donde  $\alpha$  es una constante de integración.

De lo anterior podemos ahora calcular la corriente -

Josephson total como

$$\begin{aligned} I &= \int J_c \operatorname{sen} \Phi ds = I_m \int J_c \exp \left\{ i \left[ \frac{qd}{\hbar c} (B_y x - B_x y) + \alpha \right] \right\} ds \\ &= I_m \left[ \exp(i\alpha) \int J_c \exp \left\{ i \frac{qd}{\hbar c} (B_y x - B_x y) \right\} ds \right] \quad , \end{aligned}$$

donde la integral se hace sobre el área de la junta. Esta -

expresión dá en general un comportamiento oscilante para

la corriente en función del campo. La dependencia explícita

depende de diversos factores pero se puede obtener una

expresión para la corriente máxima

$$I_{max} = \left| \int J_c \exp \left\{ i \frac{qd}{\hbar c} (B_y x - B_x y) \right\} ds \right| \quad .$$

Para simplificar los cálculos se escogerá un campo -

magnético paralelo al eje y (paralelo a la barrera). Ade-

más, se supondrá que las dimensiones de la barrera, supues-  
ta rectangular a lo largo de los ejes  $x$  y  $y$  y son respec-  
tivamente  $b$  y  $a$  como se ilustra en el siguiente diagra-  
ma.

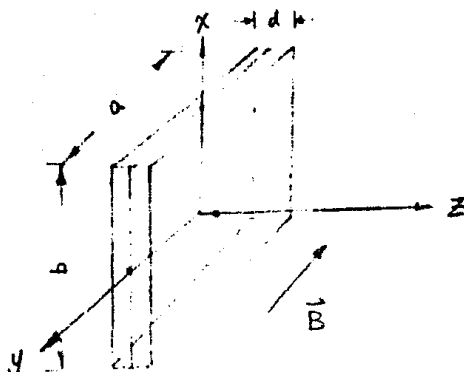


Fig. 2.6.2-3 La barrera aislante colocada en el plano  $x$  y .

Ya que  $\vec{B} = B_y \hat{y}$  la expresión para  $\Phi$  toma la forma

$$\Phi = \frac{2ed}{\hbar c} B_y x + \Phi_\alpha ,$$

donde  $\Phi_\alpha$  es una constante de integración.

Entonces, la densidad de corriente toma la forma

$$J = J_c \text{sen} \left[ \Phi_\alpha + \frac{2ed}{\hbar c} B_y x \right] = J_c \text{sen} \left[ \Phi_\alpha + \left( \frac{2\pi}{\Phi_0} B_y d \right) x \right] ,$$

por lo que la corriente total será

$$I = \int J_c \operatorname{sen} \Phi ds = \int_{-a/2}^{a/2} J_c \operatorname{sen} \left[ \Phi_0 + \left( \frac{2\pi B_y d}{\phi} \right) x \right] b dx ,$$

donde

$$ds = b dx .$$

La expresión para  $I$  se reduce a

$$I = J_c ab \operatorname{sen} \Phi_\alpha \left[ \operatorname{sen} \frac{(\pi \phi_r / \phi_0)}{\pi \phi_r / \phi_0} \right] .$$

donde  $ab$  es el área transversal de la barrera con respecto al eje  $Z$  y  $\phi_r = dB_y b$  es el flujo magnético en la barrera hasta la profundidad de penetración.

Así, la supercorriente crítica presenta un valor má-

ximo siempre que  $\Phi_\alpha = \pi/2$  ;

$$I_{max} = I_c \left| \frac{\operatorname{sen}(\pi \phi_r / \phi_0)}{\pi \phi_r / \phi_0} \right| , \quad (2.6.2-13)$$

donde

$$I_c = ab J_c .$$

El comportamiento predicho por la Ec.(2.6.2-13) se

muestra en la fig. 2.6.2-4.

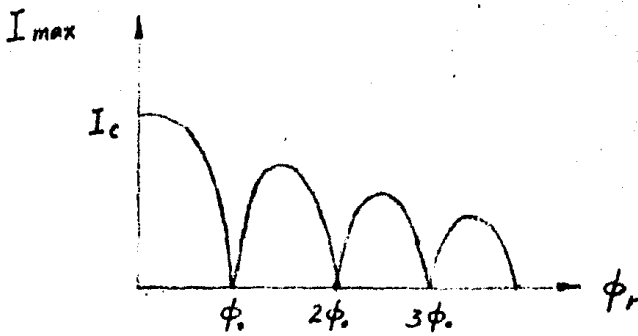


Fig. 2.6.2-4 Esquema de la corriente crítica de la junta Josephson en función del flujo magnético paralelo a la junta.

## 2.7 APLICACIONES

Las aplicaciones de las juntas Josephson a la tecnología son muy prometedoras. Un dispositivo Josephson es tan sensible al campo magnético que puede ser utilizado para la determinación de campos del orden de  $10^{-7}$  gauss, como veremos más adelante.

Pueden elaborarse también voltímetros con un poder -

de resolución mucho mayor que los existentes actualmente - en el mercado.

En el procesamiento de datos, se pretende fabricar - computadoras basadas en juntas Josephson y SQUID's (véase sección 2.7.2) que ofrecen características muy bondadosas por estar hechas con elementos superconductores no presentan como sistemas actuales un calentamiento de sus componentes, pueden ocupar un espacio mucho más reducido y el tiempo de propagación puede ser del orden de 0.1 nseg, ésto es 100 veces más pequeño que los actuales. Los futuros sistemas de procesamiento de datos podrían ser superconductores.

### 2.7.1 Interferencia Cuántica en Superconductores

Consideramos la relación entre  $\phi$  y la supercorriente  $I$  en una junta Josephson. De la Ec.(2.6.1-2) tenemos



$$\vec{P} = m\vec{v} + (q/c)\vec{A} = \hbar \nabla\theta \quad , \quad (2.7.1-1)$$

Si consideramos esta ecuación para el caso representado en

la Fig. 2.7.1-1 obtenemos

$$\hbar \Delta\theta = \hbar(\theta_b - \theta_a) = \hbar \int_a^b \nabla\theta \cdot d\vec{l} = \int_a^b \vec{P} \cdot d\vec{l} \quad , \quad (2.7.1-2)$$

$$\text{i.e. } \hbar \Delta\theta = \int_a^b m\vec{v} \cdot d\vec{l} + (q/c) \int_a^b \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad . \quad (2.7.1-3)$$

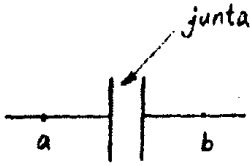


Fig. 2.7.1-1 Esquema de una junta Josephson con puntos externos a y b .

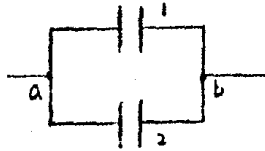


Fig. 2.7.1-2 Arreglo con dos juntas de Josephson, (1) y (2), en paralelo.

Utilicemos ahora la Ec.(2.7.1-3) para considerar un

anillo superconductor L que contiene dos juntas Josephson,

(1) y (2), como se muestra en la Fig. 2.7.1-2. Las diferen

cias de fase de estas dos juntas son

$$\hbar \Delta \theta_1 = \int_a^b m \vec{v} \cdot d\vec{l} + (q/c) \int_a^b \vec{A}_1 \cdot d\vec{l} \quad (2.7.1-4)$$

$$y \quad \hbar \Delta \theta_2 = \int_a^b m \vec{v} \cdot d\vec{l} + (q/c) \int_a^b \vec{A}_2 \cdot d\vec{l} \quad , \quad (2.7.1-5)$$

restando estas dos ecuaciones obtenemos

$$\hbar (\Delta \theta_2 - \Delta \theta_1) = \oint_2 m \vec{v} \cdot d\vec{l} + (q/c) \oint_2 \vec{A} \cdot d\vec{l} \quad (2.7.1-6)$$

El primer término es relativamente pequeño<sup>(54)</sup> y lo

podemos despreciar. De la Ec.(2.6.1-6) tenemos

$$(q/c) \oint_2 \vec{A} \cdot d\vec{l} = (q/c) \phi \quad , \quad (2.7.1-7)$$

de tal manera que podemos reescribir la Ec.(2.7.1-6) como

$$\Delta \theta_2 - \Delta \theta_1 = (ze/\hbar c) \phi \quad , \quad (2.7.1-8)$$

donde se ha tomado  $q = ze$  .

Si  $\phi = 0$  ,  $\Delta \theta_2 = \Delta \theta_1 \equiv \theta_0$  , donde  $\theta_0$  es una constante. La -

Ec.(2.7.1-8) se satisface si<sup>(55)</sup>

$$\Delta \theta_2 = \theta_0 + (e/\hbar c) \phi \quad , \quad (2.7.1-9)$$

$$y \quad \Delta \theta_1 = \theta_0 - (e/\hbar c) \phi \quad . \quad (2.7.1-10)$$

Empleando la Ec.(2.3-19) podemos obtener las super-

corrientes  $I_1$  y  $I_2$  a través de las juntas (1) y (2)

$$I_1 = I_{01} \text{ sen} [\theta_0 + (e/\hbar c) \phi] , \quad (2.7.1-11)$$

$$I_2 = I_{02} \text{ sen} (\theta_0 - (e/\hbar c) \phi) , \quad (2.7.1-12)$$

donde  $I_{01}$ ,  $I_{02}$  son las corrientes críticas de ambas juntas.

Por lo anterior tenemos que la corriente total, -

$I_T = I_1 + I_2$ , que pasa por el arreglo está dada por

$$I_T = I_{01} \text{ sen} [\theta_0 + (e/\hbar c) \phi] + I_{02} \text{ sen} [\theta_0 - (e/\hbar c) \phi] \quad (2.7.1-13)$$

Supongamos  $I_{01} = I_{02} = I_0$ , entonces se obtiene

$$I = I_0 \{ \text{sen} [\theta_0 + (e/\hbar c) \phi] + \text{sen} [\theta_0 - (e/\hbar c) \phi] \} \quad (2.7.1-14)$$

$$= 2 I_0 \text{ sen } \theta_0 \cos (e \phi / \hbar c) .$$

Esta última ecuación representa la corriente total

debida a la interferencia cuántica de  $I_1$  y  $I_2$ .  $I_T$  es

máxima cuando

$$e \phi / \hbar c = n \pi , \quad \text{o} \quad \phi = n \phi_0 , \quad (2.7.1-15)$$

donde  $n$  es un entero, y  $\phi_0 = hc/2e$  es la misma que hemos definido en la Sec. 2.6.1 .

## 2.7.2 SQUID

En la sección anterior hemos introducido dos juntas Josephson idénticas en paralelo. Este arreglo es llamado - Dispositivo de Interferencia Cuántica Superconductora (SQUID por sus iniciales en inglés; Superconductive Quantum Interference Device). La supercorriente total que cruza a tal - dispositivo está dada por la Ec.(2.7.1-14). Como el máximo valor de  $\text{Sen } \theta$ , es la unidad, la supercorriente total tiene magnitud máxima

$$|I_{max}| = 2I_0 |\cos(\pi\phi/\phi_0)| \quad (2.7.2-1)$$

Podemos identificar  $|I_{max}|$  con la corriente crítica

$I_c$  . tenemos así

$$I_c = 2I_0 |\cos(\pi\phi/\phi_0)| \quad (2.7.2-2)$$

La Fig. 2.7.2-1 muestra esta última ecuación. Donde es el flujo magnético total a través del SQUID.

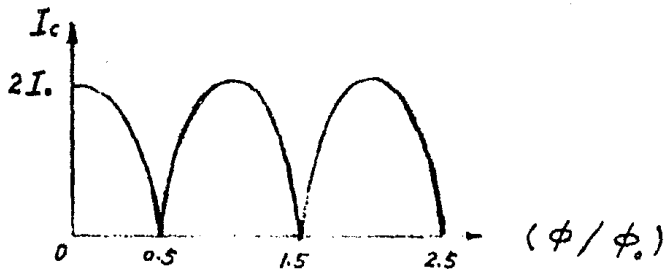


Fig. 2.7.2-1 Esquema de la corriente crítica  $I_c$  en función de flujo total  $\phi$ .

El SQUID se puede utilizar como un magnetómetro midiendo la corriente crítica. Como la corriente crítica tiene máximos en múltiplos de  $\phi_0$  ( $\phi_0 = 2.07 \times 10^{-7} \text{G/cm}$ ), el dispositivo puede medir campos magnéticos menores que  $10^{-7} \text{G}$  (34).

Los SQUID's pueden utilizarse también para construir voltímetros. La idea se muestra en la Fig. 2.7.2-2. En es

te dispositivo el voltaje  $V$  que queremos medir genera una corriente  $I = V/R$  en un anillo superconductor de inductancia  $L$ , produciendo un flujo magnético  $\phi = LI$ . Este flujo se mide por un magnetómetro que usa un SQUID de tal forma que la sensibilidad de este voltímetro es del orden de  $10^{-12}$  Volt. (56,57).

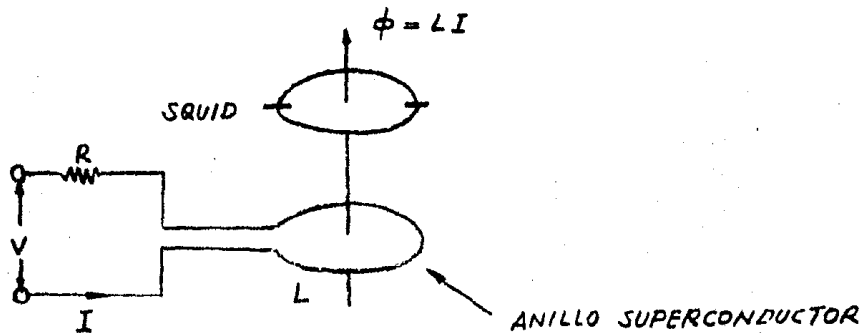


Fig. 2.7.2-2 Voltímetro superconductor.

C A P I T U L O   I I I

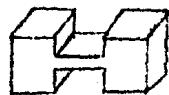
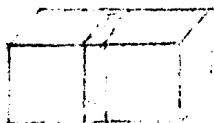
## TECNICAS EXPERIMENTALES

### 3.1 INTRODUCCION

De acuerdo con las ideas expuestas en el capítulo anterior queremos subrayar que la posibilidad de observación experimental del efecto Josephson exige algún medio capaz de realizar un acoplamiento del tipo considerado por la Ec.(2.3-3) entre dos superconductores. Este criterio no restringe las posibilidad de observación del efecto al caso de juntas túnel. En general, hemos de notar que lo importante es precisamente lograr un mecanismo que permita que las fases de las funciones de onda de cada superconductor se puedan relacionar. A los mecanismos que permiten este tipo de acoplamiento se les conoce en general como uniones débiles.



Normalmente se acepta que una unión débil es una región o zona que obstruye únicamente en forma parcial el paso de corriente entre dos superconductores. De esta forma, en la práctica experimental se ha diseñado las barreras - aislantes; otros dos tipos de uniones débiles que permitan en general observar los fenómenos Josephson son: los contactos puntuales entre dos superconductores y una película delgada en forma de micropuente (Fig. 3.1-1).



a) Junta túnel

b) Contacto puntual

c) Micropuente

Fig. 3.1-1 Tres tipos de dispositivos para la observación del efecto Josephson.

Nuestro objetivo en el presente trabajo es reportar -

las observaciones realizadas durante la fabricación de juntas Josephson de un tipo particular (  $\text{Al}-\text{Al}_x\text{O}_y-\text{Pb}$  ) así como sus características corriente-voltaje.

### 3.2 FABRICACION DE JUNTAS JOSEPHSON

El procedimiento seguido para la fabricación de juntas Josephson se muestra en la Fig. 3.2-1, y se describe a continuación:

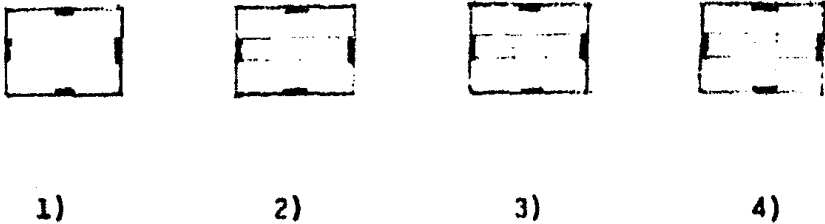


Fig. 3.2-1 Esquema del procedimiento para la fabricación de juntas Josephson .

- 1) Se sueldan cuatro contactos de indio en un sustrato - de vidrio de  $1.4\text{cm} \times 2.4\text{cm}$ . El sustrato de vidrio se ha

limpiado previamente con agua de la llave y alconox,  
y luego con acetona ( J.T.Baker, grado reactivo ). -  
Después se ha pulido a la flama en un mechero de gas  
(Apéndice 3).

- 2) Se cubre el sustrato con una mascarilla para dar forma de banda al metal base (aluminio) que se deposita sobre éste tocando dos de los contactos de indio.

En nuestro caso el espesor de la película de aluminio fué del orden de  $1000 \text{ \AA}$  y su pureza de 99.95%. Las presiones a las que se realizaron las evaporaciones se mantuvieron entre 6 y  $12^{-6}$  Torr.

- 3) Se introduce helio hasta una presión de  $24 \times 10^{-3}$  Torr y después se introduce oxígeno hasta completar una presión total de  $40 \times 10^{-3}$  Torr. En estas condiciones se realiza una descarga eléctrica de 700 V entre un

electrodo positivo en el interior de la campana y la y la campana misma. Parte de la corriente de iones - circula a través de la película produciéndose así la oxidación de la superficie expuesta.

La pureza del oxígeno utilizado fué de 99.9%.

El tiempo de oxidación para obtener juntas con características Josephson se mantuvo entre 15 seg. y 20seg.

La temperatura ambiente varió entre 15°C y 25°C .

- 4) A continuación se coloca otra mascarilla que forma una banda de material evaporado pero ahora colocada perpendicularmente a la anterior. El metal evaporado (plomo) en esta ocasión se conecta con los otros dos contactos de indio.

El plomo utilizado como sobre capa fué de una pureza de 99.9999%. El espesor de la película fué 2000 Å .

### 3.2.1 Descripción del Sistema de Fabricación

La evaporación de aluminio se realizó calentando un filamento de tungsteno ( en el que previamente se colocaba el aluminio en forma de tiras ), hasta la temperatura de evaporación del aluminio. Similarmente, la evaporación del plomo se realizaba desde una chalupa de Tantalio. La forma que se le quiere dar a la película se logra interponiendo una mascarilla entre la fuente de evaporación y el substrato (Fig. 3.2.1-1). El espesor de la película se monitorea continuamente durante el depósito usando un medidor de espesores del tipo oscilador de cuarzo<sup>(58)</sup> ( SLOAN, DTM-4). - El vacío se logra con un sistema de dos bombas: una bomba mecánica que hace un vacío primario (  $\sim 10^{-2}$  Torr ) y una bomba de difusión de aceite que produce el alto vacío (  $\sim 10^{-6}$  Torr ) (Fig. 3.2.1-2). Entre la bomba de difusión

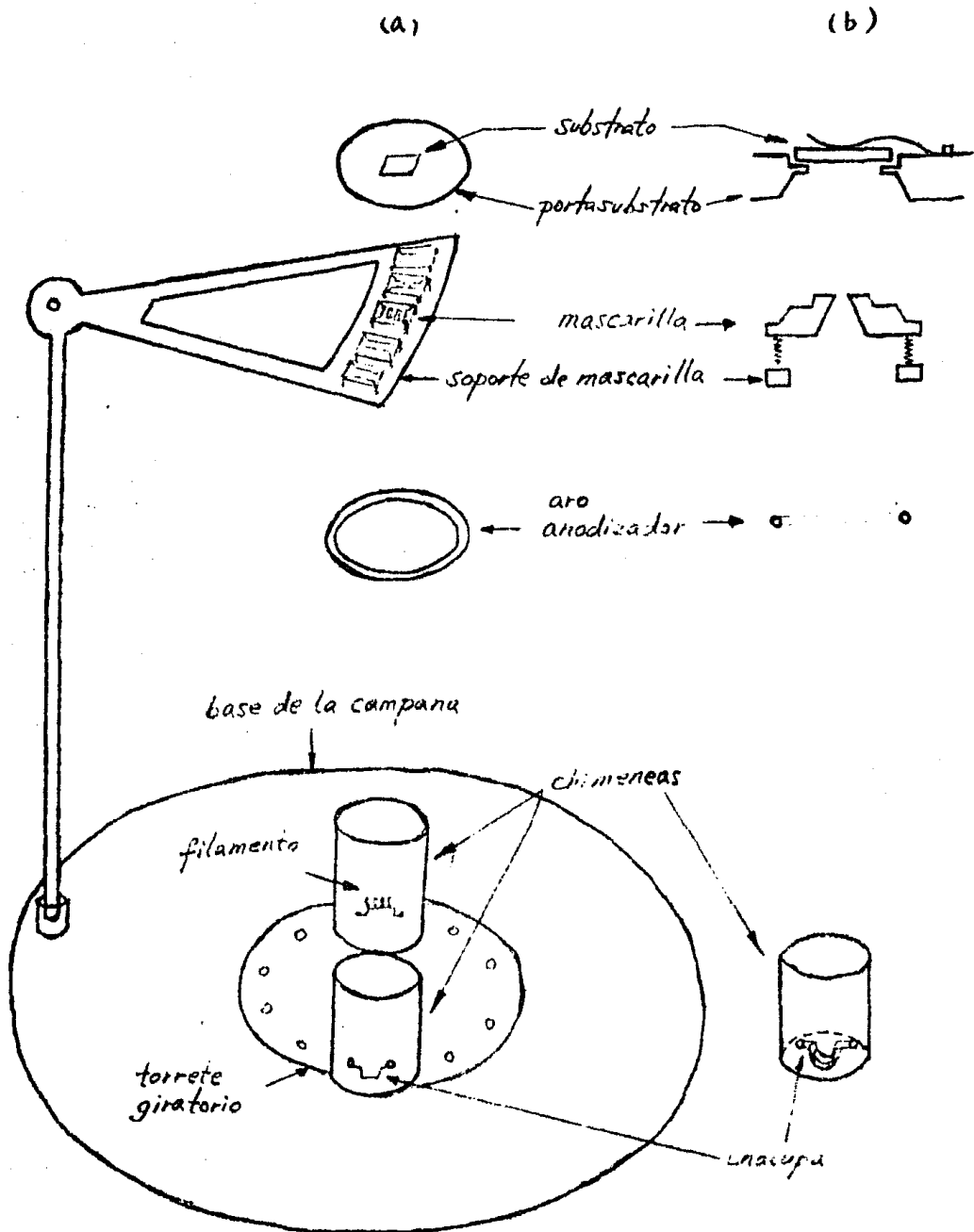


Fig. 3.2.141 (a) Sistema empleado para la fabricación de juntas Josephson.

(b) Corte de la figura anterior sobre la trayectoria seguida por el material evaporado. Los esquemas no están hechos a escala.

y la campana de vacío existe una trampa fría de nitrógeno líquido. Esta trampa fría sirve para condensar los vapores del aceite con que funciona la bomba de difusión y evita que se contamine el sistema de evaporación, asimismo sirve para condensar impurezas que flotan en la campana con puntos de ebullición mayores que el del nitrógeno.

La campana se mantuvo cerrada y en vacío siempre no era utilizada, de manera que prácticamente no le entraba polvo y había pocas posibilidades de adsorción de gases " extraños " en sus paredes y dispositivos interiores.

Para lograr un control adecuado del proceso de oxidación, es necesario un sistema de mascarilla que permita su cambio sin tener que abrir la campana. Dicho sistema se esquematiza en la Fig. 3.2.1-1 . Consiste esencialmente de un portasustrato y las mascarillas sostenidas por un so-

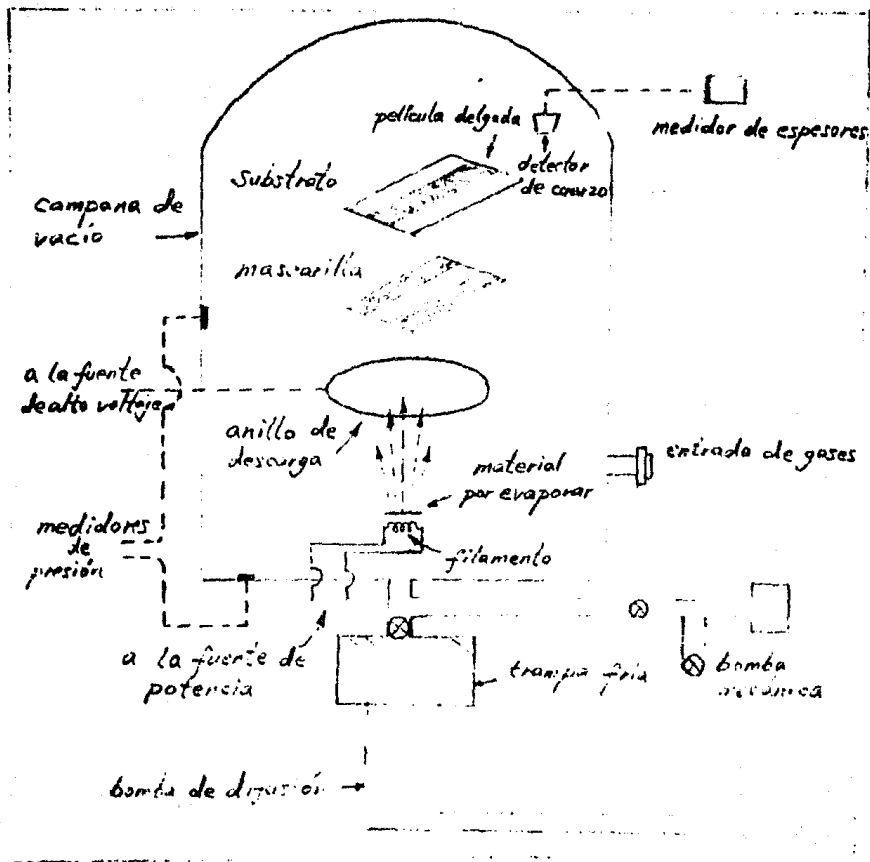


Fig. 3.2.1-2 Dibujo esquemático del sistema de vaporación de películas delgadas.



porte de control externo.

Los vidrios en que se han de evaporar los materiales que formarán la junta se colocan en el portasubstrato sostenidos por cuatro pequeños "cajas" y fijados mediante un resorte.

Las mascarillas se encuentran fijas sobre el soporte móvil mediante pequeños resortes que les permiten cierta flexibilidad al momento de acoplarse al portasubstrato. Al quedar montada la mascarilla en el portasubstrato un borde de ésta que define la película queda en contacto con el vidrio.

El cambio de mascarilla se puede hacer, con control externo, mediante movimientos verticales, y de giro sobre su eje, del soporte en que se encuentran.

El resto de los elementos del sistema son; el elec-

trodo de cobre para anodizar que tiene forma de anillo y -  
se encuentra colocado en forma simétrica por debajo de la  
película ya evaporada; los filamentos para evaporar los me-  
tales, fijos sobre un torrete giratorio que permite selec-  
cionar externamente al filamento a usar; las chimeneas que  
evitan la dispersión del metal evaporado y la subsecuente  
contaminación de filamentos adyacentes. Se cuenta además -  
con un obturador que permite exponer o cubrir la región -  
sobre la que se han evaporado los metales. Este obturador  
se mantiene en una posición en la que el medidor de espes-  
sores puede siempre detectar la evaporación del metal, ya  
sea que está cubriendo o no al sustrato. Podemos así, log-  
rar un régimen estacionaria en la rapidez de evaporación -  
de los metales antes de permitir el depósito de la pellicu-  
la.

Antes de hacer la junta, se realiza una descarga de limpieza aplicando una diferencia de potencial ( 1000 V ) entre el anillo metálico y resto del sistema por aproximadamente 10 minutos. Esta descarga de limpieza es muy importante para lograr el control de la oxidación.

Debemos hacer notar que en todos los casos se desmontó la mascarilla durante la oxidación del aluminio.

Todas las piezas del sistema de mascarilla son de acero inoxidable, y las soldaduras hechas en el interior de la campana son de plata suave o realizadas con arco de Argon.

Para detalles sobre el proceso de fabricación de juntas túnel véase el Apéndice 4 .

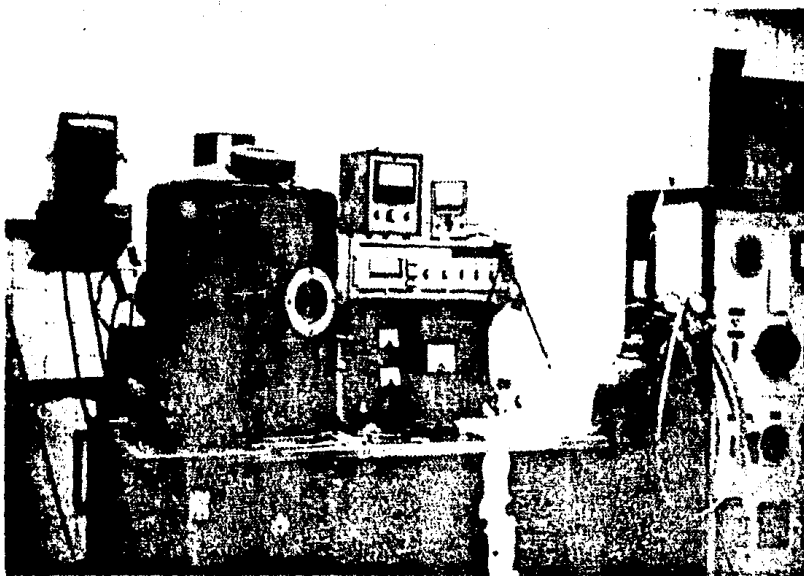
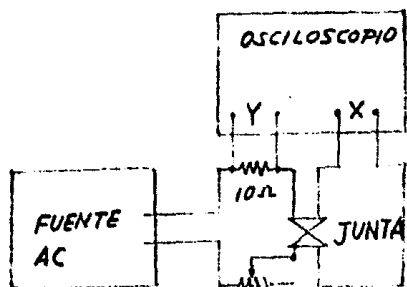


Foto 1. Sistema de la fabricación de juntas Joseph  
son(EDWARDS,19E7/421).

( Lab. III del Instituto de Investigaciones  
en Materiales)

### 3.3 MEDICION DE LAS CARACTERISTICAS DE LA JUNTA

El diagrama de interconexión del equipo utilizado para medir las características I-V de las juntas Josephson - obtenidas se muestra en la Fig. 3.3-1



**Fig.3.3-1.** Diagrama que ilustra la medición de la característica I-V. La corriente que pasa por la junta se obtiene midiendo la caída de voltaje a través de una resistencia en serie con la junta, el voltaje se mide directamente sobre la junta.

El eje X del osciloscopio se alimenta con la diferencia de potencial entre ambos lados de la junta. El eje

Y es proporcional a la corriente que pasa por la junta.

La resistencia variable en serie con la junta nos -  
permite un mayor control sobre la amplitud de la corriente  
de la junta que el control de la fuente. Durante las medi-  
ciones la junta se halla inmersa en un baño de Helio líqui-  
do, el cual mantiene una temperatura de 4.0 K a presión -  
atmosférica en la Ciudad de México. Esta temperatura es su-  
ficiente para tornar superconductor al plomo ( que tiene -  
una  $T_c$  de 7.2 K ).

Para alcanzar la temperatura de transición supercon-  
ductora del aluminio es necesario disminuir la temperatura.  
Esto se logra conectando el baño de Helio a un sistema de  
bombeo(mecánico) que disminuye la presión de vapor del ba-  
ño. La menor temperatura lograda con este método fué 1.40K.<sup>(59)</sup>

La temperatura crítica del aluminio en una muestra -

grande es de 1.20 K, sin embargo, cuando éste se encuentra como película delgada es posible aumentar este valor y así, en nuestro caso, logramos la superconductividad del aluminio por arriba de 1.40 K.

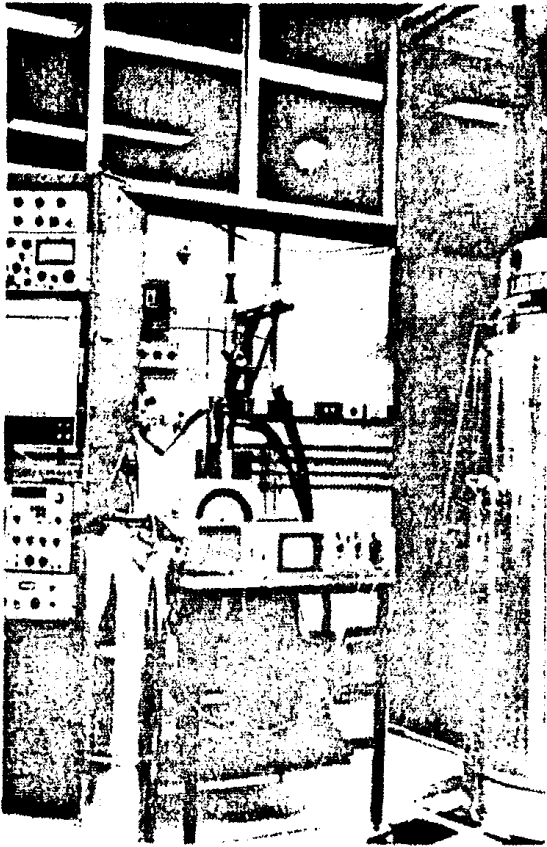


Foto 2. Sistema de medición de junta Josephson.  
( Lab. I del Instituto de Investigaciones  
en materiales )



C A P I T U L O   I V

## RESULTADOS EXPERIMENTALES

### 4.1 RESULTADOS

Durante la realización de presente trabajo se fabricaron aproximadamente 100 juntas. Algunas se deterioraron al mantenerlas varios días en el ambiente del laboratorio; otras fueron usadas para probar algunos medios de protección para las juntas como sensibilizadores fotográficos -- ( fotoresist ) y una solución de Silicones en Hexano. Ninguna de estas sustancias fueron útiles para tal propósito pues aún las mismas sustancias atacaban las películas. Finalmente, se optó por introducir las juntas en nitrógeno líquido inmediatamente después de fabricadas. Con este procedimiento algunas juntas quedaron inutilizadas al romperse el sustrato de vidrio debido al choque térmico

que sufrían al introducirse al nitrógeno líquido.

La mayoría de las juntas que se estudiaron inicialmente tuvieron óxidos muy gruesos ( tiempo de oxidación mayor a 20 seg. ) de tal forma que aunque presentaban un leje no mostraban efecto Josephson. Estas juntas, sin embargo, fueron útiles para obtener cierta experiencia sobre el sistema Al-Pb.

Para tiempos de oxidación entre 15 y 20 segundos, que se consideraron en la etapa final de este trabajo, siempre se obtuvieron juntas Josephson ( En la foto 4 se muestra la característica I-V para una de estas juntas ). Cabe decir que en cada sustrato se fabricaban simultáneamente tres juntas.

Aunque los tiempos de oxidación para la fabricación de las tres juntas de cada sustrato son iguales, se encon

tró que, en general, las corrientes críticas no eran iguales.

Más aún, los tiempos de oxidación no mostraron una correlación contundente con las corrientes críticas observadas aunque, en promedio, si se observó que a mayor tiempo de oxidación la corriente crítica era menor.

En la Fig. 4.1-1 se muestran esquemáticamente los tres tipos de características I-V que fueron observados. La representada en la Fig. 4.1-1(a) muestra la que se considera una junta Josephson "normal".

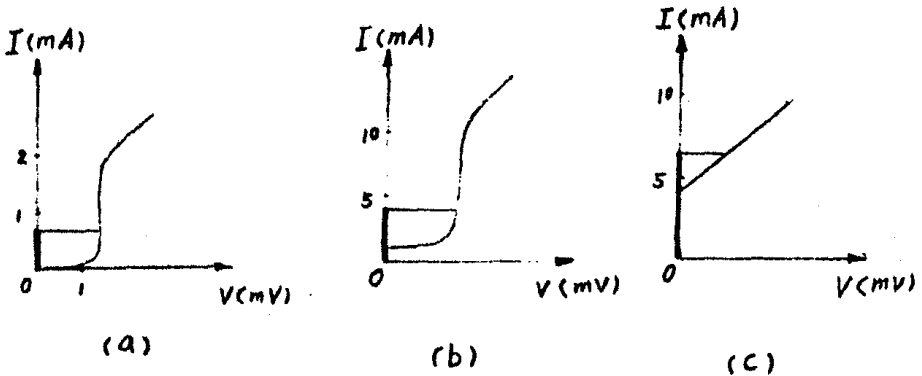


Fig. 4.1-1 Características típicas I-V observadas en juntas Josephson en el presente trabajo. Solo se muestra la sección  $V \geq 0$ .

En todos los casos observados, la corriente crítica disminuye al aumentar la temperatura tornándose cero a la temperatura de transición superconductor de la película de aluminio.

En la Tabla 4.1-1 se reportan los valores de la corriente crítica, para dos juntas diferentes, en función de la temperatura. En la Fig. 4.1-2 se muestra estos mismos datos en forma gráfica. En esta gráfica se observa que la disminución de la corriente crítica no es lineal con el incremento de temperatura (17).

Para tomar las mediciones de corriente crítica se aumentaba la sensibilidad del osciloscopio al valor adecuado para ver bien la parte relevante de la característica I-V (foto 5).

Se observó que cambios bruscos en la corriente que -

pasa por una junta pueden producir micropuentes con características Josephson en éstas, sin importar si presentan o no comportamiento Josephson antes de la descarga. (Foto 6).

Inversamente, un micropuente que sufra el mismo proceso - puede dar lugar a una junta túnel con características Josephson (Fig. 4.1-1(c)).

Finalmente, queremos comentar que las juntas Al-Pb - son relativamente resistentes al ciclaje térmico entre temperatura ambiental y temperatura de Helio líquido y son absolutamente resistentes para ciclaje entre temperatura de Helio líquido (4.0 K) y de nitrógeno líquido (77 K). En particular, algunas juntas que fueron guardadas en una cámara de vacío ( a presión del orden de  $10^{-1}$  o  $10^{-2}$  Torr ) mantuvieron características Josephson aunque disminuyó su corriente crítica. Algunas de estas juntas, sin embargo, - se tornaron micropuentes.

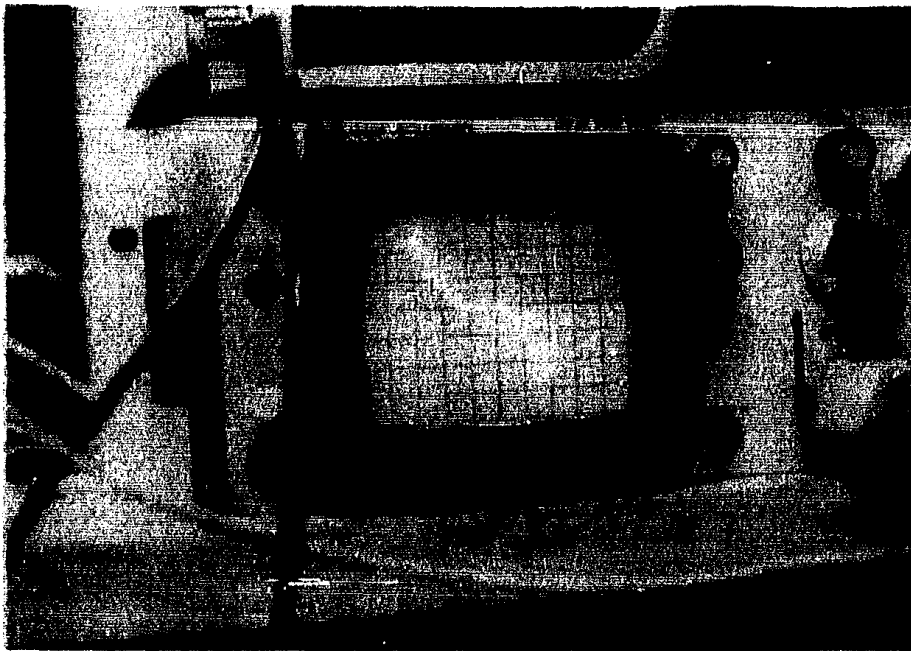


Foto 3. Observación de la brecha superconductora del plomo en una de nuestras juntas (  $T=0\text{ K}$  ).

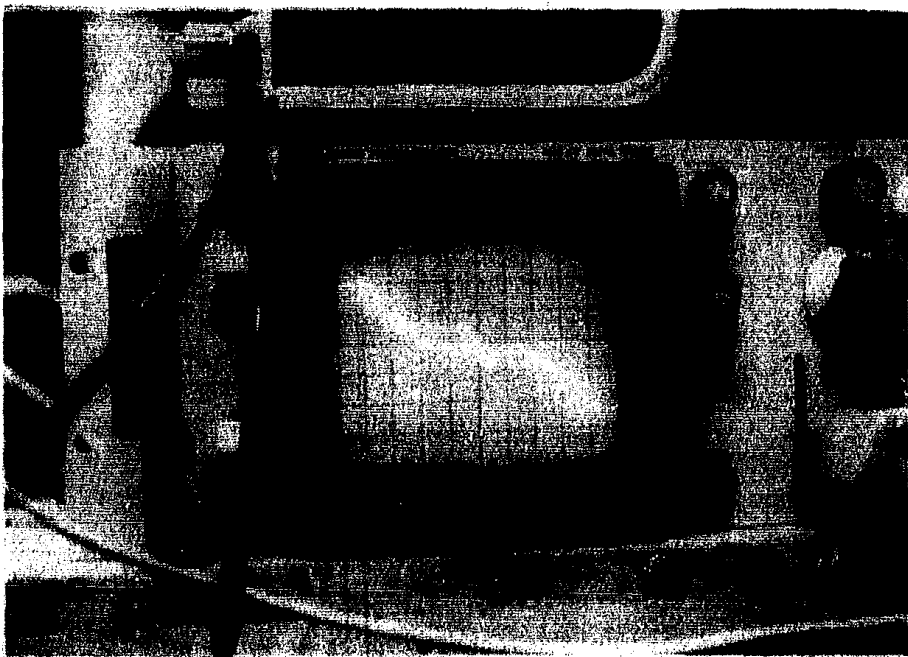


Foto 4. Característica corriente-voltaje de una junta - Josephson. En la parte central se observa la corriente crítica (Esta gráfica corresponde a la junta denominada (1) en la Tabla 4.1-1).

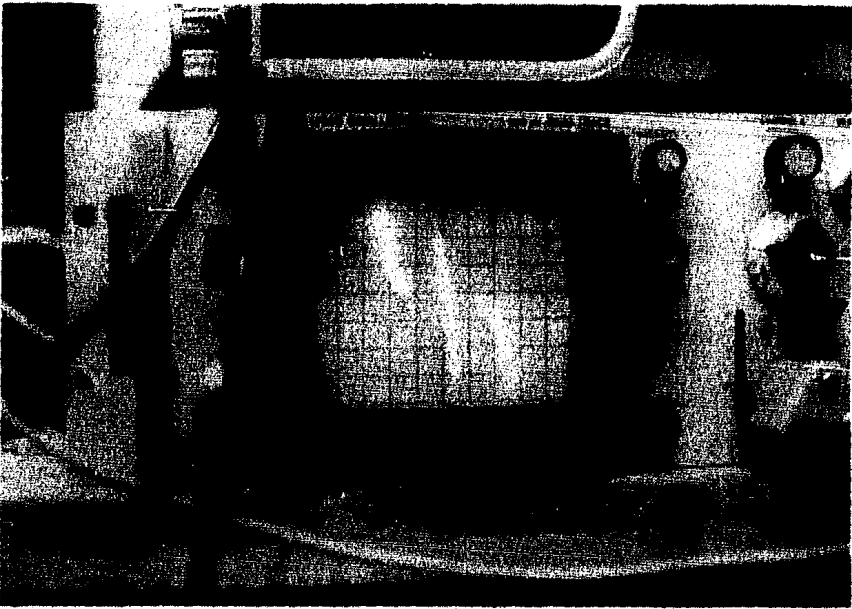


Foto 5. Para tomar las mediciones de corriente crítica se amplificaba lo suficiente la señal en el osciloscopio.

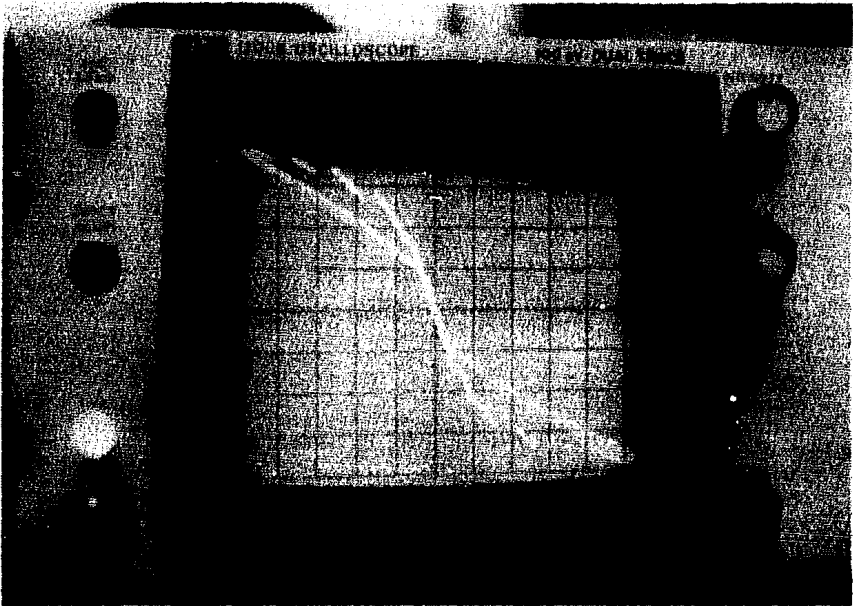


Foto 6. Algunas juntas se tornaron en micropuente con característica Josephson al aplicar un voltaje alto en forma repentina.



TABLA 4.1-1

Valores de la corriente crítica como función de la temperatura para dos juntas.  $T_{c1}$  y  $T_{c2}$  son las temperaturas de transición superconductor para las películas de Al. en cada junta.

(  $T_{c1} = 1.62$  K ,  $T_{c2} = 1.57$  K )

T(K)	$T/T_{c1}$	$T/T_{c2}$	Tensión de vapor (Torre)	$I_{x20}$ (mA)	$I_{x20}$ (mA)
1.41	0.870	0.898	2.27	1.90	2.55
1.42	0.877	0.904	2.40	1.85	2.55
1.43	0.883	0.911	2.53	1.85	2.50
1.44	0.889	0.917	2.67	1.80	2.50
1.45	0.895	0.924	2.81	1.75	2.40
1.46	0.901	0.930	2.95	1.70	2.30
1.47	0.907	0.936	3.11	1.55	2.25
1.48	0.914	0.943	3.26	1.45	2.20
1.49	0.920	0.949	3.43	1.35	2.05
1.50	0.926	0.955	3.60	1.20	1.95
1.51	0.932	0.961	3.78	1.06	1.80
1.52	0.938	0.968	3.96	0.90	1.70
1.53	0.944	0.975	4.15	0.80	1.55
1.54	0.951	0.981	4.35	0.64	1.35
1.55	0.957	0.987	4.55	0.45	1.30
1.56	0.963	0.994	4.77	--	1.16
1.57	0.969	1	4.99	0	0.84
1.58	0.975		5.21		0.60
1.59	0.981		5.45		0.40
1.60	0.988		5.69		0.10
1.61	0.994		5.94		0
1.62	1		6.20		

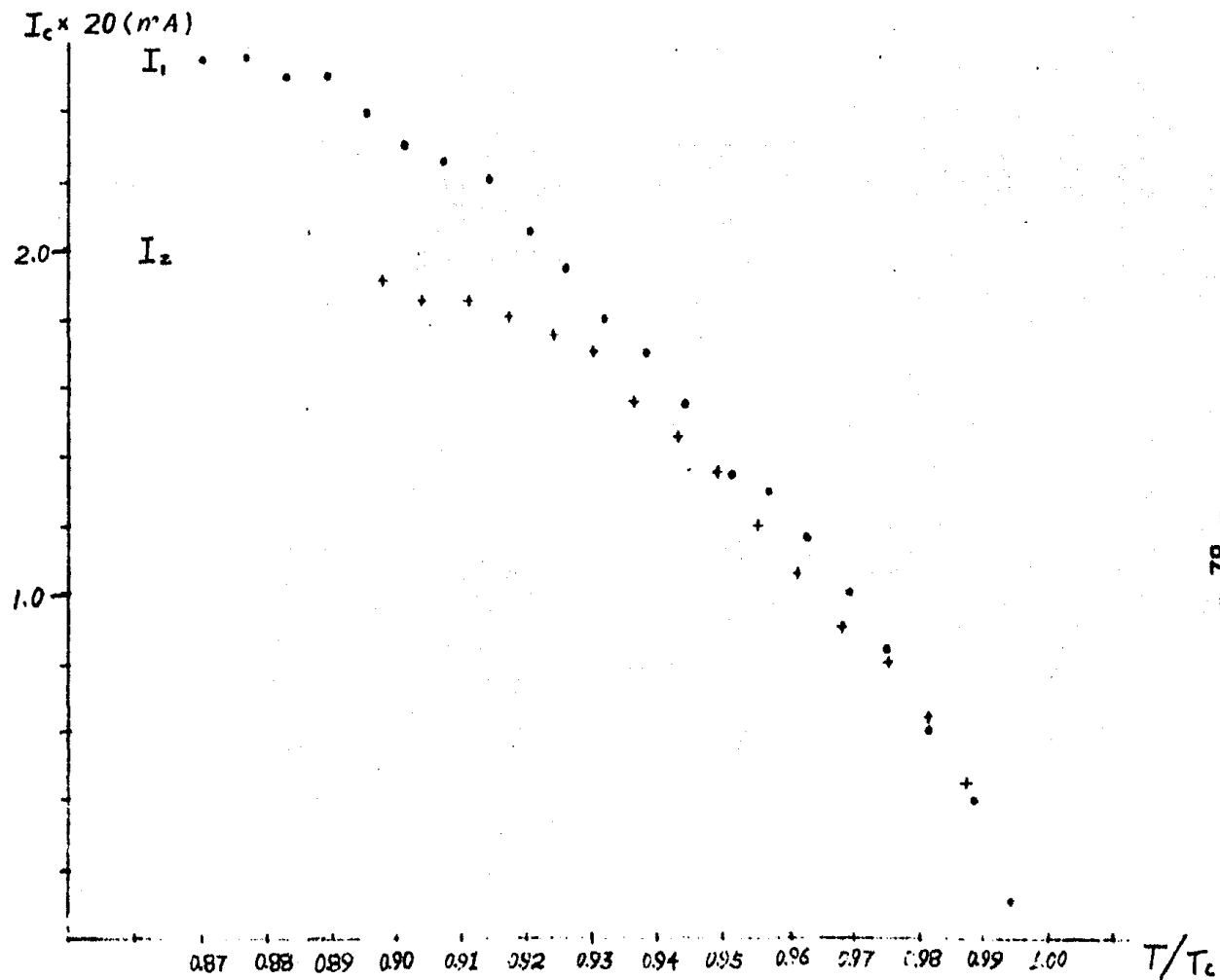


Fig. 4.1-2 Dependencia de la corriente crítica con la temperatura para dos de las juntas estudiadas.

### 4.3 DISCUSION

Los resultados observados muestran en general la existencia de ciertas anomalías en el espesor de la barrera aislante. En particular se observa que las corrientes críticas para juntas en un mismo sustrato son diferentes. Por otro lado, las características I-V de juntas en un mismo sustrato dan evidencia de lo mismo.

En la Fig. 4.2-1(b) se muestra un tipo de junta en la que la característica I-V se ha corrido ligeramente hacia arriba. Este desplazamiento es debido a corrientes ocasionadas por pequeños micropuentes en los bordes de la junta.

La Fig. 4.2-1 (c) muestra características típicas de micropuentes, esto es, parece que hay pequeños cortos en algún lugar de la junta.

Los cortos en la junta son en general, consecuencia de diversos factores:

- 1) La oxidación no es uniforme o no es completo.
- 2) Se producen agujeros o rayones en el óxido durante el proceso de fabricación de la junta.
- 3) La junta sufre recocidos antes de su inmersión en nitrógeno líquido.

Respecto a la falta de uniformidad del óxido son importantes diversos factores: la pureza de los materiales usados (sobre todo la del aluminio), la pureza de los gases que se emplean durante la oxidación y, la limpieza y homogeneidad del sustrato de vidrio. También resulta importante la presión a la que se evaporan los metales. En el presente trabajo notamos que una presión entre  $6 \times 10^{-6}$  y  $12 \times 10^{-6}$  Torr es suficiente para la fabricación de jun-

tes Josephson.

La no-uniformidad de la descarga eléctrica durante la oxidación también es relevante para la no-uniformidad del óxido, sin embargo, las características de la descarga son mucho más difíciles de controlar debido a que los dispositivos instalados en la campana hacen relativamente asimétricos los campos necesarios para la producción del plasma. En particular, ciertas inhomogeneidades en la superficie de los electrodos dan lugar a campos tan altos que, ocasionalmente, es posible observar chispas. Estas chispas ocasionan problemas para el control de la oxidación de las películas y, por tanto, para lograr un adecuado control de las características de las juntas.

Es importante utilizar sustrato perfectamente limpios y planos para evitar agujeros en la películas. El más

todo de "pulido a la flama" ha resultado de gran ayuda para lograr ésto, pues durante este proceso la superficie del sustrato se funde obteniéndose así limpieza y uniformidad.

El cuidado se tenga al colocar las mascarillas es también importante pues los deslizamientos de la mascarilla sobre el vidrio pueden ocasionar rayones en el óxido.

Es conveniente fabricar películas de poca anchura, ya que de esta manera se reducen estadísticamente los factores anteriormente discutidos.

## APENDICES

### APENDICE 1

En la Ec.(2.1.1-5) se supone que:

- (i) Sólo una pequeña fracción de los electrones podrán  
atravesar la barrera, de aquí:

$$g \approx 1 \quad \text{y} \quad r \approx 0 .$$

- (ii) Los electrones deben estar en cualquiera de los es-  
tados considerados,  $\psi_i$  o  $\psi_d$ , por tanto:

$$\frac{d}{dt} [ |g|^2 + |r|^2 ] = 0 \quad . \quad (\text{A 1.1})$$

De lo anterior se deduce que

$$\frac{dg}{dt} \approx 0 \quad .$$

Sustituyendo la Ec.(2.1.-4) en la ecuación de Schrodinger

se obtiene:

$$H\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} \quad ,$$

esto es:

$$\begin{aligned} & Hq(t)\psi_i \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) + Hr(t)\psi_d \exp(-i\frac{E_d}{\hbar}t) \\ &= i\hbar \left[ \frac{\partial}{\partial t} q(t)\psi_i \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) + q(t)\psi_i (-i\frac{E_i}{\hbar}) \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial}{\partial t} r(t)\psi_d \exp(-i\frac{E_d}{\hbar}t) + r(t)\psi_d (-i\frac{E_d}{\hbar}) \exp(-i\frac{E_d}{\hbar}t) \right] \end{aligned}$$

En las aproximaciones consideradas esta expresión se redu-

ce a:

$$\begin{aligned} & H\psi_i \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) \\ &= i\hbar \left[ \psi_i (-i\frac{E_i}{\hbar}) \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) + \frac{\partial}{\partial t} r(t)\psi_d \exp(-i\frac{E_d}{\hbar}t) \right] \\ &= E_i \psi_i \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) + i\hbar \frac{\partial r}{\partial t} \psi_d \exp(-i\frac{E_d}{\hbar}t) \end{aligned}$$

multiplicando ambos lados de ésta por  $\psi_d^*$  e integrando

resulta:

$$\begin{aligned} & \int \psi_d^* H\psi_i \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) dx \\ &= \int \psi_d^* E_i \psi_i \exp(-i\frac{E_i}{\hbar}t) dx + i\hbar \frac{\partial r}{\partial t} \int \psi_d^* \psi_d \exp(-i\frac{E_d}{\hbar}t) dx \end{aligned}$$

y como  $\int \psi_d^* \psi_d dx = 1$  se obtiene finalmente

$$i\hbar \frac{dr}{dt} = \int \psi_d^* (H - E_i) \psi_i dx \exp(i\frac{E_d - E_i}{\hbar}t)$$



APENDICE 2

Recordamos que

$$H\psi_i = E_i \psi_i \quad \text{para} \quad x < x_2 \quad ,$$

y 
$$H\psi_d = E_d \psi_d \quad \text{para} \quad x_1 < x \quad .$$

En consecuencia la integral:

$$-\int_{x_0}^{\infty} \psi_i (H - E_d) \psi_d^* dx \quad , \quad x_0 \geq x_1 \quad , \quad (A 2.1)$$

es cero y se puede sumar a la integral en la Ec.(2.1.1-7),

resultando:

$$T_{di} = \int_{x_0}^{\infty} [\psi_d^* (H - E_i) \psi_i - \psi_i (H - E_d) \psi_d^*] dx \quad , \quad x_1 \leq x_0 \leq x_2 \quad (A 2.2)$$

Integrando por partes tenemos

$$T_{di} = -\frac{\hbar^2}{2m} (\psi_d^* \frac{d\psi_i}{dx} - \psi_i \frac{d\psi_d^*}{dx}) x_0 \quad . \quad (A 2.3)$$

Sustituyendo  $\psi_d$  y  $\psi_i$  de las Ecs.(2.1.1-2), (2.1.1-3) en la Ec.

anterior, obtenemos finalmente:

$$T_{di} = \frac{\hbar^2 K}{m} C_d^* C_i$$

### APENDICE 3

El vidrio se debe cortar de aproximadamente 1.4 x 2.4cm para que se puede poner en el portasubstrato.

Hay que tener cuidado de no rayar el vidrio.

Para quitar las grasas del vidrio, se limpia primero con agua y jabón y luego con acetona.

Para hacer el "pulido a la flama", hay que sujetar - el substrato con pinzas y calentarlo poco a poco en un mechero de gas hasta se ve roja la flama. Después se enfría poco a poco para que no se rompa. Esta parte del procedimiento es muy importante pues por un lado significa un recogido que lo hace resistente a los cambios de temperatura, y por otro, la flama ayuda en la limpieza y uniformización de la superficie del substrato.

Despues de preparado el vidrio se pone inmediatamen-

te en el portasubstrato para evitar contaminación y sucie  
dad ambiental.

## APENDICE 4

Un procedimiento para fabricar juntas Josephson en -  
el Laboratorio de Bajas Temperaturas del I.I.M.

- 1- Encender bomba mecánica ( Rotary Pump ).
- 2- Abrir válvula de apoyo ( Backing Valve ).
- 3- Encender bomba difusora ( Diff. Pump )

Inmediatamente después; poner nitrógeno líquido a la -  
trampa fría y abrir el agua de refrigeración.

- 4- Poner a calentar la fuente de alto voltaje ( poner Main  
Isolator en posición "on" ).
- 5- Preparar substratos, poner materiales en los filamentos  
que lo requieren.
- 6- Checar posiciones del torrete para filamentos, posiciones  
del obturador y cristal de cuarzo.
- 7- Bajar la campana, cerrar la válvula para bombeo de apoyo

- y abrir la correspondiente al vacío primario ( Roughing ).
- 8- Cuando la presión dentro de la campana sea aproximadamente  $10^{-2}$  o  $10^{-3}$  Torr, cerrar válvula de vacío primario, abrir válvula de apoyo y después válvula de alto vacío ( High Vacuum pump ).
  - 9- Cerrar la difusora, admitir oxígeno dentro de la campana hasta 40 militorres y hacer la descarga de limpieza ( 1500 volts ) por minutos. Monitorear posible existencia de fugas durante este proceso.
  - 10- Abrir la válvula de alto vacío lentamente y, después de bombear el oxígeno, disminuir el voltaje al cero. Conectar el medidor de alto vacío ( Ionización Gauge ).
  - 11- Cuando se haya alcanzado una presión de  $10^{-6}$  Torr - conectar los filamentos y el medidor de espesor, y evaporar el metal para la primera película.

- 12- Desconectar el medidor de alto vacio y monitor de espesores. Hacer las mascarillas y el obturador a un lado.
- 13- Admitir Helio hasta una presión de 24 mTorr y después introducir el oxígeno hasta completar una presión de 40 mTorr. Conectar la fuente de alto voltaje hasta - 700 V . Esperar 15 seg. ~ 20 seg.
- 14- Abrir un poco la válvula de alto vacio y después abrir todo. Encender el medidor de alto vacio.
- 15- Una vez alcanzada una presión del orden de  $10^{-6}$  Torre colocar el filamento del otro metal y posicionar el obturador. Conectar el monitor de espesores y evaporar el material.
- 16- Desconectar el medidor de alto vacio y monitor de espesores. Cerrar la válvula de alto vacio.

17- Admitir aire, abrir la campana.

18- Para terminar, se desconecta la bomba difusora y se es  
pera 20 minutos con el agua conectada y la válvula de  
apoyo abierta.

19- Dejar la campana con vacío y la ventana limpia. Cerrar  
la válvula de apoyo y el agua.

## REFERENCIAS

- (1) B.D. Josephson, Phys.Letts. 1, 251 (1962).
- (2) R.Holm and W.Meissner, Z.Phys. 74, 715 (1932).
- (3) I.Dietrich, Z.Phys. 133, 499 (1952).
- (4) J.Bardeen, L.N.Cooper and J.R.Schrieffer, Phys.Rev. 108, 1175 (1957).
- (5) J.Bardeen, Phys.Rev.Letts. 6, 57 (1961).
- (6) M.H.Cohen, L.M.Falicov and J.C.Phillips, Phys.Rev. - Letts. 8, 316 (1962).
- (7) J.M.Rowell, Phys.Rev.Letts. 11, 200 (1963).
- (8) S.Shapiro, Phys.Rev.Letts. 11, 80 (1963).
- (9) M.D.Fiske, Rev.Med.Phys. 36, 221 (1964).
- (10) R.C.Jaklevic, J.Lambe, A.H.Silver and J.E.Mercereau, Phys.Rev.Letts. 12, 274 (1964).
- (11) I.K.Yanson, V.M.Svistunov and I.M.Dmitrenko, JETP 21, 650 (1965).
- (12) S.Shapiro, J.Appl.Phys. 38, 1879 (1967).
- (13) D.N.Langenberg, W.H.Parker and B.N.Taylor, Phys.Rev. 150, 186 (1966).
- (14) P.W.Anderson, Lectures on Many-Body Problem, Academic Press, New York (E.R.Caianello, Ed.), 113 (1964).
- (15) R.A.Ferrel and R.E.Prengel, Phys.Rev.Letts. 10, 479 - (1963).



## REFERENCIAS

- (1) B.D.Josephson, Phys.Letts. 1,251 (1962).
- (2) R.Holm and W.Meissner, Z.Phys. 74, 715 (1932).
- (3) I.Dietrich, Z.Phys. 133, 499 (1952).
- (4) J.Bardeen, L.N.Cooper and J.R.Schrieffer, Phys.Rev. 108, 1175 (1957).
- (5) J.Bardeen, Phys.Rev.Letts. 6, 57 (1961).
- (6) M.H.Cohen, L.M.Falicov and J.C.Phillips, Phys.Rev. - Letts. 8, 316 (1962).
- (7) J.M.Rowell, Phys.Rev.Letts. 11, 200 (1963).
- (8) S.Shapiro, Phys.Rev.Letts. 11, 80 (1963).
- (9) M.D.Fiske, Rev.Mod.Phys. 36, 221 (1964).
- (10) R.C.Jaklevic, J.Lambe, A.H.Silver and J.E.Mercereau, Phys.Rev.Letts. 12, 274 (1964).
- (11) I.K.Yanson, V.M.Svistunov and I.M.Dmitrenko, JETP 21, 650 (1965).
- (12) S.Shapiro, J.Appl.Phys. 38, 1879 (1967).
- (13) D.N.Langenberg, W.H.Parker and B.N.Taylor, Phys.Rev. 150, 186 (1966).
- (14) P.W.Anderson, Lectures on Many-Body Problem, Academic Press, New York (E.R.Caianello, Ed.), 113 (1964).
- (15) R.A.Ferrel and R.E.Prange, Phys.Rev.Letts. 10, 479 - (1963).

- (16) P.G. de Gennes, Phys. Letts. 5, 22 (1963).
- (17) V.Ambegaokar and A.Beratoff, Phys.Rev.Letts. 10, 486 (1963); Erratum, Phys.Rev.Letts. 11, 104 (1963).
- (18) E.Riedel, Z.Naturforsch. 19 a. 1634 (1964).
- (19) N.R.Werthamer, Phys.Rev. 147, 255 (1966).
- (20) C.S.Owen and D.J.Scalapino, Phys.Rev. 164, 538 (1967).
- (21) P.Labwohl and M.J.Stephen, Phys.Rev. 163, 376 (1967).
- (22) D.E.McCumber, J.Appl.Phys. 39, 3113 (1968).
- (23) W.C.Stewart, Appl.Phys.Letts. 12, 277 (1968).
- (24) W.C.Scott, Appl.Phys.Letts. 17, 166 (1970).
- (25) J.Clark, Phil.Mag. 13, 115 (1966).
- (26) J.E.Zimmerman and A.H.Silver, J.Appl.Phys. 39, 2679 - (1968).
- (27) J.Clark, LT10, P. 211.
- (28) J.E.Zimmerman and A.H.Silver, Phys.Rev. 141, 367 (1966).
- (29) J.E.Mercereau, PSPSD, U1.
- (30) M.Nisénoff, Rev.Phys.Appl. 5, 21 (1970).
- (31) J.Matisoo, Appl.Phys.Letts. 9, 167 (1966).
- (32) C.C.Grimes, P.L.Richards and S.Shapiro, Phys.Rev.Letts. 17, 431 (1966).
- (33) C.Kittel, Introd. to Solid State Physics, Fifth Edition, John Wiley, New York (1976), Caps. 7, 8.

- (34) C.B.Duke, Tunneling in Solids, Academic Press, New -  
York. (1969).
- (35) W.A.Harrison, Phys.Rev. 123, 85 (1961).
- (36) J.G.Simmons, J.Appl.Phys. 34, 1793 (1963).
- (37) J.G.Simmons, J.Appl.Phys. 34, 2581 (1963).
- (38) I.Giaever, H.R.Hart Jr., K.Megerle, Phys.Rev. 126, 341  
(1962).
- (39) L.Solymer, Superconductive Tunneling and Applications,  
Chapman and Hall L.T.D., London, (1972).
- (40) L.N.Cooper, Phys.Rev. 104, 1189 (1956).
- (41) D.Bohm, Quantum Theory, Prentice-Hall, New York (1951),  
Sections 4,9,6,6,6,7,6,8.
- (42) C.Kittel, Referencia 30, P. 390-392.
- (43) M.Tinkham, Introduction to superconductivity, McGraw-  
Hill, New York (1975), P. 194.
- (44) J.Clarke, Josephson Junction Detectors, Science, 184,  
1235-1242 (1974).
- (45) L.Solymer, Referencia 36, P. 153.
- (46) M.Tinkham, Referencia 43, P. 194-195.
- (47) J.Clarke, The Josephson Effect and  $e/h$ , Amer.J.Phys.,  
38, 1071-1095 (1970), Section II. 1.
- (48) C.Kittel, Referencia 30, P. 388-390.
- (49) L.Solymer, Referencia 36, Chap. 11.

- (50) C.Kittel, Introduction of Solid State Physics, Fourth Edition, John Wiley, New York (1971), Advanced Topic I, P. 727-729.
- (51) J.D.Jackson, Classical Electrodynamics, Second Edition, John Wiley, New York (1975), P. 815, Ec.(A.8).
- (52) C.Kittel, Referencia 30, P. 380-382.
- (53) B.D.Josephson, Advan.Phys. 14, 419 (1965).
- (54) J.E.Mercereau, Macroscopic Quantum Phenomena, in Superconductivity, R.D.Parks(editor), Marcel Dekker, New -- York, 406 (1969).
- (55) C.Kittel, Referencia 30, P. 393.
- (56) J.Clarka, Electronics with Superconducting Junctions, Phys. Today, 24, 30-37 (1971).
- (57) J.Clarka, Low Frequency Applications of Superconducting Quantum Interference Devices, Proceedings IEEE, 61, 8-19 (1973), Section III.
- (58) Deposit Thickness Monitor, Sloan Instruments Corpora-- tion (mod. DTM-4).
- (59) R.R.Conte, Eléments de Crygénie, Masson et Cie, Imprimé en France, 300 (1970).