

6 e-jccc

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO  
FACULTAD DE CIENCIAS

CONSTRUCCION DE UN APARATO PARA  
LA MEDICION DE TEMPERATURA DE  
TRANSICION SUPERCONDUCTORA

T E S I S  
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE  
F I S I C O  
P R E S E N T A  
ADRIAN SERGIO BARRERA ROLDAN

MEXICO D.F.

1981



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.

# TESIS CON FALLA DE ORIGEN

DEDICO EL PRESENTE TRABAJO, CON ADMIRACION  
RESPECTO Y PROFUNDO AMOR, A MIS PADRES:  
REBECA ROLDAN                    Y                    FERNANDO BARRERA

CON GRAN CARIÑO A MIS HERMANOS:  
FERNANDO, ELSA, REBECA Y ANABEL

A MARIA DE LOS ANGELES R.  
CON EL AMOR QUE POR ELLA  
SIENTO

QUIERO AGRADECER, DE MANERA ESPECIAL,  
AL DR. VICTOR MANUEL CHAPELA LA ACER-  
TADA DIRECCION DE LA PRESENTE TESIS -  
Y LA ENTUSIASTA AMISTAD Y APOYO QUE  
MOSTRO EN TODO MOMENTO.

Asimismo, agradezco al Dr. Tatsuo Akachi  
la revisión y los comentarios que hizo  
sobre el presente trabajo, y al Dr. Fer-  
nando Magaña por la información que brin-  
dó. También quiero agradecer al Señor  
Anselmo González y al personal del ta-  
ller del I.I.M., por la colaboración que  
prestaron en la elaboración de este tra-  
bajo. Agracezco también al Señor Ramón  
Rodríguez y al Señor Manuel Saldaña por  
el suministro del helio líquido que se -  
necesitó para la realización de los expe-  
rimentos.

I N D I C E

	Pág.
INTRODUCCION	1
CAPITULO 1 . CONCEPTOS BASICOS DE LAS TEORIAS DE LAS TEORIAS DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD	
1.1 Breve Historia de la Supercon-- ductividad.	3
1.2 Modelo de los "Dos-Fluídos".	11
1.3 La Teoría de London.	14
1.4 La Teoría de Ginzburg-Landau.	20
1.5 La Teoría BCS.	25
CAPITULO 2 . DESARROLLO EXPERIMENTAL	
2.1 Método utilizado para la Medi-- ción de $T_c$ .	30
2.2 Descripción del dispositivo uti lizado.	35
2.3 Dewar.	42
2.4 Tapa del Dewar.	44
2.5 Manómetro.	45
2.6 Aparatos Electrónicos.	46
CAPITULO 3 . OBTENCION DE RESULTADOS	

3.1	Funcionamiento del Arreglo Expe rimental.	49
3.2	Calibración del Termómetro.	58
3.3	Obtención de Resultados.	66
CAPITULO 4 .	DISCUSION	71
	REFERENCIAS	74



## INTRODUCCION

El objetivo del presente trabajo es el de reportar la construcción de un aparato que mida la temperatura de transición superconductor,  $T_c$ . Este aparato se usará principalmente en la medición de  $T_c$  de los compuestos de dicálcogenuros de metales de transición, intercalados con polímeros orgánicos, que se vayan obteniendo en el Departamento de Física de Materiales a Bajas Temperaturas del Instituto de Investigaciones en Materiales de la U.N.A.M. Para poder medir la  $T_c$  de los compuestos intercalados antes citados se requiere de un aparato que sea capaz de medir la  $T_c$  de muestras cuya masa sea muy pequeña, o muestras en polvo, o monocristales. El aparato cuya construcción se reporta en el presente trabajo se construyó para que se pudiera trabajar con dichas muestras.

Para poder medir la temperatura de transición superconductor se aprovecha el cambio en la susceptibilidad magnética que se presenta en una muestra, al pasar del estado normal al superconductor o del superconductor al normal. El cambio en la susceptibilidad magnética se observa detectando el cambio en el coeficiente de inductancia mu-

tua, de un arreglo de dos bobinas, dentro del cual se encuentra la muestra a la que se le quiere medir la temperatura de transición superconductora. El coeficiente de inductancia mutua se mide mediante un puente de inductancia mutua. La temperatura se determina midiendo la resistencia eléctrica de un resistor de carbón, usando el método potenciométrico. De los datos que se obtienen al graficar la temperatura contra el coeficiente de inductancia mutua se encuentra la temperatura de transición superconductora.

En el primer capítulo se hace un breve relato histórico de como apareció el fenómeno de la superconductividad, también se definen ciertos parámetros relevantes del fenómeno, y por último se hace una descripción breve de algunas teorías que se han desarrollado sobre dicho fenómeno. En el segundo capítulo se habla del método utilizado para la medición de la temperatura de transición superconductora y se describe el arreglo experimental que se utilizó. En el tercer capítulo se describen tanto el funcionamiento del arreglo experimental como la obtención de datos. En el cuarto y último capítulo se discuten los resultados y se comparan con las temperaturas de transición superconductora reportadas por el "National Bureau of Standards".

## CAPITULO I

### CONCEPTOS BASICOS DE LAS TEORIAS DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD

#### 1.1 BREVE HISTORIA DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD

A inicios del presente siglo, en el año de 1908, en la Universidad de Leiden, el Físico H. Kamerlingh Onnes tuvo éxito en licuar helio, el gas noble con el punto de ebullición más bajo (4.2 K a presión atmosférica), abriendo así un nuevo intervalo de temperaturas para la investigación científica. Tres años después el mismo H. Kamerlingh Onnes midió la resistencia eléctrica de los metales a bajas temperaturas. Onnes pensaba que la resistencia eléctrica de los metales debería de disminuir con la temperatura hasta llegar a cero a la temperatura de cero Kelvin, así que cuando experimentó con alambre de platino y observó, que la resistencia eléctrica se mantenía en un valor constante por debajo de diez Kelvin, pensó que era debido a las impurezas que contenía el metal. En el año de 1911 el metal más puro que se podía obtener era el mercurio, por tal razón Onnes lo eligió para sus subsecuentes experimentos para corroborar su teoría. Para su sorpresa él encuentra que justo por de-

bajo del punto de ebullición del helio, a presión atmosférica, la resistencia eléctrica del mercurio caía en forma discontinua aparentemente a cero. Onnes llamó al nuevo estado del mercurio el estado "superconductor" y a la temperatura, en la que pasa una muestra del estado normal al superconductor, la llamó temperatura crítica de transición superconductor,  $T_c$ . En subsecuentes experimentos Onnes observó que el comportamiento del mercurio era esencialmente el mismo aún cuando se le añadieran bastantes impurezas a la muestra, lo que demostró que la superconductividad no era una propiedad que dependiera solamente de la pureza del metal.

En 1914 Onnes diseñó un experimento en el que una corriente persistente era inducida en un anillo superconductor. La muestra se enfriaba por debajo de su temperatura de transición en la presencia de un campo magnético variante que después se retiraba, produciéndose así dicha corriente. La magnitud de la corriente persistente podía obtenerse midiendo el campo magnético producido por ella y la resistencia del anillo superconductor podía deducirse de la rapidez de decaimiento del campo. En un experimento del mismo estilo realizado por Quinn e Ittner en 1962, encontraron que la resistividad del plomo superconductor podía ser estimada menor que  $4 \times 10^{-23}$  ohm-cm.

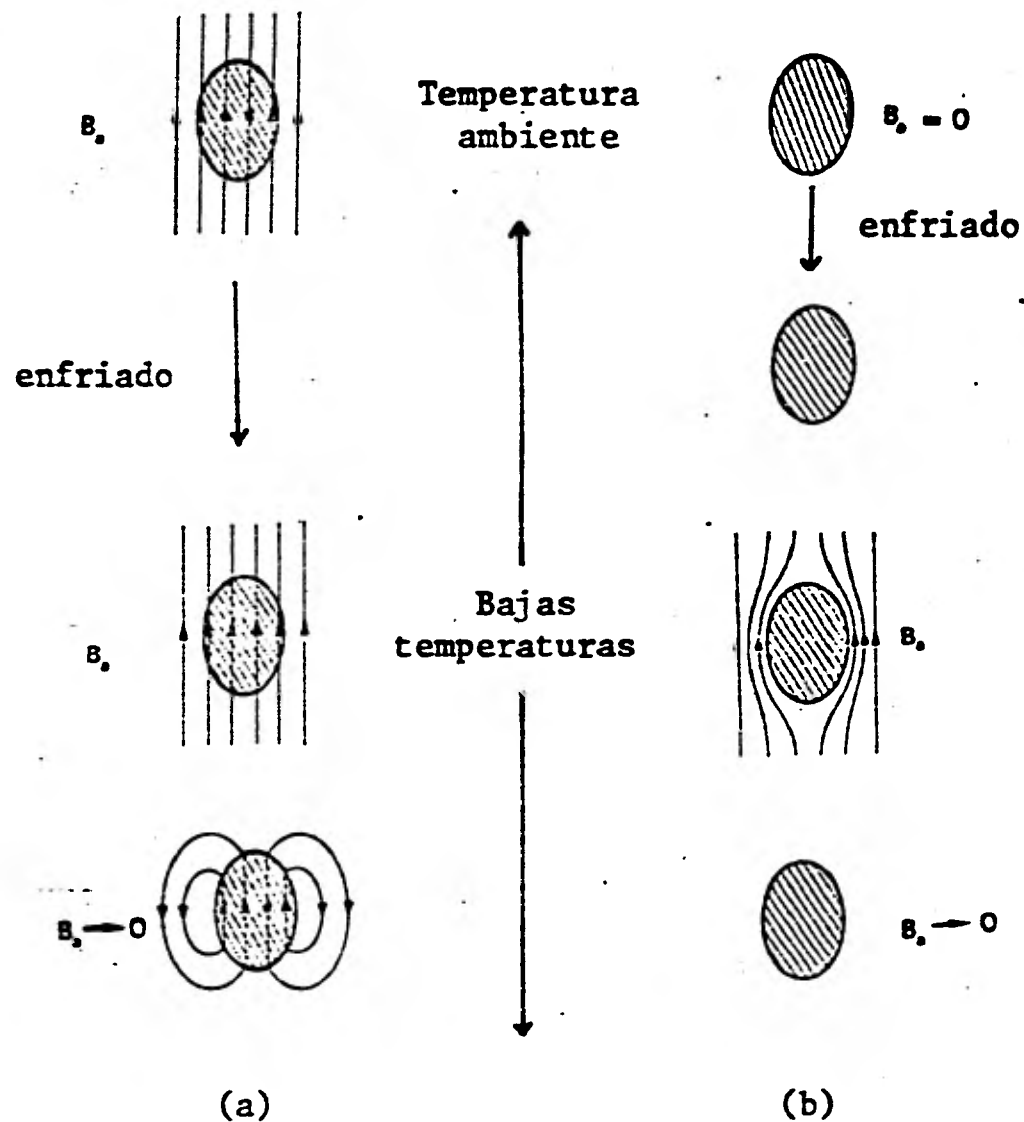
En el año de 1913, Onnes construyó una bobina superconductora hecha de alambre de plomo y descubrió que la superconductividad del plomo era destruída cuando se excedía de una "corriente crítica". Un año más tarde se descubrió - que un superconductor pasaba al estado normal en la presencia de un campo magnético que fuera mayor que cierto valor crítico; pero retornaba nuevamente al estado superconductor si el valor del campo se reducía por debajo del valor crítico.

En el año de 1916 Silsbee sugirió que la destrucción de la superconductividad por una corriente, era debido al - campo magnético inducido por dicha corriente sobre la superficie de la muestra, es decir, que la destrucción de la superconductividad por una corriente o por un campo magnético eran en realidad un mismo fenómeno. La sugerencia de Silsbee fue confirmada posteriormente y se conoce como "condición de Silsbee".

Hasta el año de 1933 se pensaba que un superconductor era solamente un "conductor perfecto" (resistencia eléctrica nula), por lo que se pensaba que todas sus propiedades - podían obtenerse a partir del hecho de tener una resistencia eléctrica nula; sin embargo en dicho año Meissner y ---

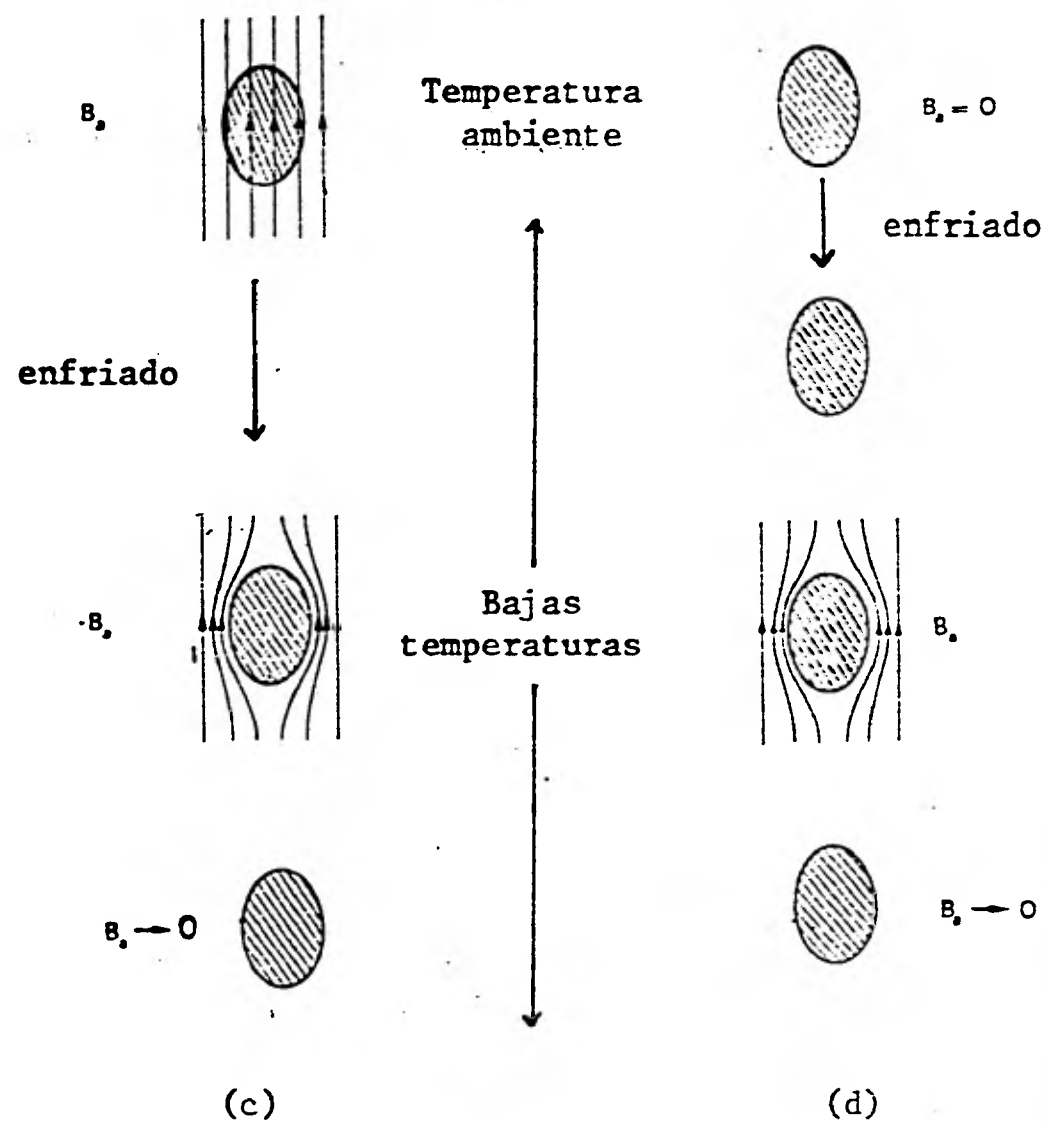
Ochsenfeld hicieron una observación interesante cuando estaban midiendo el campo magnético en los alrededores de muestras de estaño y de plomo. Encontraron que si la muestra era llevada del estado normal al superconductor en presencia de un campo magnético, entonces el campo que había penetrado a la muestra cuando se encontraba en estado normal era expelido abruptamente cuando tenía lugar la transición del estado normal al superconductor, y al mismo tiempo el campo externo aumentaba a un valor que indicaba que el campo dentro de la muestra era cero. Experimentos posteriores mostraron que los resultados obtenidos por Meissner y Ochsenfeld eran generales y no dependían en forma alguna del arreglo experimental que fue usado por ellos.

El experimento hecho por Meissner y Ochsenfeld fue el primero en demostrar que un superconductor era algo más que un conductor perfecto, pues presentaba una propiedad adicional que un conductor perfecto no posee, y es el no permitir la existencia de campo magnético en su interior, sin importar el campo magnético en el que se encontrase inmerso el material al sufrir la transición del estado normal al superconductor (Figs. 1c y 1d). A dicha propiedad de los superconductores se le conoce como "efecto Meissner".



**Comportamiento magnético de un conductor perfecto**

- (a) La muestra se vuelve un conductor perfecto en presencia de un campo magnético aplicado  $B_a$ , y posteriormente se reduce a cero dicho campo ( $B_a \rightarrow 0$ ).
- (b) La muestra se vuelve un conductor perfecto en ausencia de campo magnético ( $B_a = 0$ ). Se le aplica un campo magnético  $B_a$  al conductor perfecto, y luego se reduce a cero dicho campo ( $B_a \rightarrow 0$ ).



**Comportamiento magnético de un superconductor**

- (c) La muestra se vuelve superconductor en presencia de un campo magnético aplicado  $B_a$ , y posteriormente se reduce a cero dicho campo ( $B_a \rightarrow 0$ ).
- (d) La muestra se vuelve un superconductor en ausencia de campo magnético ( $B_a = 0$ ). Se le aplica un campo magnético  $B_a$  al superconductor y luego se reduce a cero dicho campo ( $B_a \rightarrow 0$ ).

Fig. 1

Si un conductor normal se vuelve un conductor perfecto en presencia de un campo magnético distinto de cero, mantendrá el campo magnético en su interior aún cuando el valor del campo se reduzca a cero (Fig. 1a). Si el mismo conductor normal se vuelve un conductor perfecto en presencia de un campo magnético nulo, mantendrá el campo magnético nulo en su interior aún cuando después se le aplique un campo magnético distinto de cero (Fig. 1b).

Se ha visto que las propiedades magnéticas de un conductor perfecto y de un superconductor son esencialmente distintas, por lo que el efecto Meissner y la resistencia cero son propiedades que no se relacionan, es decir una no implica la otra.

Desde que se descubrió el fenómeno de la superconductividad, en una muestra de mercurio, se han encontrado otros materiales que también presentan el fenómeno de la superconductividad. Después de haberse descubierto el fenómeno de la superconductividad se comenzó a experimentar con los elementos de la tabla periódica para ver si presentaban dicho fenómeno, fue de esta forma como, hasta ahora, se han encontrado más de veinte elementos químicos que son superconductores, de entre todos ellos el niobio es el que tiene la



temperatura de transición superconductora más alta, 9.2 K - (para el niobio la superconductividad fue descubierta en 1930). Debido a que, en elementos químicos las temperaturas de transición superconductora no excedían la temperatura de 10 K, se experimentó con aleaciones y compuestos, buscando superconductores que tuvieran temperaturas de transición superconductora más altas que las de los elementos de la tabla periódica, lográndose así obtener un número mayor de superconductores, los cuales presentan temperaturas de transición superconductora que varían desde algunos milikelvins, hasta la temperatura de transición superconductora más alta que se ha encontrado, y que pertenecen al compuesto  $Nb_3Ge$ , cuya temperatura de transición superconductora se encontró en el año de 1973, y es de 23.2 K.

El interés que se tiene, de buscar materiales superconductores con temperaturas de transición superconductora más altas que las de los superconductores conocidos hasta ahora, se debe a que en la actualidad se requieren temperaturas menores que 23.2 K para trabajar con superconductores. Para obtener estas temperaturas son necesarios procesos muy costosos, lo cual limita considerablemente la posible aplicación técnica de los superconductores.

Hoy en día, se siguen buscando nuevos superconductores que tengan temperaturas de transición superconductoras mayores que las ya conocidas, en este sentido, el objetivo del proyecto que se lleva a cabo en el Departamento de Física - de Materiales a Bajas Temperaturas del Instituto de Investigaciones en Materiales de la U.N.A.M., por el Dr. Víctor Manuel Chapela, es preparar muestras químicas que ayuden a determinar factores que afecten la superconductividad, y que ayuden a encontrar temperaturas de transición superconductoras más altas.

Para tener una mejor comprensión del fenómeno de la superconductividad, a continuación se presentan brevemente algunas de las teorías más importantes que han aparecido acerca de la superconductividad.

## 1.2 MODELO DE LOS "DOS-FLUIDOS"

En el año de 1934, Gorter y Casimir, haciendo un tratamiento termodinámico de la superconductividad, desarrollaron un modelo llamado de "dos-fluídos". De acuerdo a la teoría desarrollada por Gorter y Casimir, por debajo de la temperatura de transición superconductor los electrones de conducción se dividen en dos clases: una formada por "superelectrones" que pueden moverse a través del metal sin sentir ninguna resistencia y la otra, formada por electrones "normales", que al moverse a través del metal, experimentan resistencia tal como ocurre con electrones de conducción en un metal normal. Las dos clases diferentes de electrones tienen distintos niveles de energía, siendo el nivel más bajo de energía el ocupado por los superelectrones. Según la teoría de Gorter y Casimir a cero Kelvin todos los electrones de conducción se comportan como superelectrones y conforme aumenta la temperatura, algunos se comienzan a comportar como electrones normales, hasta llegar a la temperatura de transición superconductor, en la que todos los electrones de conducción se comportan como electrones normales. En particular, el modelo de los dos fluídos supone que en la fase superconductor, una fracción  $\omega$  de los electrones de conducción se comportan como super

electrones, mientras que la otra fracción de los electrones de conducción  $1 - \omega$  se comportan como electrones normales, por lo que la energía libre total por unidad de volumen de la fase superconductora estará dada por <sup>8</sup>

$$G_s(\omega, t) = a(1 - \omega)g_n(t) + b(\omega)g_s(t) \quad (1.1)$$

donde  $t$  es la temperatura,  $g_n(t)$  es la energía libre por unidad de volumen de los electrones normales y  $g_s(t)$  es la energía libre por unidad de volumen de los electrones superconductores;  $a(1-\omega)$  y  $b(\omega)$  son funciones de  $\omega$  que en particular Gorter y Casimir escogieron como

$$a(1-\omega) = (1-\omega)^\alpha$$

$$\text{y } b(\omega) = \omega$$

Aplicando la condición de equilibrio  $(\partial G/\partial \omega)_t = 0$  en la ecuación (1.1), y derivando  $G_s$  con respecto a la temperatura, Gorter y Casimir obtienen expresiones para la entropía y el coeficiente del calor específico de la fase superconductora dadas por

$$S_s(\omega, t) = \gamma T_c t^{(1+\alpha)/(1-\alpha)} \quad (1.2)$$

$$C_s(\omega, t) = \{(1+\alpha)/(1-\alpha)\} \gamma T_c t^{(1+\alpha)/(1-\alpha)} \quad (1.3)$$

donde  $\gamma$  es una constante y  $T_c$  la temperatura crítica de transición superconductora. El valor de  $\alpha$  se escoge para que las expresiones (1.2) y (1.3) se ajusten a las observaciones experimentales. Con  $\alpha = 1/2$  se obtiene

$$S_s(t) = \gamma T_c t^3 \quad (1.4)$$

$$C_s(t) = 3\gamma T_c t^3 \quad (1.5)$$

El modelo de los "dos-fluïdos" predice la variación de los calores específicos entre las fases superconductora y normal, interpretándola como el calor extra necesario para "evaporar" los superelectrones cuando aumenta la temperatura; sin embargo, como se puede ver de la ecuación (1.5), la expresión que obtienen Gorter y Casimir para el coeficiente del calor específico de la fase superconductora,  $C_s$ , es proporcional al cubo de la temperatura, lo cual es solo una aproximación ya que en realidad  $C_s$  depende exponencialmente de la temperatura, esto pone de manifiesto que el modelo de los "dos-fluïdos" es una teoría que solo tiene una validez semicuantitativa. A pesar de que el modelo de los "dos-fluïdos" no da una descripción precisa del fenómeno de la superconductividad, si ayuda a comprenderlo.

### 1.3 LA TEORIA DE LONDON

Antes del descubrimiento del efecto Meissner, Becker, Heller y Sauter analizaron las propiedades electrodinámicas de los conductores perfectos; en tales materiales los electrones no encuentran resistencia al movimiento, por lo que bajo la influencia de un campo eléctrico  $\bar{E}$  los electrones se acelerarán indefinidamente de acuerdo a la ecuación

$$m\dot{\bar{v}} = \bar{E}e \quad (1.6)$$

donde  $\bar{v}$  es la velocidad de los electrones,  $m$  su masa y  $e$  su carga eléctrica. Si hay  $n$  electrones por unidad de volumen moviéndose con velocidad  $\bar{v}$  entonces la densidad de corriente estará dada por

$$\bar{J} = ne\bar{v} \quad (1.7)$$

Derivando la ecuación (1.7) con respecto al tiempo y sustituyendo el resultado en la ecuación (1.6) se tiene

$$\bar{E} = \frac{m}{ne^2} \dot{\bar{J}} \quad (1.8)$$

Una de las ecuaciones de Maxwell es

$$\nabla \times \bar{E} = - \frac{1}{c} \dot{\bar{B}} \quad (1.9)$$

Aplicando el rotacional en ambos lados de la ecuación (1.8) y sustituyéndola en la ecuación (1.9) se tiene

$$\frac{mc}{ne^2} \nabla \times \dot{\bar{J}} + \dot{\bar{B}} = 0 \quad (1.10)$$

También de las ecuaciones de Maxwell se tiene

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{4\pi}{c} \bar{J} + \frac{1}{c} \dot{\bar{D}} \quad (1.11)$$

En la ecuación (1.11), a menos que la variación de los campos con respecto al tiempo sea muy rápida, se puede despreciar la corriente de desplazamiento  $\dot{\bar{D}}$  al compararla con  $\bar{J}$ , por lo que la ecuación (1.11) se puede escribir como

$$\nabla \times \bar{H} = \frac{4\pi}{c} \bar{J} \quad (1.12)$$

Suponiendo que un metal conductor perfecto se comporta como otros metales no-ferromagnéticos, no-magnéticos, es decir  $\mu=1$  entonces para un conductor perfecto la ecuación --

(1.12) se puede escribir como

$$\nabla \times \bar{\mathbf{B}} = \frac{4\pi}{c} \bar{\mathbf{J}} \quad (1.13)$$

Aplicando el rotacional en ambos miembros de la ecuación (1.13) y usando la identidad vectorial

$$\nabla \times \nabla \times \bar{\mathbf{B}} = \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{B}}) - \nabla^2 \bar{\mathbf{B}}$$

se tiene que

$$\nabla^2 \bar{\mathbf{B}} = - \frac{4\pi}{c} \nabla \times \bar{\mathbf{J}} \quad (1.14)$$

ya que de las ecuaciones de Maxwell  $\nabla \cdot \bar{\mathbf{B}} = 0$

Derivando con respecto al tiempo ambos miembros de la ecuación (1.14) y sustituyendo de la ecuación (1.10) el rotacional de  $\dot{\bar{\mathbf{J}}}$  se tiene que

$$\lambda^2 \nabla^2 \dot{\bar{\mathbf{B}}} = \dot{\bar{\mathbf{B}}} \quad (1.15)$$

donde

$$\lambda^2 \equiv \frac{mc^2}{4\pi ne^2} \quad (1.16)$$



El significado físico de la ecuación (1.15) es que el valor de  $\dot{\bar{B}}$  disminuye exponencialmente al penetrar la superficie de un conductor perfecto, es decir, que en el interior de un conductor perfecto la inducción magnética tiene un valor constante en el tiempo; sin embargo en el interior de un material superconductor no sólo se mantiene constante  $\bar{B}$  sino que  $\bar{B}$  es idéntico a cero (efecto Meissner).

Los hermanos Fritz y Heinz London en 1935 sugirieron que el comportamiento magnético de un superconductor podía ser descrito correctamente si la ecuación (1.15) no era aplicada solamente a  $\dot{\bar{B}}$  sino también a  $\bar{B}$ ; es decir

$$\lambda_L^2 \nabla^2 \bar{B} = \bar{B} \quad (1.17)$$

donde  $\lambda_L$  está definida por la ecuación (1.16) y es la distancia, dentro de un superconductor, a la cual la inducción magnética  $\bar{B}$ , decae hasta un valor  $\frac{1}{e} \bar{B}_s$ ; siendo  $\bar{B}_s$  el valor de la inducción magnética en la superficie del superconductor, y  $e$  la base de los logaritmos neperianos;  $\lambda_L$  es conocida como la profundidad de penetración de London.

Examinando el desarrollo mediante el que se llegó a la ecuación (1.15) se observa que se pudo haber derivado

(1.17) si se hubiera reemplazado  $\dot{\bar{B}}$  por  $\bar{B}$  en todas partes; si se hace lo anterior y se regresa paso a paso el mismo desarrollo, se llegará a la ecuación (1.10) que ahora tendrá la forma

$$\frac{mc}{ne^2} \nabla \times \bar{J} + \bar{B} = 0 \quad (1.18)$$

La última ecuación junto con la ecuación (1.8)

$$\bar{E} = \frac{m}{ne^2} \dot{\bar{J}}$$

son conocidas como las ecuaciones de London. La ecuación (1.8) describe la propiedad de los superconductores de tener una resistencia eléctrica nula, mientras que la ecuación (1.18) describe el diamagnetismo perfecto (efecto Meissner) que caracteriza a los superconductores.

Nótese que las ecuaciones de London no explican el porqué ocurre la superconductividad, solo son dos restricciones impuestas a las leyes de Maxwell del electromagnetismo para describir el comportamiento de los superconductores de acuerdo a lo que se ha observado de ellos experimentalmente.

Debe ponerse de manifiesto que la forma de la ecuación (1.17) fue solo una suposición, basada en las propiedades que se conocían de los superconductores, por lo que no se debe esperar que las ecuaciones de London, que se infirieron a partir de la ecuación (1.17), sean completamente exactas. De hecho estas ecuaciones solo son aproximaciones, aunque para muchos propósitos son suficientemente exactas. Por ejemplo, las ecuaciones de London predicen la existencia de la profundidad de penetración  $\lambda_L$ , que experimentalmente se corroboró; sin embargo los valores que se obtienen experimentalmente son mayores que los predichos por la teoría de London por un factor de dos o más.

#### 1.4 LA TEORIA DE GINZBURG-LANDAU

En 1950 Ginzburg y Landau desarrollaron una teoría fenomenológica, basada en una aproximación termodinámica. En el desarrollo de su teoría, Ginzburg y Landau hicieron uso de la mecánica cuántica para predecir los efectos del campo magnético en los superconductores.

La primera suposición de la teoría de Ginzburg y Landau es que el comportamiento de los electrones superconductores puede ser descrito por una función de onda efectiva  $\Psi$ , tal que

$$|\Psi|^2 = n$$

donde  $n$  es la densidad de electrones superconductores.

En ausencia de campo magnético, Ginzburg y Landau suponen que la densidad de energía libre del estado superconductor  $F_{so}$ , difiere de la densidad de energía libre del estado normal  $F_{no}$ , por una cantidad que puede ser desarrollada en serie de potencias de  $|\Psi|^2$ . Cerca de la temperatura de transición superconductor es suficiente tomar solamente los dos primeros términos de la serie, es decir

$$F_{so} - F_{no} = \alpha |\Psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\Psi|^4$$

donde  $\alpha$  y  $\beta$  son constantes.

Ginzburg y Landau, para encontrar la expresión de la densidad de energía libre total  $F_{sH}$ , en presencia de un campo magnético  $\bar{H}$ , le sumaron a  $F_{so}$  la energía  $H^2/8\pi$ , además si por alguna razón la función de onda  $\Psi$  no es constante en el espacio, sino que presenta un gradiente, entonces se debe de sumar a  $F_{so}$  la energía cinética debida a dicho gradiente y cuyo origen es el mismo que el del término de la energía cinética,  $(\hbar^2/2m)\nabla^2\Psi$ , que aparece en la ecuación de Schrodinger para una partícula de masa  $m$ . Esta última energía, en presencia de un campo  $\bar{H}$ , es expresada usando el formalismo de la mecánica cuántica, como la energía cinética de una partícula en presencia de dicho campo  $\bar{H}$ , y tiene la forma

$$\frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla\Psi - \frac{2e}{c}\bar{A}\Psi)^2$$

donde  $e$  es la carga del electrón,  $c$  la velocidad de la luz,  $\hbar$  la constante de Planck dividida por  $2\pi$  y  $\bar{A}$  es el poten-

cial vectorial magnético definido por  $\bar{H} = \nabla \times \bar{A}$ . Por lo tanto  $F_{sH}$  tendrá la forma

$$F_{sH} = F_{so} + \frac{H^2}{8\pi} + \frac{1}{2m} \left( -i\hbar \nabla \Psi - \frac{2e}{c} \bar{A} \Psi \right)^2$$

Minimizando la integral de volumen de  $F_{sH}$  para variaciones de  $\Psi$  y de  $\bar{A}$  se obtiene<sup>13</sup>

$$\frac{1}{2m} \left( -i\hbar \nabla - \frac{2e\bar{A}}{c} \right)^2 \Psi + \alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (1.19)$$

$$\frac{\nabla \times \bar{H}}{4\pi} = \frac{\bar{J}}{c} = \frac{eh}{imc} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{4e^2}{mc^2} |\Psi|^2 \bar{A} \quad (1.20)$$

que son conocidas como las ecuaciones de Ginzburg-Landau.

La primera ecuación permite calcular  $\Psi$  en la presencia del campo, mientras que la segunda ecuación da la distribución de las corrientes. En estas ecuaciones,  $\bar{H}$  es el campo interno, no el campo aplicado, y en principio se pueden determinar  $\bar{H}$  y  $\Psi$  a partir de las ecuaciones (1.19), (1.20) y de la ecuación que relaciona  $\bar{H}$  con  $\bar{A}$  ( $\bar{H} = \nabla \times \bar{A}$ ). Para campos magnéticos débiles el problema se puede resolver fácilmente y en particular para  $\Psi = \text{constante}$  la teoría se reduce a las ecuaciones de London. En general para campos magnéticos fuertes el problema solo se puede resolver por

métodos numéricos.

Ginzburg y Landau, de acuerdo a su teoría, obtienen una profundidad de penetración dependiente del campo magnético, y para el caso de películas delgadas obtienen una profundidad de penetración que depende del grosor de la película, ambos efectos concuerdan con la observación experimental y son elementos faltantes en la teoría de London. También Ginzburg y Landau predicen correctamente, que para películas de grosor mucho mayor que la profundidad de penetración de London  $\lambda_L$ , la transición del estado normal al superconductor es, desde el punto de vista termodinámico, una transición de fase de primer orden; mientras que para películas con grosor menor que  $\lambda_L$ , la transición del estado normal al superconductor es una transición de fase de segundo orden. Posiblemente el gran triunfo de la teoría de Ginzburg-Landau sea el de predecir la existencia de los superconductores tipo II. Ginzburg-Landau explican la existencia de los superconductores tipo II en base a la energía superficial que existe en la interfase de una región normal y una región superconductora. Para los superconductores en los que  $\lambda(t) \gg \xi(t)$  (donde  $\lambda(t)$  es la profundidad de penetración y  $\xi(t)$  se le conoce como longitud de coherencia <sup>1 2</sup>) Ginzburg y Landau encuentran que la energía superfi

cial es negativa y por lo tanto para valores de campos magnéticos mayores que cierto valor crítico,  $H_{c1}$ , es energéticamente favorable la aparición de regiones normales dentro del superconductor, a este estado se le llama el estado mezclado. A dicho tipo de superconductores se les conoce como superconductores tipo II. Para superconductores en los que  $\lambda(t) \ll \xi(t)$  Ginzburg y Landau encuentran que la energía superficial es positiva, por lo que energéticamente no es favorable la aparición del estado mezclado en dichos superconductores, conocidos como superconductores tipo I.

Debido a que el carácter electromagnético de las ecuaciones de Ginzburg y Landau es local y a que la función de onda  $\Psi$  debe variar lentamente en distancias del orden de  $\xi_0$  ( $\xi_0$  es la longitud de coherencia del metal puro), la validez de aplicación de la teoría de Ginzburg y Landau se reduce a temperaturas cercanas a  $T_c$ .



## 1.5 LA TEORIA BCS

Un conocimiento más profundo de la superconductividad fue logrado con el advenimiento de la teoría microscópica desarrollada en 1957 por: J. Bardeen, L.N. Cooper y J.R. Schrieffer de la Universidad de Illinois, y conocida como la teoría BCS.

La teoría BCS se basa en la idea de que en el estado superconductor existe una atracción electrón-electrón debida a la distorsión de la red cristalina, que causan los electrones al moverse a través del metal, de tal forma que al estarse moviendo un electrón en el metal, distorsiona la red cristalina produciendo un fonón que es absorbido por otro electrón, dando por resultado una atracción entre el par de electrones involucrados. Dependiendo de que tan fuerte es la atracción como para contrarrestar la repulsión coulombiana se producirá o no una atracción neta entre el par de electrones. A los electrones que se aparean mediante el proceso emisión-absorción fonónica se les conoce como pares de Cooper. En el año de 1956 Cooper discutió el problema de adicionar dos electrones a un metal cuando dicho metal se encuentra a una temperatura de 0 K, debido a que a dicha temperatura todos los estados electró

nicos por debajo de la energía de Fermi ( $E_f$ ) están ocupados y de acuerdo al principio de exclusión de Pauli, los dos electrones que se adicionan deben ocupar estados con energía mayor que la energía de Fermi, por lo que la suma de la energía cinética de ambos electrones debe ser mayor que  $2E_f$ ; sin embargo Cooper fue capaz de demostrar que al formarse un par de electrones de espines opuestos, y con momentos iguales y opuestos, la cantidad en que baja la energía potencial debido a la interacción atractiva de dicho par de electrones es mayor que la cantidad por la que es excedida la energía cinética de  $2E_f$ , por lo tanto la energía total de ambos electrones es menor que  $2E_f$ , formándose así un estado ligado.

El problema tratado por Cooper era aplicado solamente a la interacción de dos electrones; sin embargo en un metal hay del orden de  $10^{23}$  electrones de conducción por  $\text{cm}^3$  y no fue hasta 1957 cuando Bardeen, Cooper y Schrieffer fueron capaces de demostrar que el análisis realizado por Cooper, podía extenderse para aplicarlo al problema de la interacción de muchos electrones. La suposición fundamental de la teoría BCS es suponer que las únicas interacciones que importan en el estado superconductor son las que suceden entre cualesquiera dos electrones para formar un

par de Cooper, y que el efecto sobre cualquier par, de la presencia de todos los otros electrones es simplemente limitar, mediante el principio de exclusión de Pauli, aquellos estados que puede ocupar el par interactuante al ocurrir los procesos de dispersión, ya que al dispersarse no pueden ocupar cualquier estado, puesto que algunos de los estados estarán ocupados de antemano por los otros electrones.

La teoría BCS explica el efecto Meissner, la conductividad térmica, la atenuación ultrasónica y además explica la variación de los calores específicos entre las fases normal y superconductora en función de una brecha de energía, por otro lado da bases para el entendimiento del tunelaje entre superconductores. También a partir de la teoría BCS se encuentra una expresión para la temperatura de transición superconductora, dada por<sup>3</sup>

$$T_c = \theta_D \exp(-1/g) \quad (1.14)$$

donde

$\theta_D$  = Temperatura de Debye

$g$  =  $N(0)V$

con

$N(0)$  = Densidad de estados electrónicos en la superficie de Fermi.

$V$  = Elemento de matriz del potencial atractivo entre dos electrones.

Debido a que la teoría BCS es una teoría de "acoplamiento débil", es decir, una teoría que toma la atracción entre dos electrones para formar un par de Cooper como una atracción débil, la temperatura de transición superconductora obtenida por la teoría BCS solo es aplicable a materiales superconductores que presentan acoplamiento débil. En general los materiales que presentan acoplamiento débil tienen temperatura de transición superconductora pequeña.

De la expresión para  $T_c$  calculada por BCS (1.14), se puede ver que la temperatura de transición superconductora varía fuertemente con respecto a  $V$ . Desafortunadamente no hay cálculos teóricos precisos de  $V$ , por lo que no se puede esperar que la expresión para  $T_c$  dada por (1.14) sirva para predecir temperaturas de transición superconductora con exactitud; sin embargo para los superconductores conocidos se puede determinar  $N(0)V$  a partir de la temperatura de transición superconductora que se les haya medido. Los

valores de  $N(0)V$  que se han obtenido de esta forma concuerdan razonablemente bien con los valores de  $N(0)V$  que se han obtenido teóricamente.

Para los materiales que presentan "acoplamiento fuerte", es decir, la atracción entre electrones para formar pares de Cooper es fuerte, también se han obtenido teóricamente expresiones para la temperatura de transición superconductora, siendo una de las más conocidas la fórmula de Mcmillan, dada a conocer en 1968. La fórmula tiene la siguiente expresión<sup>9</sup>.

$$T_c = \frac{\theta_D}{1.45} \exp - \frac{1.04 (1+\lambda)}{\lambda - \mu^*(1 + 0.62\lambda)}$$

donde

$\theta_D$  = Temperatura de Debye

$\mu^*$  = Constante de acoplamiento Coulombiano

$\lambda$  = Constante adimensional de acoplamiento electrón-fonón

Los valores de la temperatura de transición superconductora, que se calculan con la fórmula de Mcmillan, para superconductores que presentan acoplamiento fuerte, concuerdan con las mediciones experimentales que se han hecho de dichas temperaturas de transición superconductora.

## CAPITULO 2

### DESARROLO EXPERIMENTAL

#### 2.1 METODO UTILIZADO PARA LA MEDICION DE $T_c$ .

En general existen tres propiedades de los superconductores que pueden ser utilizadas para medir la temperatura de transición superconductor y son: conductividad eléctrica, calor específico y susceptibilidad magnética. En cualquiera de las tres propiedades enunciadas arriba se pueden observar variaciones importantes al ocurrir la transición del estado -- normal al superconductor.

En el presente trabajo se aprovechó el cambio en la susceptibilidad magnética para medir la temperatura de transición:

Para observar el cambio en la susceptibilidad magnética de las muestras, se utilizaron dos bobinas cilíndricas, una dentro de otra, como se muestra en la figura (2).

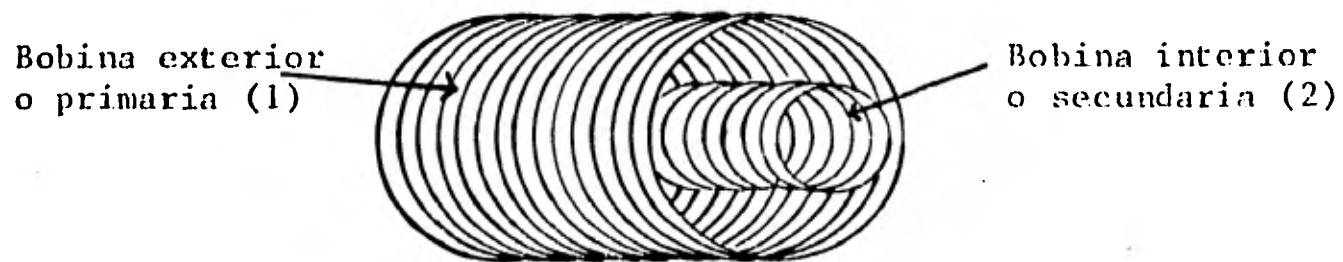


Fig. 2

Se sabe que el coeficiente de inductancia mutua entre dos bobinas tiene la siguiente expresi6n<sup>6</sup>

$$M = \frac{N_1 \Phi_{12}}{i_2} = \frac{N_2 \Phi_{21}}{i_1} \quad (2.1)$$

donde

$N_1$  = n6mero de vueltas de la bobina 1 6 exterior

$N_2$  = n6mero de vueltas de la bobina 2 6 interior

$i_1$  = corriente que pasa por la bobina 1

$i_2$  = corriente que pasa por la bobina 2

$\Phi_{12}$  = flujo de inducci6n magn6tica que atravieza la bobina 1 debido a la corriente que pasa por la bobina 2

$\Phi_{21}$  = flujo de inducci6n magn6tica que atravieza la bobina 2 debido a la corriente que pasa por la bobina 1

El flujo de inducci6n magn6tica se define como

$$\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{s} \quad (2.2)$$

Volviendo a las dos bobinas utilizadas, se tiene que - si se coloca la muestra dentro de la bobina interior, se ha ce pasar una corriente el6ctrica por la bobina 1 y se en-- fría hasta que ocurra la transici6n superconductor. Enton ces debido al efecto Meissner la muestra expulsa la induc--

ción magnética,  $\bar{B}$ , de su interior, por lo que el flujo de inducción magnética en la bobina interior, cambia de acuerdo a la ecuación (2.2) y así también cambia el coeficiente de inductancia mutua como lo indica la ecuación (2.1). El cambio en el coeficiente de inductancia mutua dependerá de la cantidad de la muestra que se tenga en el interior de la bobina secundaria.

Para los fines del presente trabajo no es necesario cuantificar el cambio en el coeficiente de inductancia mutua ya que solo interesa medir la temperatura a la que ocurre dicho cambio, que será por otro lado, la temperatura de transición superconductora de la muestra en cuestión.

La bobina interior utilizada consta en realidad de dos bobinas cilíndricas de igual radio, de igual número de vueltas y con el mismo eje; pero devanadas en sentidos contrarios (Fig. 3). Se escogió dicho arreglo de bobinas para que en ausencia de la muestra, o con la muestra teniendo una temperatura mayor que su temperatura de transición superconductora, el coeficiente de inductancia mutua fuera casi cero (teóricamente el coeficiente de inductancia mutua debe ser cero; pero en la práctica es imposible devanar dos bobinas exáctamente iguales).



El coeficiente de inductancia mutua para dos bobinas - cilíndricas, devanadas una sobre la otra, puede calcularse de la fórmula<sup>7</sup>

$$M = 1/2 \{M(\ell_1) - M(\ell_2) - M(\ell_3) + M(\ell_4)\} \times 1.13 \times 10^{-12} \text{ stathenrys} \quad (2.3)$$

donde

$$M(\ell_i) = \frac{4\pi^2 a^2 n_1 n_2}{10^9} \left[ \frac{r_i}{A} - 1 + \frac{a^2}{8A^2} \left( 1 - \frac{A^3}{r_i^3} \right) + \frac{a^4}{64A^4} \left( 1 + \frac{A^5}{r_i^5} - \frac{5A^7}{r_i^7} \right) + \dots \right]$$

con  $A > a$  y  $r_i^2 = \ell_i^2 + A^2$ ;  $i = 1, 2, 3, 4$

siendo

$A$  = radio de la bobina 1, dado en cm.

$a$  = radio de la bobina 2, dado en cm.

$n_1$  = número de vueltas por cm. de la bobina 1

$n_2$  = número de vueltas por cm. de la bobina 2

$2m_1$  = longitud, en cm., de la bobina 1

$2m_2$  = longitud, en cm., de la bobina 2

$s$  = distancia axial, dada en cm., entre los centros de las dos bobinas.

$$\ell_1 = s + m_1 + m_2$$

$$\ell_2 = s + m_1 - m_2$$

$$l_3 = s - m_1 + m_2$$

$$l_4 = s - m_1 - m_2$$

En el caso particular del que se ocupa el presente trabajo es de interés conocer la inductancia mutua existente entre la bobina primaria (exterior) y una sola de las bobinas secundarias (interiores). La razón por la que se tomó en cuenta una sola de las bobinas secundarias es para conocer la inductancia mutua máxima que ocurriría si una muestra apantallara completamente una de las bobinas secundarias.

Si llamamos 1 a la bobina primaria y 2 a una sola de las bobinas secundarias y se sustituyen los datos de dichas bobinas (los datos están dados en la Fig. 3) en la ecuación (2.3), se tiene que el coeficiente de inductancia mutua es:

$$M = 0.55 \times 10^{15} \text{ stathenrys}$$

El valor del coeficiente de inductancia mutua encontrado está dentro del intervalo de valores que puede medir el puente de inductancia mutua que se usó. El puente de inductancia mutua que fue usado, puede medir coeficientes de inductancia mutua dentro de un intervalo de valores que va, desde  $10^{11}$  stathenrys hasta  $10^{21}$  stathenrys.

## 2.2 DESCRIPCION DEL DISPOSITIVO UTILIZADO

Dentro de las bobinas secundarias, con el objeto de medir la temperatura y de controlarla se encuentran: papel resistivo que sirve como calentador, dos resistores Allen-Bradley de  $47\Omega$  (a temperatura ambiente) como termómetros, pelusa de cobre para uniformizar la temperatura dentro de las bobinas y además la muestra. La distribución se puede ver en la figura 3.

El papel resistivo utilizado se construyó barnizando una hoja de papel bond con "electrodag". Con el papel resistivo se hizo un cilindro de 3 cm. de largo por 0.6 cm. de diámetro, y el valor de la resistencia que se le midió al cilindro, de un extremo a otro, fue de  $6.9\text{ K}\Omega$ . El papel resistivo fue utilizado para calentar el interior de las bobinas secundarias (Fig.3) y así poder controlar la temperatura dentro de las mismas. Se controló la temperatura con la ayuda de un controlador de temperatura.

Uno de los dos resistores Allen-Bradley, que se colocaron dentro de las bobinas secundarias, se utilizó como sensor para el controlador de temperatura (Fig.3,B). Para que la respuesta, del controlador de temperatura, a cambios de

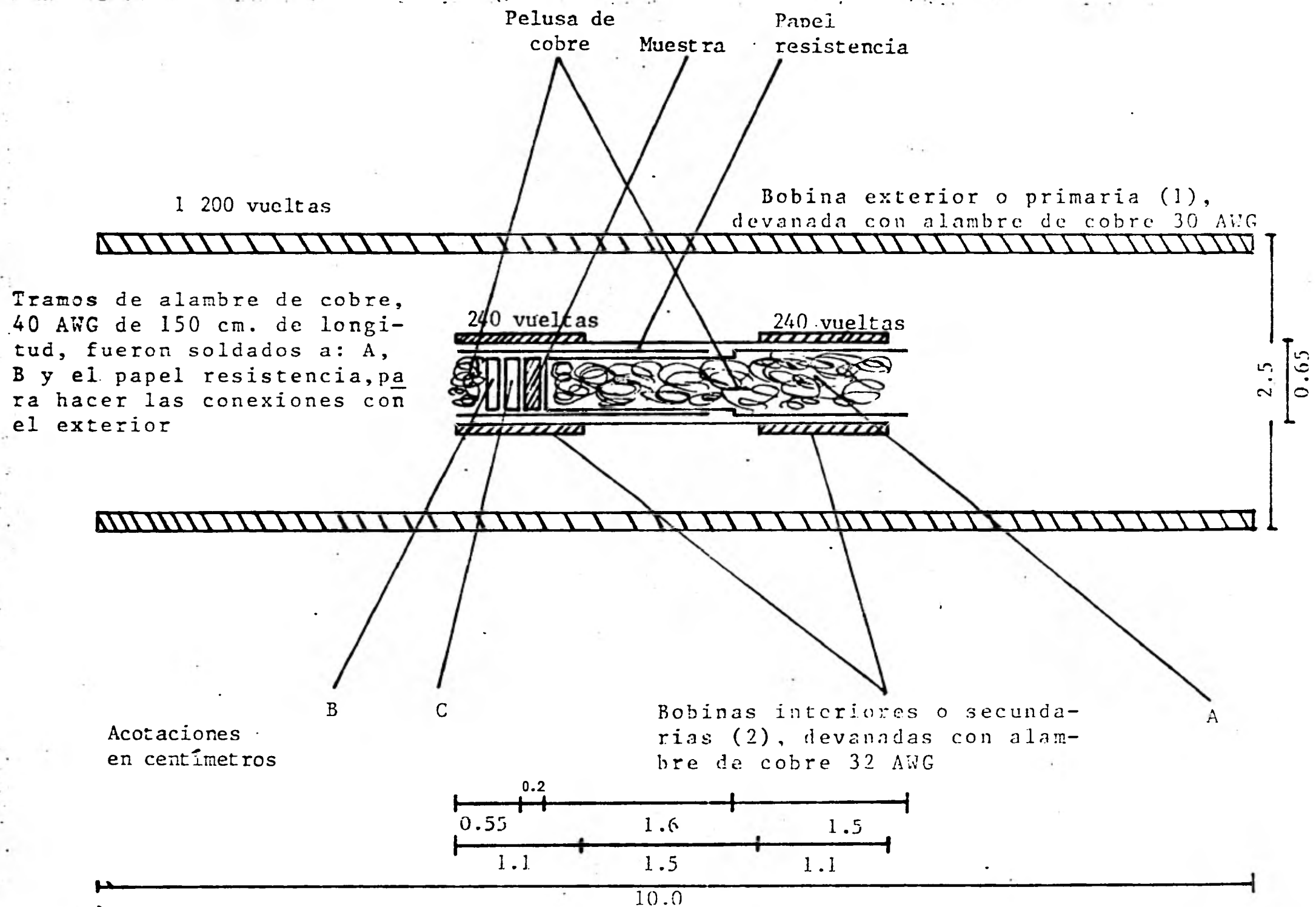


Fig. 3. A.- Portamuestras. B.- Resistencia de  $70\Omega$  (temperatura ambiente), termómetro para el controlador de temperaturas. C.- Resistencia de  $47\Omega$  (temperatura ambiente), termómetro utilizado para medir la temperatura durante los experimentos.

temperatura fuera más rápida, se le quitó el recubrimiento al resistor, lográndose así tener un mejor contacto térmico entre el resistor y el interior de las bobinas secundarias, consiguiéndose de esta forma que el controlador de temperatura detectara más rápidamente los cambios de temperatura. Aunque se usó un resistor de  $47\Omega$  (a temperatura ambiente), al quitarle el recubrimiento el valor de su resistencia aumentó a  $70\Omega$  (a temperatura ambiente). A cada uno de los extremos del resistor se le pegaron dos contactos con pintura de plata, por medio de los que se conectó el resistor al controlador de temperatura, aparato del que se hablará más adelante. El otro resistor, también Allen-Bradley de  $47\Omega$  (a temperatura ambiente), fue el que se utilizó para medir las temperaturas a las que ocurrían las transiciones, es decir, fue el termómetro que se usó para realizar los experimentos (Fig.3,C). Debido al uso que se le dió al resistor fue menester no modificar el valor de su resistencia (a una temperatura dada), para poder hacer uso de la curva de calibración de temperatura contra resistencia que se muestra en la figura 4, y que fue obtenida por el "Centre de Recherches sur les Tres Basses Temperatures" perteneciente al "Centre National de la Recherche Scientifique" ubicado en Grenoble, Francia. La curva de calibración de temperatura contra resistencia fue obtenida para

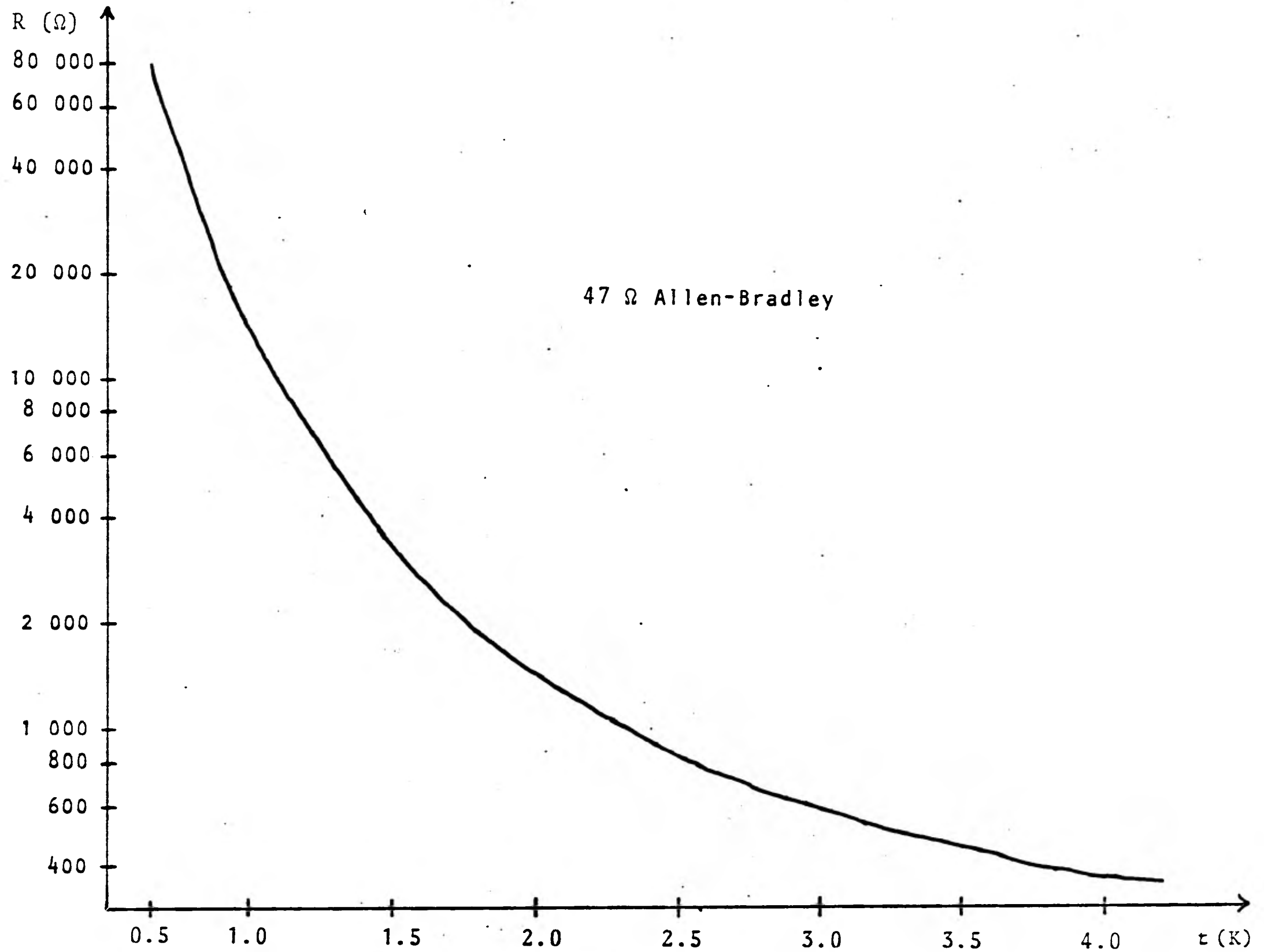


Fig. 4

un grupo de resistores Allen-Bradley de  $47\Omega$ , al cual pertenece el resistor que se utilizó. Para no modificar el valor de la resistencia (a una temperatura dada) del resistor utilizado, no se le quitó a éste el recubrimiento y solo se le pegaron dos contactos, en cada extremo, con pintura de plata. Por medio de dichos contactos se midió la resistencia del resistor.

Para evitar cortos circuitos todos los contactos de las dos resistencias fueron cubiertos por una capa de barniz "General Electric 7031" que resiste temperaturas bajas sin resquebrajarse, es buen conductor térmico y además buen aislante eléctrico.

La pelusa de cobre se utilizó para uniformizar la temperatura dentro de las bobinas secundarias por lo que se llenó el espacio vacío dentro de dichas bobinas con esta pelusa. Se escogió el cobre por ser un buen conductor térmico. Para disminuir los efectos de las corrientes inducidas (corrientes de Eddy) por los campos magnéticos de las bobinas se usó cobre en forma de pelusa. Debido a que las corrientes de Eddy producen aumentos de temperatura no deseados y campos magnéticos espúreos, se trata de disminuir dichos efectos con el uso de pelusa de cobre.

La parte A del relleno de las bobinas secundarias (Fig. 3) es en realidad el portamuestras, que se construyó con un cilindro de papel relleno de pelusa de cobre y en la base del cilindro se enrolló masking-tape que sirvió como tapa, de tal forma que el portamuestras podía entrar y salir de las bobinas secundarias llevando las muestras. Las dimensiones del portamuestras están dadas en la figura 5.

El espacio vacío entre las bobinas secundarias y la bobina primaria se llenó de algodón y se protegió todo el arreglo pegando con barniz "General Electric 7031" papel bond alrededor de la bobina exterior, hasta alcanzar un diámetro de 2.5 cm. Una vez hecho lo anterior se unió todo a un tubo de acero inoxidable de pared delgada mediante masking-tape. Se usó el tubo de acero inoxidable para disminuir la transmisión de calor al helio líquido. Por el interior del tubo se pasaron los alambres de cobre que se usaron para conectar el dispositivo de las bobinas con los aparatos electrónicos que se utilizaron para realizar las mediciones. En el extremo del tubo por donde se pasaron dichos alambres se hizo un tapón de resina epóxica para evitar que se introdujera aire al interior del Dewar (el Dewar se describe a continuación).



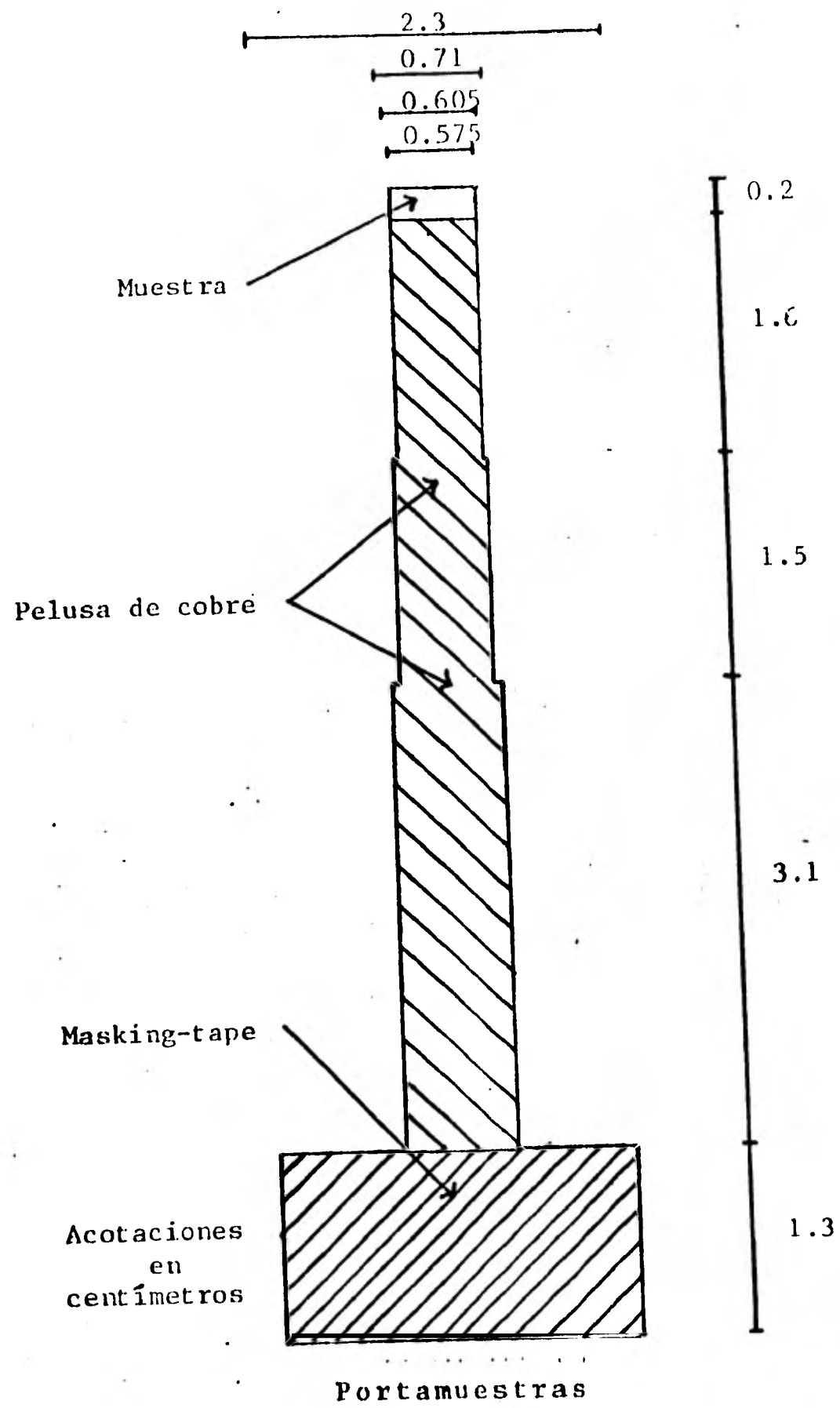


Fig. 5

### 2.3 DEWAR

El Dewar utilizado se muestra en la figura 6, y sus principales componentes son:

- Pantalla externa a temperatura ambiente
- Pantalla interna a temperatura de nitrógeno líquido
- Contenedor de helio líquido

Al espacio vacío entre la pantalla de cobre y la pantalla externa se le hace un vacío de  $10^{-5}$  torr mediante un sistema de vacío, consistente de una bomba mecánica y una bomba de difusión. Debido a que la pantalla de cobre está oradada existe el mismo vacío de  $10^{-5}$  torr entre la pantalla de cobre y el contenedor de helio líquido. Al transferir nitrógeno líquido al contenedor de nitrógeno líquido (Fig. 6,C) del Dewar se origina un criobombeo que mejora el vacío. La pantalla de cobre reduce la radiación de calor hacia el contenedor de helio líquido.

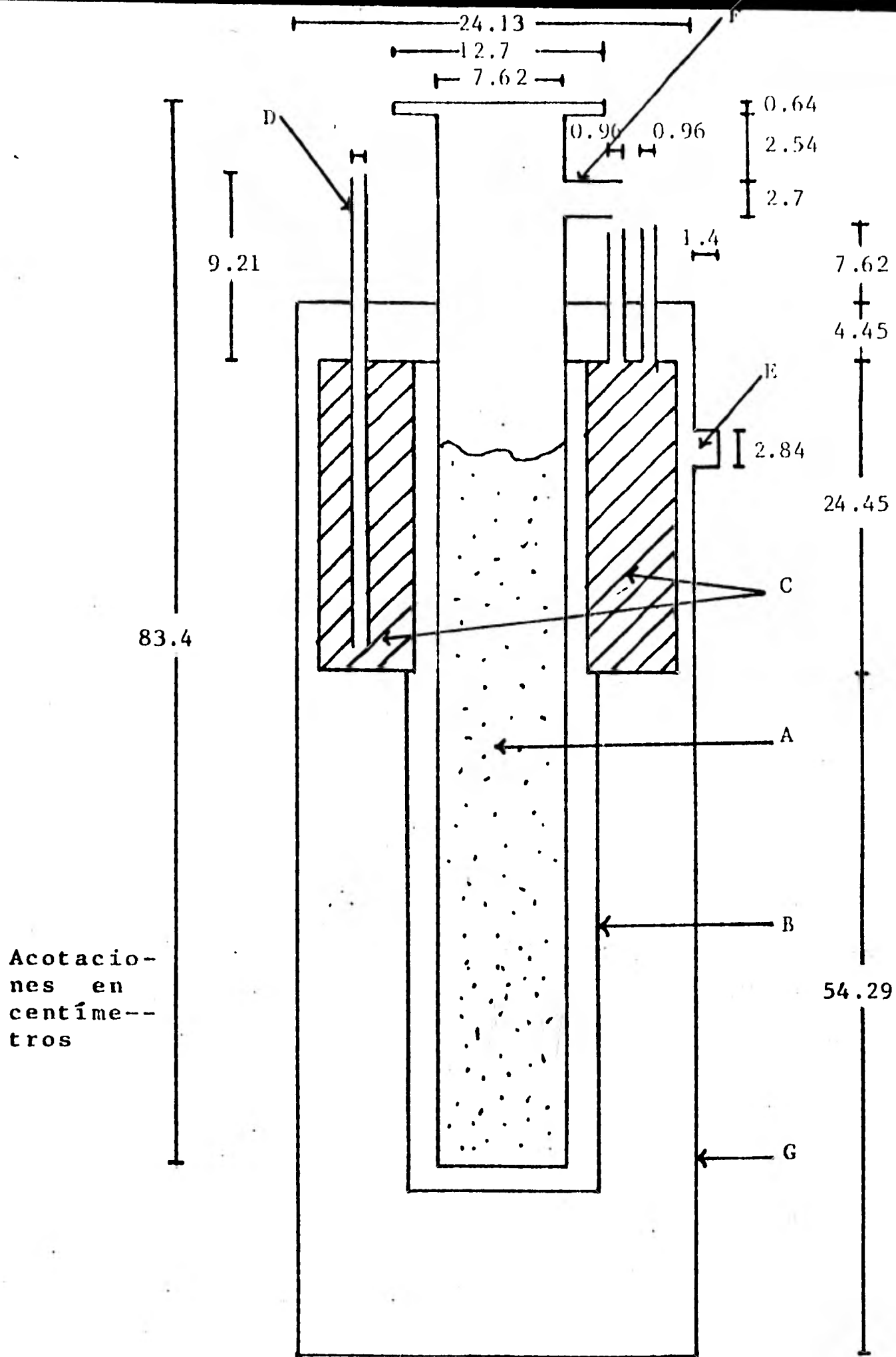


Fig. 6

- A.- Helio líquido
- B.- Pantalla de cobre a temperatura de nitrógeno líquido
- C.- Nitrógeno líquido
- D.- Tubo para el llenado de nitrógeno líquido
- E.- Válvula para hacer vacío
- F.- Recuperación de helio gas
- G.- Pantalla externa a temperatura ambiente

## 2.4 TAPA DEL DEWAR

Se diseñó la tapa de latón para el Dewar, de tal forma que fuese posible subir o bajar la muestra según se deseara ( se sube o se baja la muestra para poder controlar su temperatura ). Las características de la tapa se muestran en la figura 7.

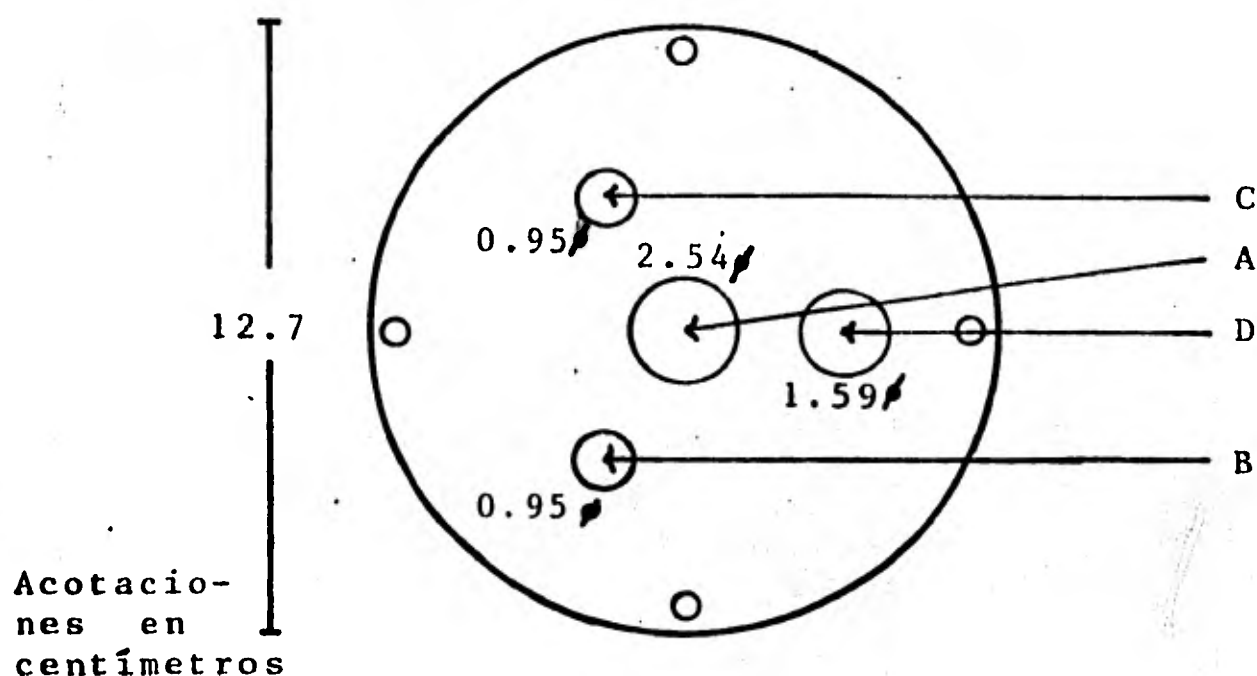


Fig. 7

- A.- "Quick-fit" para el dispositivo de las bobinas (por el "quick-fit" puede salir el dispositivo sin necesidad de quitar la tapa).
- B.- "Quick-fit" para transferencia de helio líquido.
- C.- "Quick-fit" para medir el nivel de helio.
- D.- Tubo de cobre conectado a la bomba hermética de 1200 HP, marca Alcatel. Esta bomba sirve para bajar la presión del vapor del helio, y de esta forma disminuir la temperatura.

## 2.5 MANOMETRO

Se construyó un manómetro con tubo de vidrio pyrex de 10 mm. de diámetro exterior y 8 mm. de diámetro interior. Se usó el manómetro para medir la presión de vapor del helio líquido. Se mide la presión de vapor del helio líquido para calibrar el resistor que sirve como termómetro. Las características del manómetro se muestran en la figura 8.

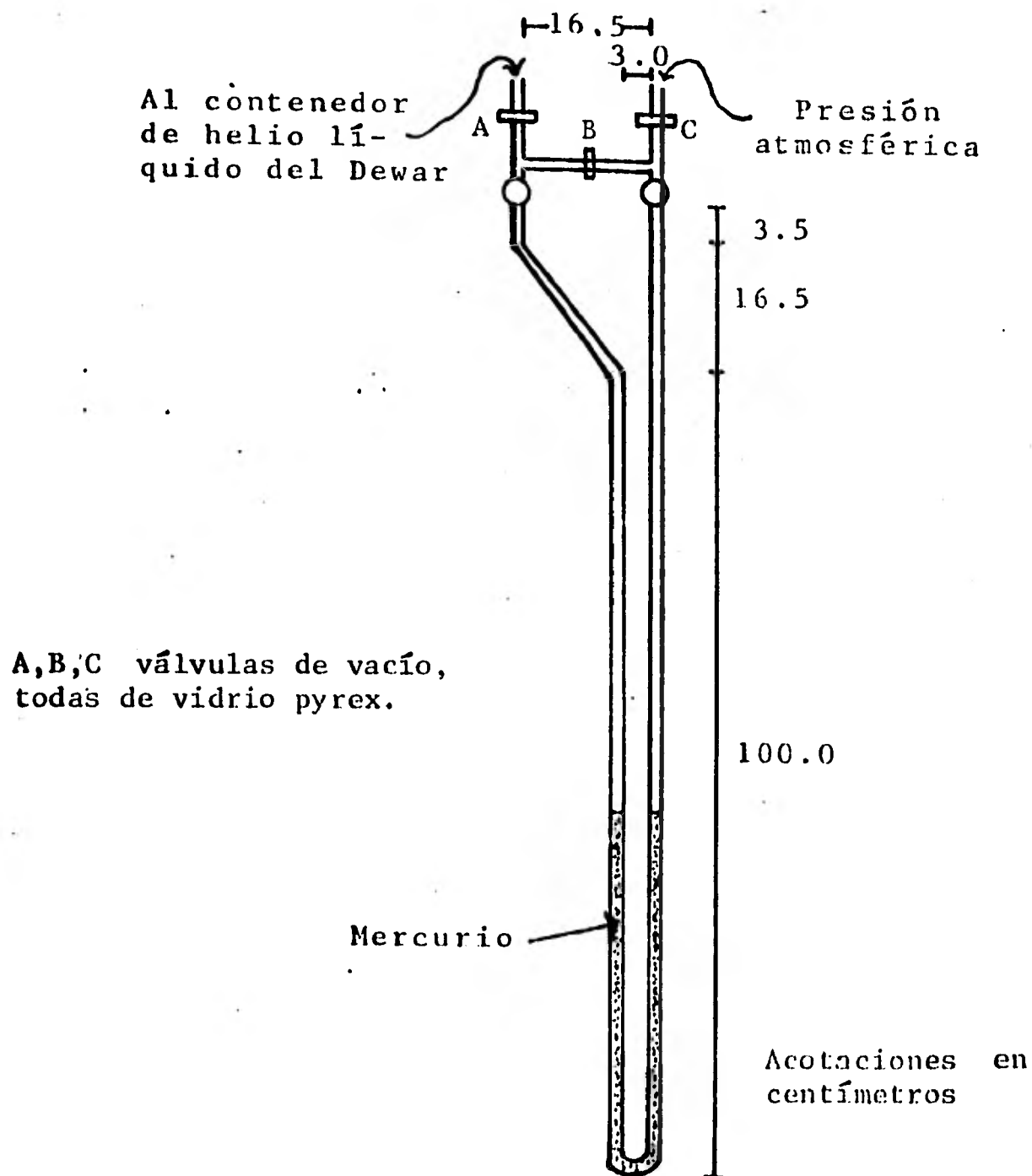


Fig. 8

## 2.6 APARATOS ELECTRONICOS

En la figura 9 se muestran, en un diagrama de bloques, los aparatos electrónicos que fueron usados, así como la forma en que se conectaron.

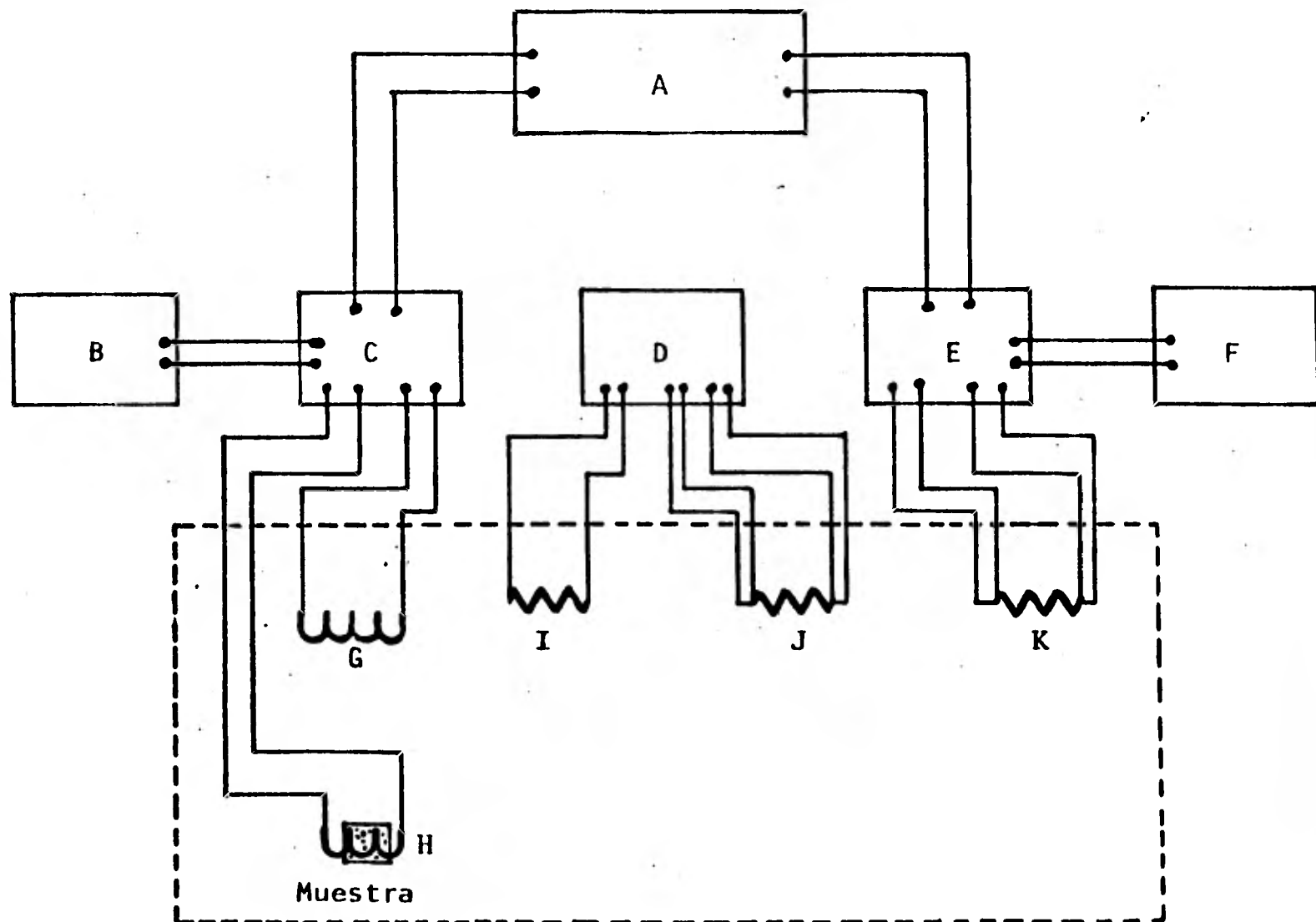


Diagrama de Bloques

Fig. 9

- A.- Grificadora 7004 BX-Y Recorder Hewlett-Packard.
- B.- Década de resistencias de 100 KΩ.
- C.- Puente de inductancia mutua construido en el Instituto

de Investigaciones en Materiales de la U.N.A.M. por el Dr. Faure.

- D.- Cryogenic Temperature Controller Modelo DTC-500, Lake Shore Cryotronics, Inc.
- E.- 530 Type-All-System Keithley Instruments.
- F.- Década de resistencias de 10 K $\Omega$ .
- G.- Bobina primaria (de cobre)
- H.- Bobinas secundarias (de cobre)
- I.- Papel resistivo de 6.9 K $\Omega$ .
- J.- Resistor de 70  $\Omega$ .
- K.- Resistor de 47  $\Omega$ .

El puente de inductancia mutua (Fig. 9,C) sirvió para medir el cambio en el coeficiente de inductancia mutua, cuando la muestra sufría la transición superconductora y se conectó al eje "Y" de la graficadora. Conectada al puente, se encuentra una década de resistencias de 100 K $\Omega$  que se usó para balancearlo.

El "Type-All-System" se utilizó para medir la resistencia del resistor que se usó como termómetro. La salida del "Type-All-System" se conectó al eje "X" de la graficadora. Se conectó una década de resistencias de 10 K $\Omega$  al "Type-All-System" para calibrar el intervalo de temperaturas en el -

que se trabajó.

El papel resistivo, así como el resistor de  $70 \Omega$  fueron conectados al controlador de temperatura (Fig. 9,D), - el primero como el calentador y el segundo como el sensor de temperaturas.



## CAPITULO 3

### OBTENCION DE RESULTADOS

#### 3.1 FUNCIONAMIENTO DEL ARREGLO EXPERIMENTAL

Para determinar la temperatura de transición superconductora de una muestra, se necesita contar con temperaturas bajas, con los aparatos electrónicos debidamente conectados y ajustados, y con un termómetro calibrado para la determinación de las temperaturas. A continuación se hará una descripción de los pasos seguidos para llevar a la muestra hasta las temperaturas deseadas, así como del funcionamiento del arreglo experimental y de la calibración del termómetro.

Primeramente se coloca la muestra a la que se le quiere medir la temperatura de transición superconductora dentro de las bobinas secundarias, se mete el dispositivo de las bobinas dentro del Dewar, se conectan todos los aparatos electrónicos al dispositivo de las bobinas (todas las conexiones se hicieron de tal forma que únicamente se necesitó un solo conector) y se revisa que todos los "quick-fits" estén bien apretados. A continuación se pre-enfría,

con nitrógeno líquido, el Dewar, llenando completamente el contenedor de nitrógeno líquido (Fig.6,C). Se espera el -- tiempo suficiente para que el contenedor de helio líquido - llegue a temperatura de nitrógeno líquido (aproximadamente tres horas), y mientras se espera se encienden los aparatos electrónicos.

Se conecta a la corriente el "Type-All-System" (Fig.-- 10), se enciende el interruptor de la fuente de corriente, el de potencia y el del voltímetro digital. Se coloca el - selector de función (Fig.10,C) en "standby" y se ajusta el - cero del voltímetro mediante un tornillo que se encuentra - en la parte posterior del aparato. Se escoge la corriente - que se va a utilizar mediante los controles de la fuente de corriente (Fig.10,B). Para los experimentos que se hicie-- ron se usó una corriente de  $9 \mu\text{A}$ . Se escoge la escala del voltímetro mediante el selector de escalas (Fig.10,F), que para el caso de los experimentos realizados fue de 100 mV, y se coloca el selector de función en  $V_{\text{REV}}$  o en  $V_{\text{FWD}}$  (se usó en  $V_{\text{REV}}$ ).

El selector de sonda (Fig.10,D) se coloca en A, ya que se hicieron las conexiones de tal forma, que en sonda A se conectó el resistor que se usó como termómetro y en sonda B

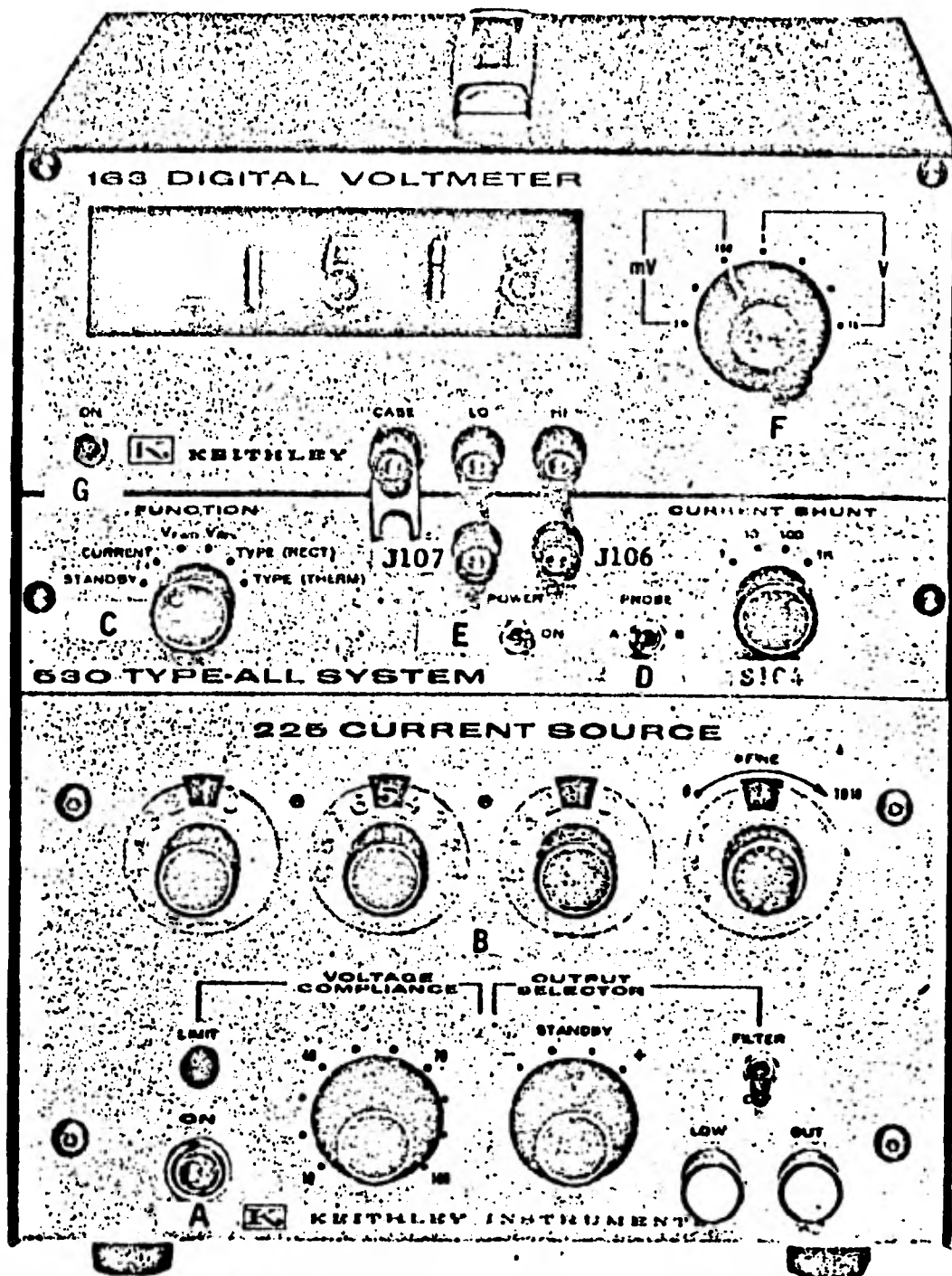


Fig. 10

- A.- Encendido del aparato
- B.- Controles de la fuente de corriente
- C.- Selector de función
- D.- Selector de sonda
- E.- Interruptor de potencia
- F.- Selector de escala del voltímetro
- G.- Encendido del voltímetro

se conectó la década de resistencias que se usó para calibrar el intervalo de temperaturas en el que se trabajó.

Se enciende el puente de inductancia mutua y se siguen los siguientes pasos para balancearlo:

- 1.- Se coloca el selector del generador de ondas senoidales (GBF) en la posición  $F_2-Q$  (200 Hz.); se hace notar que tarda unos treinta segundos en estabilizarse.
- 2.- Para todos los puntos, se verifica que el piloto que indica saturación no esté encendido, si está encendido de disminuye la ganancia del amplificador.
- 3.- Se coloca, con los selectores de valor y escala, el nivel de excitación (GBF) en la posición que se necesite para tener una sensibilidad adecuada en los indicadores (se usó en 4 Vc/c).
- 4.- Se selecciona la escala adecuada para que el indicador de fase no esté saturado en ningún lado de la escala (se usó la escala más baja que es de 0.1 mH).
- 5.- Se balancea el puente con la ayuda de la década de resistencias, el indicador de fase debe estar en cero. Si no se logra balancear el puente, se cambia de posición el selector (+/-) que se encuentra en el puente.
- 6.- Se coloca el selector del control de cuadratura (AQB)

en posición fuera (without).

- 7.- Se selecciona la constante de tiempo del detector síncrono  $\pi/2$  más adecuada, para poder detectar los cambios del indicador de cuadratura (la constante que se usó fue de 0.1 segundos).
- 8.- Se ajusta el detector síncrono (D.S.) de tal manera que el indicador de cuadratura no modifique su lectura cuando se cambia el valor de la década de resistencias.
- 9.- Se coloca el selector del control de cuadratura (AQB) en posición manual y se gira el cuadrante (dial) hasta lograr que el indicador de cuadratura marque cero.
- 10.- Se coloca el selector del control de cuadratura (AQB) en posición auto. El indicador de cuadratura debe indicar cero en un tiempo que depende del seleccionado en el detector síncrono  $\pi/2$  (D.S. $\pi/2$ ), si en lugar de ir hacia cero la aguja del indicador de cuadratura se va hacia cualquiera de los extremos, se cambia la posición del interruptor  $\pm\pi$  que se encuentra en el detector síncrono  $\pi/2$ .

Se enciende la bomba hermética (Fig. 7,D). Se enciende la graficadora XY; se escoge la escala adecuada tanto para "X" (eje de la temperatura) como para "Y" (eje del coeficiente de inductancia mutua). Las escalas usadas para la

"X" fueron: 1,2 y 10 mV/plg, y para la "Y" fue de 2 mV/plg. Se ajusta el eje de las abscisas de tal forma que el intervalo de temperaturas en el que se quiera trabajar quede contenido en la hoja de la graficadora. El eje de las ordenadas se ajusta para que, cuando el indicador de fase del puente de inductancia mutua marque cero, la plumilla de la graficadora se encuentre en la parte inferior de la hoja de la graficadora.

Con el objeto de calibrar el intervalo de temperaturas en el que se va a trabajar se coloca el eje "X" de la graficadora en 10 mV/plg y al "Type-All-System" se le coloca en sonda B. Con la década de resistencias que está conectada al "Type-All-System", en sonda B, se hacen marcas en el papel de la graficadora para distintos valores de resistencias, de tal forma que se abarque todo el papel. En los experimentos que se realizaron se hizo una marca en el papel de la graficadora cada 200  $\Omega$ , desde 400  $\Omega$  hasta 3 400  $\Omega$ . En los experimentos realizados se calibró el intervalo de temperaturas en el que se trabajó también para las escalas de 1 y 2 mV/plg (la calibración de estas escalas se hizo en forma análoga a lo hecho para la escala de 10 mV/plg.). Se puede calibrar el intervalo de trabajo para otras escalas; pero en los experimentos realizados, se observó que las escalas de

1,2 y 10 mV/plg eran las más apropiadas (en los experimentos que se realizaron se usó la escala de 10 mV/plg para localizar la transición superconductor de la muestra. Una vez localizada la transición se usó alguna de las escalas de 1 ó 2 mV/plg para graficar dicha transición). Teniendo ya calibrado el intervalo de temperaturas en el que se va a trabajar se coloca el selector de sonda del "Type-All-System" en sonda A, ya que en sonda A está conectado el resistor que se usó como termómetro.

Se enciende el controlador de temperatura y se coloca el selector de "set point" en 0.0, el de "Gain" en 100, el de "auto reset" en Max. y el de "Max Heater-amp" en 10.

Teniendo ya el Dewar a temperatura de nitrógeno líquido se le transfiere helio líquido hasta llenar aproximadamente las cuatro quintas partes del vaso de helio líquido. Antes de transferir el helio líquido se debe abrir la válvula de recuperación (Fig. 6) para que pueda salir el helio que se esté evaporando al realizar la transferencia.

Para poder controlar la temperatura de la muestra se sube el dispositivo de las bobinas hasta que quede justamente por arriba de la superficie del helio líquido, de esta

forma y con la ayuda del controlador de temperatura se puede subir la temperatura de la muestra por arriba de 4 K, -- sin necesidad de evaporar demasiado helio líquido. Para enfriar la muestra se bombea para bajar la presión de vapor del helio líquido y así disminuir la temperatura.

Se bombea para bajar la temperatura, hasta encontrar la transición superconductora de la muestra (si la hay dentro del intervalo de temperaturas que se puede alcanzar, 1.5 K a 15 K), habiendo encontrado la transición se selecciona la escala más apropiada del eje "X" de la graficadora y se procede a graficar la transición. Para graficar la transición se sube y se baja la temperatura alrededor de la temperatura de transición. En los experimentos que se realizaron se graficaron al menos seis transiciones para cada muestra, tres aumentando la temperatura y tres disminuyéndola.

Toda vez que sea necesario cambiar la hoja de la graficadora se deben calibrar las escalas del eje "X" de la graficadora que se vayan a usar.

Para cambiar la muestra se cierra la válvula de recuperación (Fig. 6), se saca el dispositivo de las bobinas del Dewar, se cambia la muestra a la que ya se le midió la tempe



ratura de transición superconductora por la nueva muestra, y se vuelve a meter el dispositivo al Dewar, asegurándose que queden bien cerrados todos los "quick-fits". Con la nueva muestra dentro del dispositivo de las bobinas se busca la transición superconductora de dicha muestra y se grafica (si se encuentra) la transición en la misma forma en que se hizo para la muestra anterior.

### 3.2 CALIBRACION DEL TERMOMETRO

Para poder determinar la temperatura de transición superconductora de las muestras que se midan es necesario calibrar el resistor Allen-Bradley de  $47 \Omega$  que se usó como termómetro (este resistor será denominado de ahora en adelante resistor-termómetro). Para calibrar el resistor termómetro por debajo de 4 K se usó una gráfica standard de presión de vapor del helio líquido contra temperatura (Fig. 11), y para calibrarlo por arriba de 4 K se utilizaron las temperaturas de transición superconductora del plomo, del niobio y del  $\text{GaV}_3$  como puntos de calibración.

Para calibrar el resistor-termómetro por debajo de 4 K es necesario obtener una gráfica en la que se relacionen la presión de vapor del helio líquido con la resistencia del resistor-termómetro. Para la obtención de dicha gráfica y teniendo helio líquido dentro del Dewar, se baja el dispositivo de las bobinas de tal forma que quede por debajo de la superficie del helio líquido, se cierra la válvula de recuperación y se comienza a bombear para bajar la temperatura, para bombear se abre la válvula de vacío, figura 7 (debido a que el nivel de helio líquido baja al estar bombeando, es necesario verificar que el dispositivo de las bobinas se encuentre

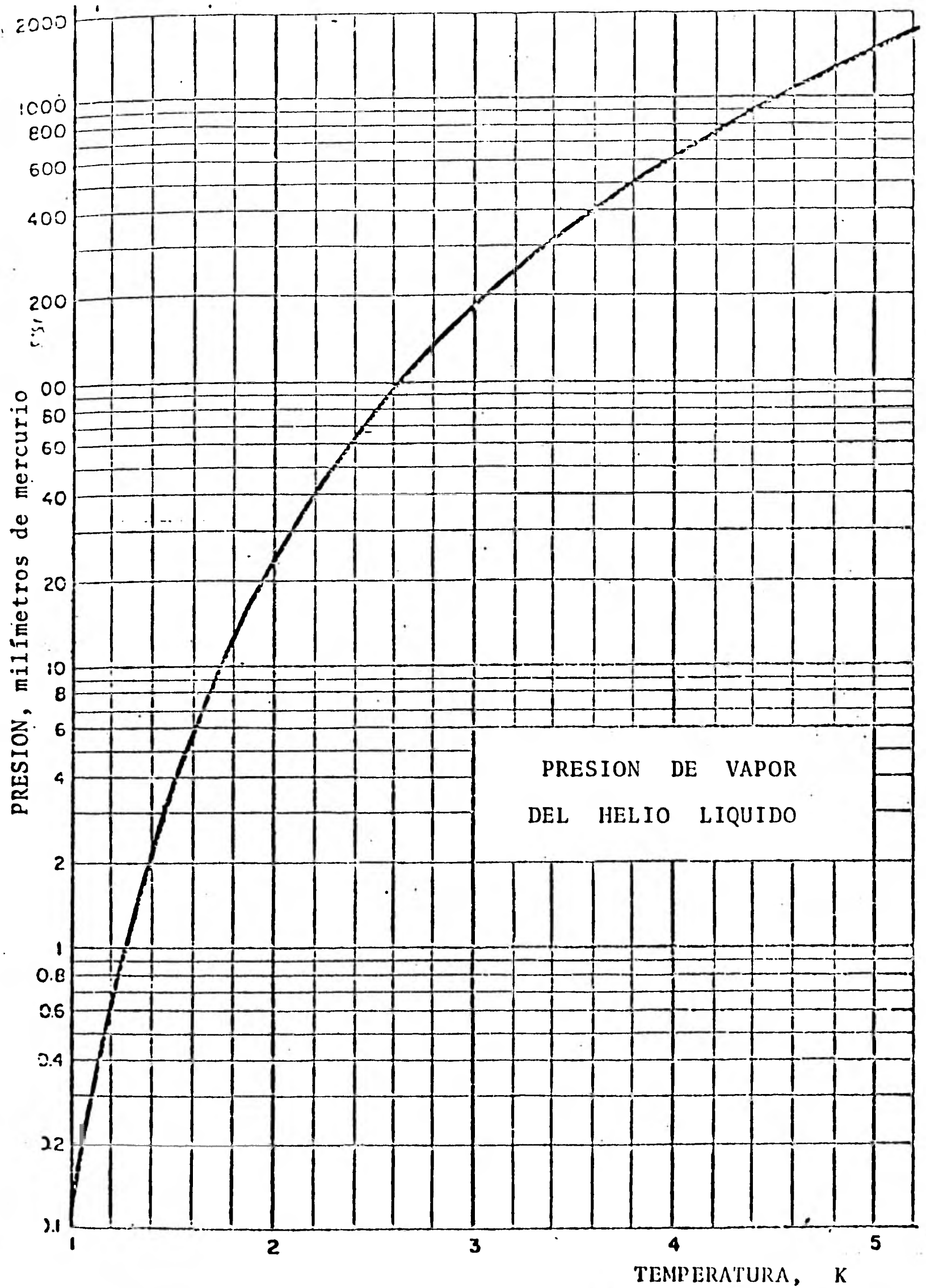


Fig. 11

completamente inmerso en helio líquido durante el experimento). Se espera hasta que la diferencia de alturas entre las dos columnas de mercurio del manómetro sea de 580 mm (aproximadamente 40 minutos). Se espera hasta que haya esta diferencia de alturas porque bombeando con la bomba hermética es la máxima diferencia de alturas que se puede alcanzar. Mientras se bombea se coloca la escala del eje "X" de la graficadora en 10 mV/plg. Para mayor claridad en los datos que se obtengan es recomendable colocar una hoja limpia en la graficadora, por lo que es necesario calibrar el intervalo de temperaturas en el que se va a trabajar para la escala de 10 mV/plg.

Teniendo una diferencia de alturas de 580 mm. entre las dos columnas de mercurio, se coloca el "Type-All-System" en sonda A y se cierra la válvula de vacío. Debido a que el helio se está evaporando aumenta la presión y la diferencia de alturas entre las columnas de mercurio disminuye. Conforme va disminuyendo la diferencia de alturas entre las dos columnas de mercurio, se van haciendo marcas en el papel de la graficadora, de tal forma que al momento de hacer la marca en el papel se cierra la válvula A del manómetro (Fig. 8), y la diferencia de alturas que haya entre las dos columnas de mercurio en ese momento se anota en el papel, de tal manera

que para distintos valores de presión se tienen los valores correspondientes de la resistencia del resistor-termómetro. En los experimentos realizados se iban haciendo marcas conforme iba cambiando en una unidad la lectura de la pantalla del "Type-All-System". Las marcas se hacen hasta que las columnas de mercurio llegan a tener una diferencia de alturas igual a cero (presión atmosférica).

Para calibrar el resistor termómetro por arriba de 4 K se graficaron las transiciones superconductoras del plomo, niobio y  $GaV_3$ . Se graficaron estas transiciones conforme a lo descrito en la sección 3.1.

De la gráfica en que se relacionaron experimentalmente, los distintos valores de presión de vapor del helio líquido, con los correspondientes valores de la resistencia eléctrica del resistor-termómetro, y con con ayuda de una gráfica standard de presión de vapor del helio líquido contra temperatura (Fig.11), se calibra el termómetro a la escala de temperatura absoluta Kelvin. Con la temperatura absoluta y con los valores de la resistencia eléctrica, se hace una gráfica de resistencia contra temperatura, de tal forma que teniendo la gráfica se pueda relacionar la temperatura a partir del va--lor de la resistencia que se mida. La gráfica de presión de

vapor del helio líquido contra temperatura se usó para calibrar el resistor-termómetro en el intervalo de temperaturas de 1.5 K a 4 K.

En los experimentos realizados, la curva obtenida en la gráfica de resistencia contra temperatura, fue una curva paralela a la curva de calibración (Fig. 4) del resistor-termómetro que fue usado.

Para calibrar el resistor-termómetro por arriba de 4 K, se utilizaron como puntos de calibración, las temperaturas de transición del plomo, del niobio y del  $\text{GaV}_3$  (como se dijo anteriormente); por lo que se graficaron las transiciones superconductoras del plomo, niobio y  $\text{GaV}_3$ . De estas gráficas se obtuvo el valor de la resistencia a la que ocurría cada una de las transiciones y se usó el valor de la temperatura de transición de 7.19 K para el plomo, 9.26 K para el niobio y 14.47 K para el  $\text{GaV}_3$ .

Para obtener el valor de la resistencia que se tomó como el valor de la resistencia a la que ocurrió la transición (del plomo, niobio y  $\text{GaV}_3$ ), primeramente se obtuvo el punto medio de la distancia  $\overline{C'A'}$  (Fig. 12a y 12b) de cada transición (de cada transición de una misma muestra. Se recuerda que se

graficaron al menos seis transiciones para cada muestra), ya teniendo el punto medio de cada transición se procedió a hacer un promedio sobre dichos puntos, y se tomó el promedio como el valor de la resistencia a la que ocurrió la transición. A este valor de la resistencia se le denominó  $R_c$ .

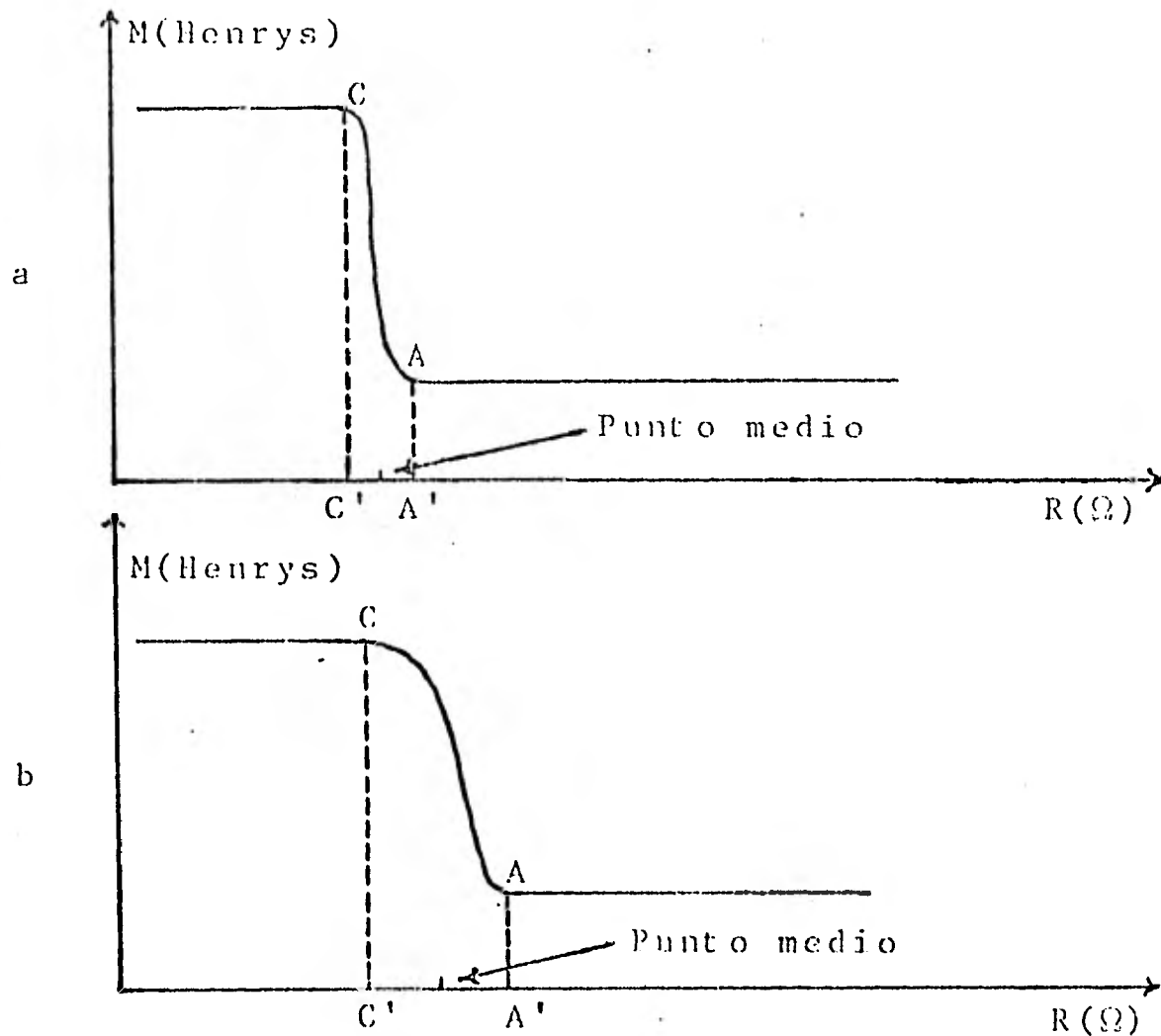


Fig. 12

a.- Gráfica esquemática representando una transición superconductora del tipo de las transiciones que se obtuvieron para el plomo y el niobio. b.- Gráfica esquemática representando una transición superconductora del tipo de transición que se obtuvo para el  $GaV_3$ .

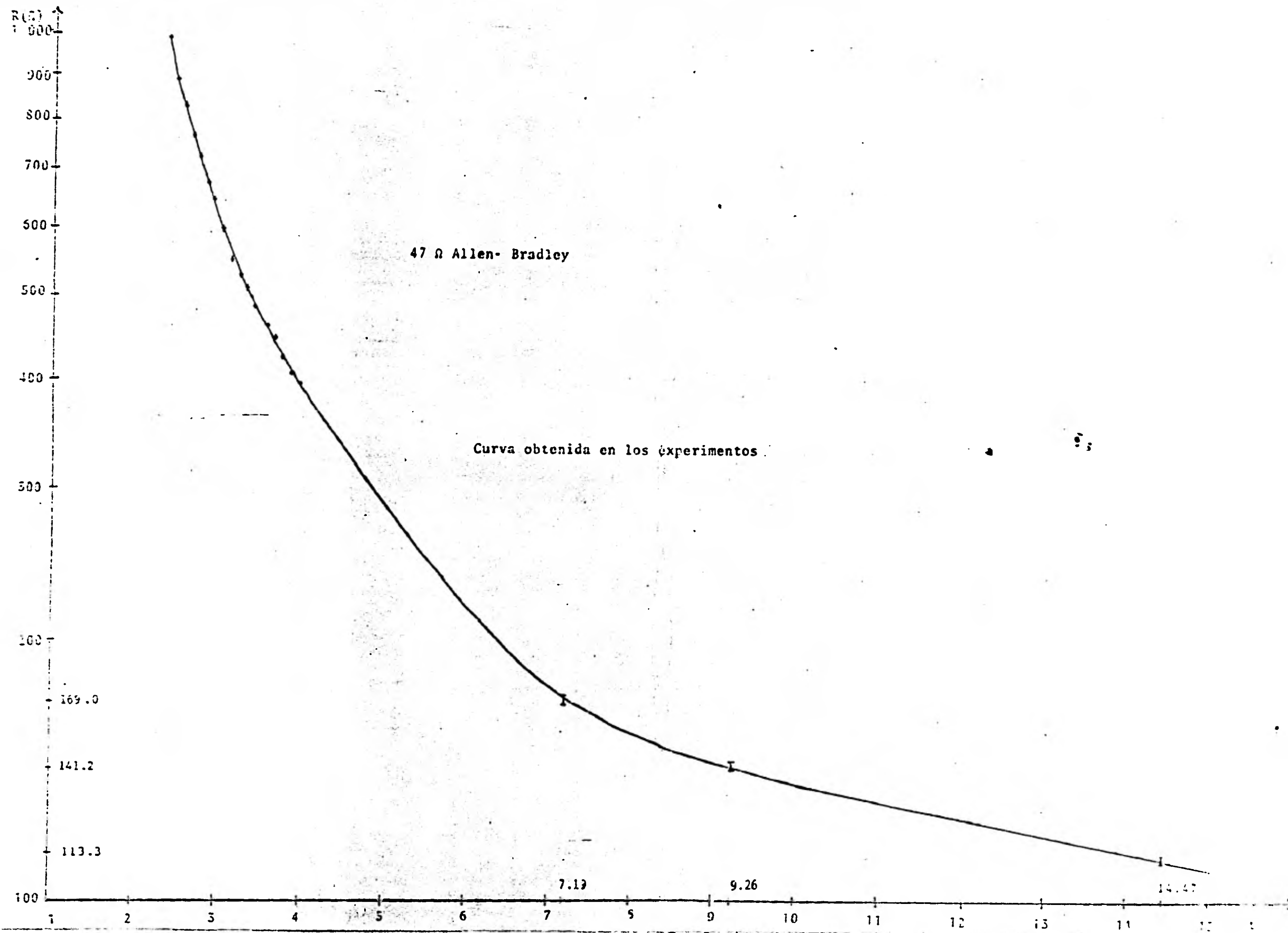


Fig. 13



Para obtener el error en la medición de la resistencia a la que ocurrió la transición, se tomó la diferencia máxima existente entre la  $R_c$  obtenida y los puntos medios de las -- distintas transiciones (de una misma muestra), entendiéndose por punto medio el definido en la figura 12.

Los valores de  $R_c$  que se obtuvieron para el plomo, el niobio y el  $GaV_3$  fueron:

Para el plomo;  $R_c = 169.0 \pm 2.9 \Omega$

Para el niobio;  $R_c = 141.2 \pm 2.8 \Omega$

Para el  $GaV_3$ ;  $R_c = 113.3 \pm 2.1 \Omega$

La curva de temperatura contra resistencia que se obtuvo, con los valores de  $R_c$  dados arriba y con la gráfica de presión de vapor del helio líquido contra temperatura, se muestra en la figura 13.

### 3.3 OBTENCION DE RESULTADOS

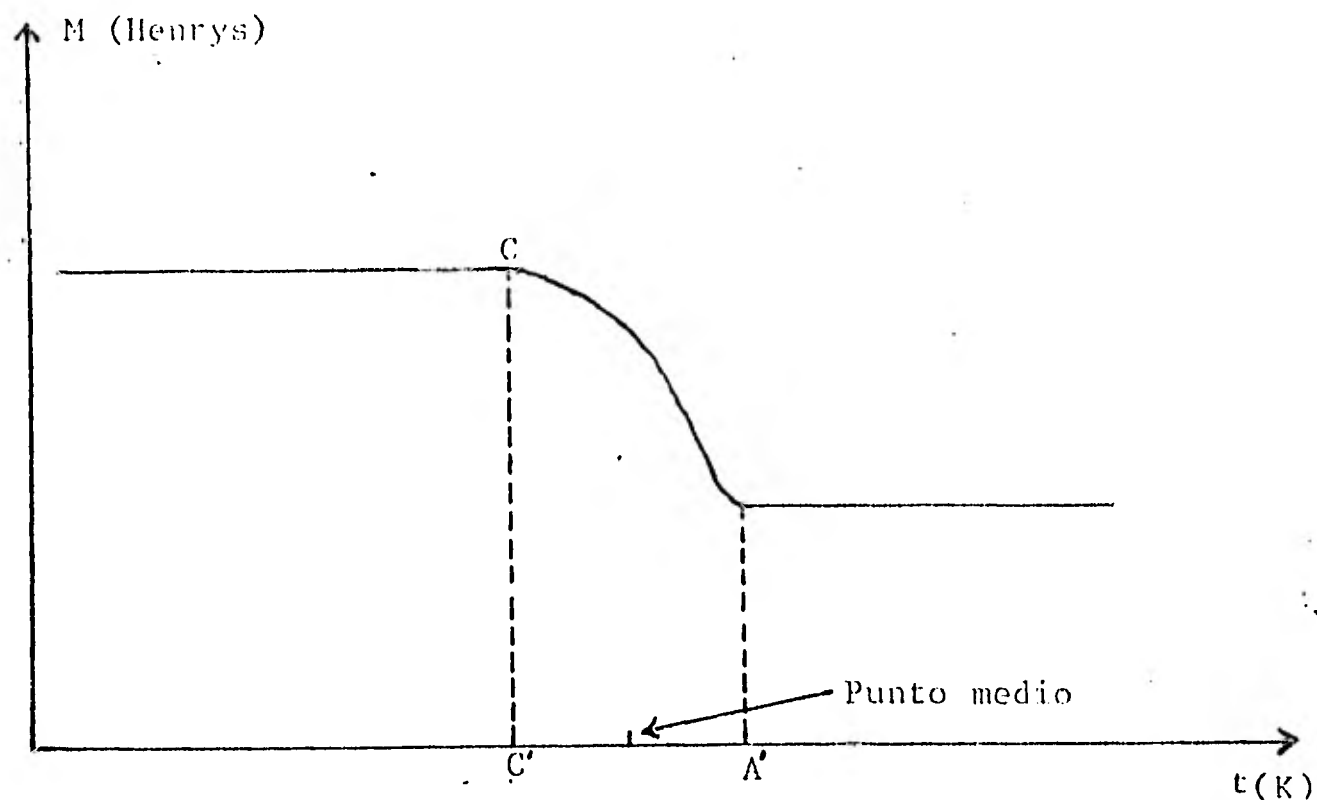
Una vez obtenidas las gráficas de las transiciones superconductoras de las muestras que se hayan medido, se usa la gráfica de la figura 13 para relacionar la resistencia con la temperatura, y así poder obtener la temperatura de transición superconductoras de dichas muestras. En los experimentos que se realizaron se midieron muestras de  $\text{Cu}+18.8\%\text{Al}$ ,  $\text{TaSe}_2$ ,  $\text{Re}$  y  $\text{NbS}_2$ , y se usó la gráfica de la figura 13 para obtener sus temperaturas de transición superconductoras. Estas temperaturas se muestran en la tabla I (para obtener los datos de la tabla I se graficaron al menos seis transiciones para cada una de las muestras).

Para obtener la temperatura que se tomó como la temperatura de transición superconductoras  $T_c$ , primeramente se obtuvo el punto medio de la distancia  $\overline{C'A'}$  (Fig. 14) de cada transición (de cada transición de una misma muestra), ya teniendo el punto medio de cada transición se procedió a hacer un promedio sobre dichos puntos, y se tomó el promedio como  $T_c$ .

$\nabla T_1$  es el ancho de la transición y se tomó midiendo la anchura de la transición que tuvo la anchura más grande de entre todas las transiciones (de una misma muestra). Se en-

COMPUESTO	FORMA	$T_c$		$\Delta T_1$		$\Delta T_2$		
		$\Omega \pm 0.5$	K	$\Omega \pm 0.5$	K	$\Omega \pm 0.5$	K	
Cu + 18.8% Al	Cristales Metálicos	No se encontró transición superconductora en el intervalo de temperaturas estudiado (1.5 K - 25 K).						
Ta Se <sub>2</sub>	Polvo	214.6	6.1±0.1	29.7	0.51	10.1	0.17	
Re	Polvo	200.0	6.4±0.08	13.4	0.27	8.3	0.17	
Nb S <sub>2</sub>	Polvo	205.8	6.3±0.05	13.0	0.26	4.5	0.09	

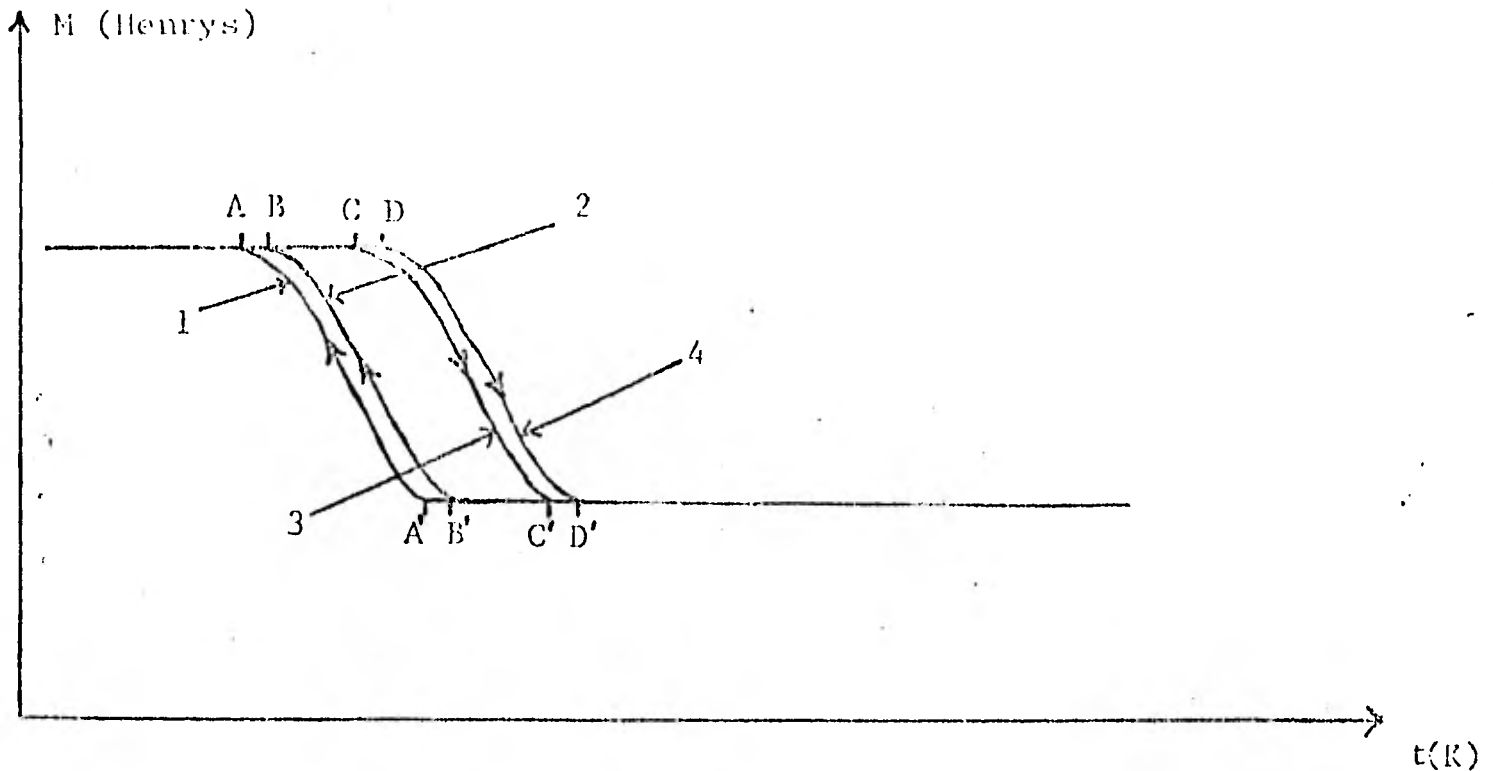
tiende por ancho de la transición la distancia entre el punto C' y el punto A' de la figura 14.



Gráfica esquemática representando una transición superconductora del tipo de las transiciones que se obtuvieron en los experimentos.

Fig. 14

$\nabla T_2$  es la histéresis térmica y se tomó como la diferencia más grande de entre las dos distancias dadas por  $\overline{AD}$  y  $\overline{A'D'}$  (Fig. 15).



Gráfica esquemática representando cuatro transiciones de una misma muestra. Las curvas 1 y 2 representan transiciones del estado normal al superconductor, --- mientras que 3 y 4 representan transiciones del estado superconductor al normal.

Fig.15

El error en la resistencia se obtuvo dividiendo por dos la mínima variación de la resistencia que se podía observar en la graficadora XY.. Cuando se usó la escala de 1 mV/plg. y de 2 mV/plg. en el eje "X" de la graficadora XY, el valor mínimo de la resistencia que se podía medir era de 1  $\Omega$ , por lo que se tomó el error como  $\pm 0.5 \Omega$ .

Para obtener el error en la temperatura se tomó primero

el error al medir la presión de vapor del helio líquido que fue de  $\pm 1.0$  mm de mercurio, que corresponde de acuerdo a la gráfica standard de presión de vapor del helio líquido contra temperatura (Fig.11), a un error de  $\pm 0.04$  K; sin embargo este error sólo es válido para temperaturas menores a 4 K, ya que tanto la gráfica de presión de vapor del helio líquido contra temperatura, como la gráfica de calibración para el resistor Allen-Bradley de  $47 \Omega$  (a temperatura ambiente), de resistencia contra temperatura, sólo están dadas para temperaturas menores a 4 K. Como ya se dijo anteriormente se usaron las temperaturas de transición del plomo, del niobio y del  $GaV_3$  para continuar la curva de la resistencia como función de la temperatura por arriba de 4 K. Para obtener el error de las temperaturas de transición, se tomó la diferencia máxima existente entre la  $T_c$  obtenida y los puntos medios de las distintas transiciones (de una misma muestra), entendiéndose por punto medio el definido en la figura 14.

CAPITULO 4

DISCUSION

Las temperaturas de transición obtenidas en el presente trabajo, se comparan con las temperaturas de transición reportadas por el "National Bureau of Standards" <sup>11</sup> en la tabla II.

COMPUESTO	T <sub>c</sub> (medida) K	T <sub>c</sub> (NBS) K
Ta Se <sub>2</sub>	6.1±0.1	No se encontró
Re	6.4±0.08	1.9-~7
Nb S <sub>2</sub>	6.3±0.05	6.1- 6.3

TABLA II

En la tabla II se observa que las temperaturas de transición obtenidas en el presente trabajo, están de acuerdo con las reportadas por el "National Bureau of Standards".

Se midió la temperatura de transición de compuestos que se sabía eran superconductores, para probar el funcionamiento

del aparato que se construyó. En adelante se utilizará el aparato, principalmente, para medir las temperaturas de -- transición superconductora de los compuestos de dicaleogenuros de metales de transición intercalados con polímeros orgánicos, que se vayan obteniendo; además se medirán también las temperaturas de transición superconductora de otras -- muestras que se obtengan, y de las cuales se desee conocer -- la  $T_c$ . En este sentido, se buscó la temperatura de transi-- ción superconductora del Cu+18.8%Al, por presentar dicho -- compuesto una estructura cristalina interesante, ya que la celda unidad de dicho compuesto es muy grande (contiene 52 -- átomos), por lo que en distancias pequeñas el compuesto pare -- ce un sistema desordenado y solo a distancias relativamente grandes se aprecia su forma cristalina. Por otro lado aun -- que el cobre no es superconductor (al menos hasta ahora no hay reportes de que se haya observado superconductividad en el cobre), el aluminio si lo es; sin embargo no hay una jus -- tificación teórica para creer que el Cu+18.8%Al sea super -- conductor, y en los experimentos que se realizaron en el pre -- sente trabajo se encontró que por lo menos en el intervalo de temperaturas de 1.5 K a 15 K el Cu+18.8%Al no presentaba transición superconductora. El compuesto de Cu+18.8%Al fue obtenido en el I.I.M. de la U.N.A.M. por el Doctor Gabriel Torres <sup>15</sup>.



Como se puede ver en el capítulo 2, el dispositivo de las bobinas se construyó con materiales fácilmente obtenibles, como papel y masking-tape, por lo que cualquier desperfecto en el dispositivo se puede reparar sin necesidad de recurrir al taller, además debido a los materiales con los que se contruyó el dispositivo, al estarlo sacando y metiendo -- del Dewar, para cambiar de muestra, no se evapora tanto helio líquido como se evaporaría si se hubiese construido de metal. La principal desventaja del dispositivo es que puede ser poco durable debido a los materiales que se utilizaron en su construcción; sin embargo sus partes son fácilmente reemplazables y por lo tanto, se puede mantener en buen estado con facilidad. Por otro lado de la tabla II se puede ver que el dispositivo de las bobinas funciona correctamente.

Debido a que el resistor-termómetro nada más se calibró en el intervalo de temperaturas de 1.5 K a 15 K, sólo se pudieron determinar temperaturas en dicho intervalo. En el futuro cercano se planea cambiar el resistor Allen-Bradley por un termómetro de germanio calibrado, con el cual se podrá obtener una mejor precisión en la determinación de la temperatura, y también se podrá trabajar en un intervalo de temperaturas más amplio.

## REFERENCIAS

- 1.- Bremer, John W.: Superconductive Devices, McGraw-Hill, inc., 1962.
- 2.- Chapela, Víctor M.: Tesis de doctorado en física, Imperial College of Science and Technology, 1979.
- 3.- Ginzburg, V. L.: The Problem of High Temperature Superconductivity, Contemp. Phys., 1968, Vol. 9, No. 4, 355-374.
- 4.- Jackson, John D.: Classical Electrodynamics, John Wiley and Sons, Inc., 1975.
- 5.- Jackson, L. C.: Low Temperature Physics, Methuen and Co. LTD, 1962.
- 6.- Kip, Arthur F.: Fundamentos de Electricidad y Magnetismo, McGraw-Hill, 1975.
- 7.- Knowlton, A. E., Editor in Chief: Standard Handbook for Electrical Engineers, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1949.
- 8.- Lynton, E. A.: Superconductivity, Methuen and Co. LTD, 1964.
- 9.- McMillan, W. L.: Transition Temperature of Strong-Coupled Superconductors, Phys. Rev., 1968, Vol. 167, No. 2, 331- .
- 10.- Newhouse, Vernon L.: Applied Superconductive, John Wiley and Sons, Inc., 1964.
- 11.- Roberts, B. W.: Superconductive Materials and some of their Properties, N.B.S. Technical Note 482, 1969.

- 12.- Rose-Innes, A. C., and Rhoderick, E. H.:Introduction to Superconductivity, Pergamon Press, 1969.
- 13.- Saint-James, D., Sarma, G., Thomas, E. J.:Type II Superconductivity, Pergamon Press, 1969.
- 14.- Shoenberg, D.:Superconductivity, Cambridge Press, 1965.
- 15.- Torres, Gabriel y Radcliffe, S. V.:Electron microscopic observations of coherent boundaries in  $\gamma$ -(Cu-Al), Applied Physics Letters, Vol. 27, p. 172, 1975.
- 16.- Zemansky, Mark W.:Heat and Thermodynamics, McGraw-Hill, - Inc., 1951.