

01.82.03

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1982

C. N. E. A Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº	AÑO
	1982

ESTUDIO DEL DESORDEN MEDIANTE LA LONGITUD
DE PENETRACION SUPERCONDUCTORA

R. Arce

Tesis presentada al Instituto Balseiro,
Universidad Nacional de Cuyo,
para optar al título de
Doctor en Física

Dr. Francisco de la Cruz
Asesor Científico

Lic. Roberto Arce
Doctorando

San Carlos de Bariloche
Noviembre, 1982

RESUMEN

En este trabajo presentamos mediciones de la longitud de penetración a campos débiles en los sistemas amorfos superconductores del tipo $\text{La}_{1-x}\text{M}_x$, donde $\text{M} = \text{Cu}, \text{Al}, \text{Ga}$ y Au , y en el sistema $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$. Mediciones de la geometría de las muestras y de la expulsión de flujo entre la mínima temperatura alcanzada y la crítica permiten determinar el valor de la longitud de penetración a temperatura nula. La medición de la expulsión de flujo en función de la temperatura se utiliza para determinar la dependencia en temperatura de la longitud de penetración, la que a su vez es utilizada para la determinación de la dependencia en temperatura del gap superconductor. Las mediciones de la magnetización se hicieron con un rf-SQUID.

Se estudia además la evolución con el recocido de la longitud de penetración en los sistemas $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ y $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$. Paralelamente mediciones de la resistividad y la temperatura crítica superconductoras permiten verificar la aplicabilidad de las ecuaciones de Gorkov en estos materiales. Mediante la evolución de la longitud de penetración con el recocido en el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ es posible detectar la formación de una nueva fase en el seno del material. Esto pone de manifiesto la importancia de las mediciones de la longitud de penetración en la detección de formación de nuevas fases en materiales con un parámetro de Landau-Ginzburg $\chi \gg 1$.

ABSTRACT

In this work we present measurements of the weak field penetration depth in the amorphous superconducting systems $La_{1-x}M_x$, being $M = Cu, Al, Ga$ and Au , and in amorphous system $Zr_{70}Cu_{30}$. Measurements of the sample geometrical factors and the flux expulsion between the lowest temperature reached and the critical temperature, allows the determination of zero temperature penetration depth.

The measurement of the flux expulsion as a function of temperature is used to determine the temperature dependence of penetration depth, used to evaluate the temperature dependent superconducting gap. The magnetization measurements have been made using an rf-SQUID.

The evolution of the penetration depth with annealing is studied in the $La_{70}Cu_{30}$ and $Zr_{70}Cu_{30}$ systems. Measurements of the electrical resistivity and the critical temperature are used to verify the Gorkov equations in these materials. The variation of the penetration depth with annealing suggests that a metallurgical phase separation occurs within the submicrometer range. Penetration depth measurement is a tool to detect this type of phase separation in high T_c materials.

A Claudia

y Agustín

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi profundo agradecimiento a Paco de la Cruz por dirigirme en este trabajo y por el inmenso apoyo, tanto científico como humano, que me ha brindado en estos años, en que he tenido la suerte de trabajar junto a él.

Vaya mi sincero agradecimiento a toda la gente del grupo de Bajas Temperaturas del Centro Atómico Bariloche, a R. Scotti, S. Trochine y H. Tutzauer por su apoyo técnico; a J. Guimpel que participó activamente en las mediciones que aquí se presentan; a M.E. de la Cruz, J. Luzuriaga y A. Ridner por su apoyo en la faz experimental y su participación en las discusiones.

En especial quiero agradecer a P. Esquinazi, con quien hemos compartido durante este tiempo las alegrías y disgustos que nos han prodigado los amorfos.

Mi agradecimiento a los expertos extranjeros, en especial al Dr. H. Fink, que de uno u otro modo se han interesado en este trabajo.

Quiero agradecer también al grupo de Teoría, en particular a A. Lopez, por la colaboración brindada.

Agradezco a todo el personal del Centro Atómico Bariloche y del Instituto Balseiro el apoyo prestado en todo momento.

Quiero agradecer a B. y L. Baigorria quienes tomaron a su cargo el duro trabajo de tipografiar los originales.

El último renglón lo he reservado para agradecer a mi esposa por su invaluable ayuda y por haberme "aguantado" durante estos enloquecidos meses en que escribimos esta tesis.

INDICE

I- INTRODUCCION	1
II- LONGITUD DE PENETRACION - INTRODUCCION TEORICA	5
a- Generalidades.	5
b- Teoría de BCS.	6
c- Longitud de penetración en superconductores de acoplamiento fuerte.	12
d- Ecuaciones de Gorkov.	14
e- Gap superconductor y longitud de penetración.	19
f- Efecto de proximidad y longitud de penetración.	22
III- DETALLES EXPERIMENTALES	26
a- Preparación y caracterización de las muestras.	26
b- Arreglo experimental para la medición de λ .	30
c- Medición de la resistividad y temperatura crítica.	36
d- Sistema de adquisición de datos.	38
IV- RESULTADOS	40
a- Obtención de los datos de longitud de penetración.	40
b- Dependencia en temperatura de λ .	44
c- Longitud de penetración a T= 0.	49
d- Evolución del amorfo con recocido.	51
e- Campo crítico para la entrada del primer vórtice.	54
V- DISCUSION Y CONCLUSIONES	55
a- Valores de λ a temperatura nula.	55
b- Dependencia en temperatura de λ .	58
c- Parámetros microscópicos.	60

d- Evolución del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ y $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$.	65
e- Resumen.	70
APENDICE I	72
APENDICE II	77
BIBLIOGRAFIA	80

I- INTRODUCCION

Los materiales metálicos amorfos han sido objeto de reciente interés (1). Muchas son las propiedades físicas que se ven fuertemente modificadas al comparar estos materiales con los correspondientes materiales en el estado cristalino. Un ejemplo de ello es su elevada resistividad eléctrica. Es de esperarse además que la destrucción del orden de largo alcance debería afectar todas las propiedades que estén determinadas por la reflexión de Bragg de los electrones. Con idéntico criterio parecería razonable que las propiedades de los metales amorfos deberían responder a modelos isotrópicos de electrón libre. Para tener en cuenta el origen atómico de estos electrones debería dejarse como parámetro a determinar experimentalmente el área efectiva de la superficie de Fermi y la masa electrónica. Sería razonable pensar que la destrucción del orden cristalino cause mayores efectos en los metales simples que el causado en los metales de transición o tierras raras, donde la masa efectiva es un factor dominante frente a la perturbación causada por la presencia de zonas de Brillouin. Por otra parte, si se sigue esta línea de razonamiento para explicar las altas resistividades, es necesario suponer que el camino libre medio de los electrones es del orden de las distancias interatómicas. Esta localización espacial introduce una determinación $\delta k/k_F \approx 0.5$ y en consecuencia todas aquellas conclusiones que se basen en definir el estado del electrón a través de su impulso deberán ser analizadas cuidadosamente.

La posible modificación del espacio de las fases con respecto a un modelo de electrón libre introduciría variaciones en propiedades que caracterizan al material, tales como: densidad de estados en el nivel de Fermi, interacción electrón-fonón, variación del espectro de fonones, etc. Resulta evidente que es de interés investigar y medir propiedades que pongan de manifiesto hasta dónde pueden aceptarse como válidos los resultados que son usualmente descritos por modelos de electrones cuasilibres o basados en la utilización de ecuaciones cuasiclásicas como la teoría de transporte a través de la ecuación de Boltzman. La investigación de materiales superconductores constituye un aspecto importante en esa dirección. En superconductividad existen teorías bien desarrolladas, donde intervienen parámetros físicos

que caracterizan el material tanto desde el punto de vista termodinámico como en el aspecto de sus propiedades de transporte. Esto se ve reflejado en el hecho de que, por ejemplo, la temperatura crítica queda determinada por la densidad de estados electrónicos y la interacción electrón-fonón, los campos críticos son afectados por el camino libre medio de los electrones, mientras que la relación con cantidades termodinámicas se realiza por la extensión de la teoría de BCS hecha por Gorkov.

Es por ello que la superconductividad en los metales amorfos ha sido un tema de particular interés en los últimos años. (2)(3)

Su desarrollo y posterior estudio ha contribuido a un mayor entendimiento del comportamiento de los vidrios metálicos. La aparición de los amorfos superconductores estables a temperatura ambiente (4), obtenidos por técnicas de "splat cooling" sobre la base de metales de transición, ha originado disensiones en cuanto al comportamiento de estos materiales en relación con los amorfos obtenidos a partir de metales simples por evaporación. Mientras que en los últimos las mediciones más significativas fueron hechas a través de técnicas de "tunneling" (2), en los primeros las mediciones se han centralizado en las propiedades de transporte y calor específico. (5)

El hecho de que en los amorfos obtenidos por "splat cooling" no se hayan utilizado técnicas de "tunneling" para estudiar en detalles sus características se basa en las dificultades propias de este tipo de técnicas cuando el material en cuestión no es evaporado.

En este trabajo presentamos mediciones de la longitud de penetración de campo magnético λ , a campos débiles en superconductores amorfos obtenidos por técnicas de "splat cooling". Se trata de amorfos del tipo $L_{a_{1-x}} M_x$, siendo $M = Au, Al, Cu$ y Ga . También se han hecho mediciones de la longitud de penetración en $Zr_{70} Cu_{30}$.

Dos tipos de información surgen de la medición de la longitud de penetración, el primero de ellos está relacionado con la dependencia en temperatura de este parámetro, mientras que el segundo es el valor de la longitud de penetración a temperatura cero, $\lambda(0)$.

Ambas mediciones permiten la verificación del funcionamiento de distintas teorías en estos materiales. Por un lado el valor de $\lambda(0)$ se compara con los valores de resistividad y temperatura crítica obtenidos en cada caso verificando de este modo la aplicación de las ecuaciones de Gorkov en estos materiales. (6) Además el valor de λ a $T = 0$ está relacionado esencialmente con las propiedades del metal normal. Esto hace que mediante su medición sea posible determinar características propias del metal normal. Por otro lado la dependencia en temperatura de λ es comparada con la dependencia predicha por la teoría BCS (7). En el caso de la familia $L_{a_{1-x}} M_x$ se encontró que su de-

pendencia en temperatura se asemeja mucho más al modelo de los dos fluidos que a la dependencia en temperatura dada por BCS. Para el caso del $Zr_{70}Cu_{30}$ esto no ocurre de la misma forma dado que su dependencia en temperatura coincide muy bien con la dada por esta teoría con un gap correspondiente al medido con calor específico⁽⁵⁾ en este material.

La importancia de la longitud de penetración como parámetro útil en el estudio de los amorfos superconductores se basa en la particularidad de que su valor de aproximadamente 10^4 \AA , sólo comparable al de los superconductores granulares⁽⁸⁾, hace que pueda considerarse una propiedad "bulk" del material, a diferencia de lo que ocurre en la mayoría de los superconductores cristalinos donde al ser λ de tan sólo pocos cientos de Å , se torna sumamente sensible a las particularidades de la superficie de la muestra. En este aspecto la medición de λ se contrapone con las mediciones de "tunneling" las cuales en estos materiales son capaces de extraer información de una reducida capa de la superficie de las muestras cuyo ancho es del orden de la longitud de coherencia, es decir unos pocos Å ⁽⁹⁾.

El hecho de tener un λ del orden del micrón, hace que sea posible medir su valor absoluto por medición directa de las dimensiones de la muestra y la magnetización de las mismas.

La existencia de inhomogeneidades en el seno del material pueden ser detectadas a través de la medición de λ . En este sentido el efecto de proximidad puede jugar un rol fundamental en la modificación de la dependencia en temperatura de λ y mediante ello poner en evidencia las inhomogeneidades. Es por esto que la medición de λ brinda un método de "mirar" al amorfo en un rango de distancias totalmente distinto al que provee la longitud de coherencia a través de la medición del campo crítico. Con este criterio hemos utilizado nuestras mediciones para seguir la evolución del $Zr_{70}Cu_{30}$ y el $La_{70}Cu_{30}$ con tratamientos térmicos por debajo de lo que se conoce como temperatura de cristalización de estos materiales. Paralelamente a los datos de λ se hicieron determinaciones de la resistividad y rayos X. En el caso del $La_{70}Cu_{30}$ nuestras mediciones permiten detectar claramente la aparición de una nueva fase en este material, la cual ha sido imposible de detectar con rayos X, sólo parece ponerse en evidencia a través de la cinética que gobierna la evolución de la resistividad durante el recocido⁽¹⁰⁾.

A diferencia de lo que ocurre en los metales cristalinos, los vidrios metálicos tienen la particularidad de no poseer direcciones privilegiadas; como consecuencia de esto sus propiedades microscópicas son homogéneas y por ejemplo es posible hablar de una única velocidad de Fermi independientemente de la dirección que se considere. Los métodos clásicos de determinación de la velocidad y superficie de Fermi, tales como el efecto de Haas-Van Alphen,

no son aplicables en estos casos dado que el camino libre medio de los electrones es de algunos pocos Å. La medición de las propiedades superconductoras tales como campo crítico, temperatura crítica y longitud de penetración, junto con las mediciones de resistividad son útiles en la estimación de los parámetros microscópicos tales como la velocidad de Fermi o la densidad de estados en estos materiales.

II- LONGITUD DE PENETRACION - INTRODUCCION TEORICA

a- Generalidades

b- Teoría de BCS

c- Longitud de penetración en superconductores
de acoplamiento fuerte

d- Ecuaciones de Gorkov

e- Gap superconductor y longitud de penetración

f- Efecto de proximidad en la longitud de penetración

La longitud de penetración en un superconductor es un parámetro que define el decaimiento del campo magnético en el interior del superconductor. Este decaimiento es producido por las corrientes superconductoras que dan origen al efecto de Meissner. La forma experimental de definir esta longitud, para una lámina semi infinita con un campo aplicado paralelo a la superficie como se esquematiza en la fig II-1, es la dada por la ecuación:

$$\lambda = \frac{1}{H(0)} \int_0^{\infty} H(x) dx \quad (II-1)$$

donde $H(0)$ es el campo aplicado, $H(x)$ el campo en el interior del superconductor (hemos supuesto que la permeabilidad magnética $\mu=1$, de modo que $B(x)=H(x)$) y λ la longitud de penetración.

Si nos limitamos a tratar un superconductor homogéneo en el estado Meissner, con una superficie plana y un campo paralelo a ella, entonces el campo $\vec{H}(x)$ en el interior del material se mantiene paralelo a dicha superficie y solo depende de la distancia x a ella. En el caso de tener una relación local entre la densidad de corriente $\vec{j}(x)$ y el vector potencial $\vec{A}(x)$ tenemos la relación, conocida como ecuación de London⁽¹¹⁾:

$$\vec{j}(x) = -Q \vec{A}(x) \quad (II-2)$$

donde Q se define como $Q = \frac{4\pi}{c} \lambda_L^2$, siendo λ_L la longitud de penetración de London y c la velocidad de la luz.

En este caso el campo magnético decae exponencialmente:

$$\vec{H}(x) = \vec{H}(0) \exp(-x/\lambda_L) \quad (II-3)$$

La longitud λ_L se define como:

$$\lambda_L = [m c^2 / 4\pi n_s e^2]^{1/2}$$

donde m es la masa del electrón y e es su carga, mientras que n_s es la densidad de electrones superconductores. A temperatura $T=0$, n_s es el número de electrones de conducción por unidad de volumen.

Pippard introdujo el concepto de la no localidad de superconductores, en analogía con la generalización de Chambers para la electrodinámica en los metales normales, en este caso la corriente en un dado punto x se obtiene de promediar el vector potencial $\vec{A}(x')$ en un entorno de x definido por una longitud ξ , llamada longitud de coherencia de Pippard. De este modo la relación entre corriente y vector potencial es algo más complicada que la dada por la ecuación (II-2) y se puede generalizar bajo la forma:

$$\vec{j}(x) = - \int dx' Q(x-x') \vec{A}(x') \quad (II-4)$$

donde $Q(x-x')$ es el "kernel" o núcleo de la integral, el que es proporcional al factor $\exp(-|x-x'|/\xi)$.

En el caso en que ξ sea menor que la longitud característica de variación del vector potencial, es decir la longitud de penetración, la ecuación (II-4) se puede aproximar por la ec. (II-2).

En síntesis, podemos decir que el decaimiento del campo magnético en el interior del superconductor con una geometría como la descrita anteriormente, viene dada por las siguientes ecuaciones junto a las correspondientes condiciones de contorno:

ecuación de Maxwell

$$\nabla \times \vec{H}(x) = \nabla \times \nabla \times \vec{A}(x) = 4\pi \vec{j}(x), \quad (\text{II-5})$$

ecuación del material

$$\vec{j}(x) = -\int dx' Q(x-x') \vec{A}(x'), \quad (\text{II-6})$$

la condición de contorno para el campo en la superficie

$$\nabla \times \vec{A}(x)|_{x=0} = \vec{H}(0), \quad (\text{II-7})$$

la condición de contorno para el campo en el interior del superconductor

$$\vec{A}(\infty) = 0, \quad (\text{II-8})$$

y las condiciones de contorno para los portadores de carga que golpean la superficie.

Reflexión especular o difusa.

(II-9)

Como se ve en este conjunto de ecuaciones cualquier teoría superconductora intervendrá en la obtención de la longitud de penetración a través de la ecuación (II-6).

b- Teoría de BCS⁽¹²⁾

En este punto haremos un resumen de la aplicación de la teoría BCS en la determinación de la longitud de penetración.

Podemos considerar que la corriente inducida por el campo magnético en el superconductor, está formada por dos corrientes \vec{J}_1 y \vec{J}_2 . Estos dos términos provienen de que la velocidad en un campo magnético está dada por:

$$\vec{v} = (\vec{p}/m - e\vec{A}/mc)$$

El segundo término da como resultado:

$$\vec{J}_2 = -(ne^2/mc) \vec{A} \quad (\text{II-10})$$

donde n puede ser interpretado como n_s , número de electrones superconductores. En realidad n es la densidad total de electrones y este término tiene el mismo valor en el estado normal. El otro término, \vec{J}_1 , se opone a \vec{J}_2 , por ello se le conoce como "término paramagnético". El cálculo de \vec{J}_1 da

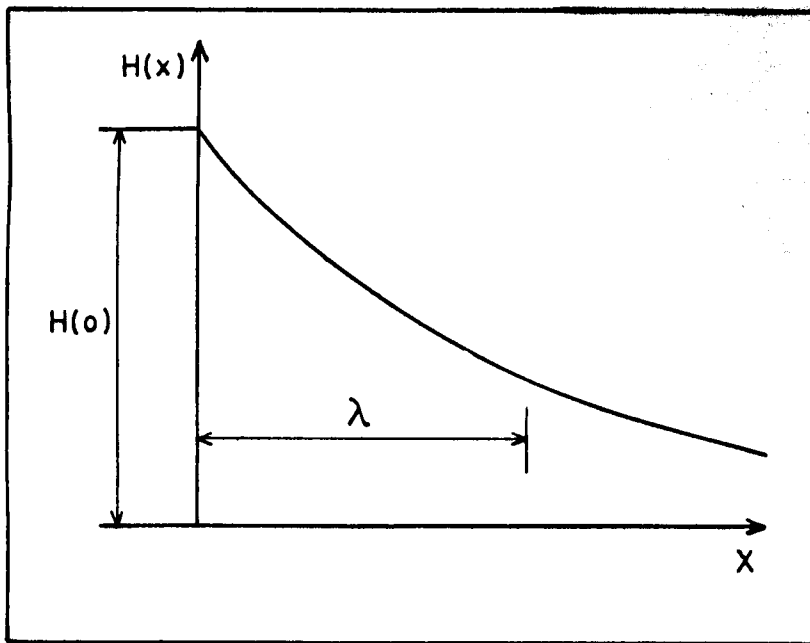


Figura II-1: Esquema de la penetración del campo magnético en un superconductor. $H(0)$ es el campo aplicado y λ indica la longitud de penetración.

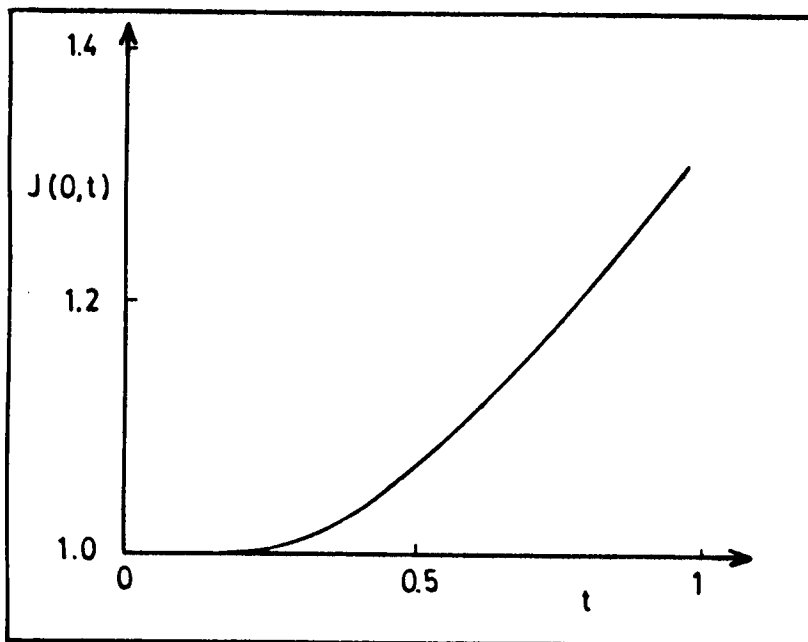


Figura II-2: Dependencia en temperatura de $J(0,t)$ según la teoría de BCS con el parámetro $\frac{2\Delta}{kT_c} = 3.5$. t es la temperatura reducida.

la dependencia en temperatura de la longitud de penetración.

Introduciendo un desarrollo de Fourier para el vector potencial:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \sum_{\vec{q}} \vec{a}(\vec{q}) e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}$$

Entonces:

$$\vec{J}(\vec{q}) = -(c/4\pi) K(\vec{q}) \vec{a}(\vec{q}) \quad (\text{II-11})$$

En la teoría de London:

$$\vec{J}(\vec{r}) = -(c/4\pi\lambda_L^2) \vec{A}(\vec{r}) \quad (\text{II-12})$$

La respuesta es independiente de q ; $K_L(q) = 1/\lambda_L^2$.

Es importante el cálculo de la dependencia en temperatura de K . El caso más simple es para $q=0$, es decir $K(0,T)$; esto determina la dependencia en temperatura de la que se define como $\lambda_L(T)$:

$$K(0,T) \equiv 1/\lambda_L^2(T) \quad (\text{II-13})$$

Haciendo uso de la teoría de BCS y la teoría de perturbaciones, es posible desarrollar el término $\vec{J}_1(0)$ en función de los operadores de cuasipartículas y luego evaluar estos de acuerdo a los nuevos valores de energía de las cuasipartículas, resultantes de la interacción con el campo magnético.

Esto da como resultado:

$$\vec{J}_1(0) = (2e^2\hbar^2/m^2c) \sum_{\vec{k}} [\vec{a}(0) \cdot \vec{k}] \cdot \vec{k} (-\partial f/\partial E_{\vec{k}}) \quad (\text{II-14})$$

donde $E_{\vec{k}}$ es la energía de una cuasipartícula de momento \vec{k} y f es la función de Fermi.

Por simetría $\vec{J}_1(0)$ es paralelo a $\vec{a}(0)$ en la ec.(II-14). Resolviendo la sumatoria se determina el valor de $K_1(0,T)$

$$K_1(0,T) = -(4\pi ne^2/mc^2) (4E_F/3n) \sum_{\vec{k}} (-\partial f/\partial E_{\vec{k}}), \quad (\text{II-15})$$

donde E_F es la energía de Fermi. Dado que la densidad de estados en E_F es $N(0) = \frac{3n}{4E_F}$ la ec. (II-15) se puede reescribir como:

$$K_1(0,T) = -\lambda_L^{-2}(0) \int_{-\infty}^{\infty} (-\partial f/\partial E) d\xi$$

donde $\xi_{\vec{k}}^2 = E_{\vec{k}}^2 - \Delta^2$, siendo Δ el gap del superconductor. Luego el K total será:

$$K(0,T) = \lambda_L^{-2}(T) = \lambda_L^{-2}(0) \left[1 - 2 \int_{\Delta}^{\infty} (-\partial f/\partial E) E (E^2 - \Delta^2)^{-1/2} dE \right] \quad (\text{II-16})$$

Para $T > T_c$, en el estado normal, \vec{J}_1 iguala a \vec{J}_2 dado que el segundo término de (II-16) se hace igual al primero. cosa que no ocurre si $T < T_c$ mientras cuando T tiende a cero, el segundo término tiende exponencialmente a ce ro.

Con un procedimiento análogo al descrito antes es posible determinar $K(q,0)$.

En el caso de una relación no local y en analogía con la integral de Chambers, podemos explicitar la ec(II-4)de la siguiente forma:

$$\vec{J}(\vec{r}) = C \int \frac{\vec{R}(\vec{R} \cdot \vec{A}(\vec{r}'))}{R^4} F(R) d\vec{r}' \quad (\text{II-17})$$

donde $R = r - r'$ y C es una constante y $F(R)$ cumple el rol de $Q(x)$ en la ecuación (II-4). Reemplazando $\vec{F}(\vec{r})$ por su desarrollo de Fourier es posible encontrar una relación entre $K(q)$ y $F(R)$.

$$K(q) = (16 \pi^2 / 3c) C \int_0^\infty (3/4R) I_1(qR) F(R) dR \quad (II-18)$$

donde $I_1(qR) = \frac{\sin(qR)}{(qR)^2} - \frac{\cos(qR)}{(qR)}$, de modo que para $qR \rightarrow 0$ (II-18) tiende a:

$$K(0) = (16 \pi^2 / 3c) C \int_0^\infty F(R) dR$$

Mientras que para $q \rightarrow \infty$, la función $K(q)$ tiende a:

$$K(q) \rightarrow (4 \pi^2 C / cq) F(0)$$

Por la teoría de BCS es posible determinar $K(q, T)$ y a partir de este es posible obtener el núcleo de la integral de la ec. (II-17) haciendo la transformada de Fourier que es inversa de la que conduce a la ec. (II-13). En la teoría de BCS este resultado se conoce como $J(R, T)$. En el cálculo de $K(q, T)$ se encuentra que la contribución más importante está caracterizada por una longitud $\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta(0)}$, conocida como longitud de coherencia. La forma de $J(R, T)$ en función de R es muy similar a la del factor e^{-R/ξ_0} introducido por Pippard. En realidad $J(R, T)$ está normalizado de modo tal que

$$\int_0^\infty J(R, T) dR = \xi_0$$

lo que es equivalente a

$$\int_0^\infty e^{-R/\xi_0} dR = \xi_0$$

No obstante hay una diferencia importante entre ambos factores. Mientras que el factor de Pippard no es función de temperatura, el calculado por BCS a $R=0$ y $T=0$ es 1 mientras que a $R=0$ y $T=T_c$ es 1.33. En la figura II-2 hemos graficado $J(0, T)$ en función de la temperatura.

Resumiendo, la relación no local para el caso de BCS viene dada por:

$$\vec{J}(\vec{r}) = (-3c / 16 \pi^2 \xi_0 \lambda_L^2(T)) \int \vec{R} \cdot [\vec{R} \cdot \vec{A}(\vec{r}')] R^{-4} J(R, T) d\vec{r}' \quad (II-19)$$

Al igual que lo que ocurre con la ec. (II-4) en este caso si $\vec{A}(\vec{r})$ es constante en el rango dado por $J(R, T)$, la relación se torna local de modo que

$$\vec{J}(\vec{r}) = -(c / 4 \pi \lambda_L^2(T)) \vec{A}(\vec{r})$$

Efecto de las impurezas

Nuevamente en analogía con la expresión de Chambers, se puede incluir el efecto de las impurezas introduciendo además del núcleo $J(R, T)$ una dependencia en el camino libre medio ℓ de la forma $e^{-R/\ell}$. Con un ℓ suficientemente pequeño la respuesta se reduce nuevamente a una del tipo London. Si llamamos a esta longitud λ_{of} tendremos:

$$\lambda_L^2(T) / \lambda_{of}^2(\ell, T) = K(0, T, \ell) / K(0, T, \infty) = \left[\int_0^\infty J(R, T) e^{-R/\ell} dR \right] / \xi_0$$

Para el caso de $\ell \ll \xi_0$, conocido como el límite sucio, se tiene:

$$\lambda_{of}(\ell, T) = \lambda_L(T) (\xi_0 / \ell)^{1/2} [J(0, T)]^{-1/2} \quad (II-20)$$

Lo que indica una corrección en la dependencia en temperatura respecto a $\lambda_L(T)$.

Si en lugar de considerar el núcleo de BCS, consideráramos el núcleo de Pippard se tiene:

$$\lambda_{ef}(\ell, T) = \lambda_L(T) (1 + \xi_0/\ell)^{1/2} \quad (\text{II-21})$$

A partir de esta expresión se ve que $\lambda_{ef}(T)$ se reduce al límite puro local cuando ℓ es mucho mayor que ξ_0 , pero esto no es del todo cierto pues nos estamos olvidando de la dependencia en temperatura involucrada en $J(0, T)$.

Reflexión especular y difusa

Una solución exacta del análisis de Fourier nos conduce a la determinación de λ . Este análisis debe tener en cuenta el tipo de reflexión que sufren los electrones en la superficie.

Para el caso de la reflexión especular se tiene:

$$\lambda_{\text{espec.}} = (2/\pi) \int_0^\infty [K(q) + q^2]^{-1} dq \quad (\text{II-22})$$

Para el caso de la teoría de London $K(q) = \lambda_L^{-2}$ con lo cual, reemplazando en (II-22) se obtiene, $\lambda_{L, \text{espec}} = \lambda_L$.

Fuera de la solución de London para la ecuación (II-22), cualquier otra $K(q)$ ya sea la calculada por BCS o por la teoría de Pippard, hace necesario el uso de una integración numérica en el cálculo de λ_{espec} . Es por ello que en general se recurre a soluciones aproximadas. La primera de ellas se conoce como "aproximación local" en la cual $K(q)$ se reemplaza por una $K(0)$ que es independiente de q , la cual es equivalente a una solución del tipo London, a menos de algunos factores. Esto lleva a soluciones iguales a las dadas en las fórmulas (II-20) y (II-21).

La otra aproximación es la que se conoce como: "límite anómalo extremo"; en este caso se reemplaza $K(q)$ por una función de la forma $\frac{1}{q}$ que es la forma asintótica de $K(q)$ para q tendiendo a infinito.

Es conveniente notar que ambas aproximaciones sobreestiman el valor de $K(q)$ en alguno de los límites, de este modo solo dan un límite inferior para el verdadero $\lambda(0)$.

Para el caso del límite anómalo extremo tomamos $K(q) = aq^{-1}$, donde a depende de la teoría que se use, en el caso de la teoría Pippard: $a = 3\pi/4 \lambda_L^2 \xi_0$, mientras que en la teoría de BCS este valor está multiplicado por el factor $J(0, T)$.

Resolviendo la integral (II-22) en este caso tenemos que

$$\lambda_{\infty, \text{espec}} = (8 \cdot 3^{1/6} / 9 (2\pi)^{1/3}) (\lambda_L^2 \xi_0)^{1/3} = 0.58 (\lambda_L^2 \xi_0)^{1/3} \quad (\text{II-23})$$

La notación λ_{∞} corresponde al λ de límite anómalo extremo. La diferencia entre considerar la teoría de Pippard o la de BCS interviene en (II-23) a través de un factor multiplicativo sobre ξ_0 que es $[J(0, T)]^{-1}$.

Mediante la ec. (II-23) es posible observar un cambio bastante drásti-

co en la dependencia en temperatura de λ_{∞} respecto a λ_L .

En el caso de considerar la reflexión difusa en lugar de la especular, las fórmulas obtenidas en cada caso son similares a pesar de que el equivalente a la ec. (II-22) toma la forma

$$\lambda_{dif} = \pi / \left[\int_0^{\infty} \ln(1 + \kappa(q)/q^2) dq \right] \quad (II-24)$$

en el límite local esto da la misma expresión que en la reflexión especular, mientras que para el límite anómalo extremo la ec. (II-23) se convierte en

$$\lambda_{\infty, dif} = (3^{1/2} \lambda_L^2 \xi_0 / 2\pi)^{1/3} = 0.651 (\lambda_L^2 \xi_0)^{1/3} \quad (II-25)$$

Dependencia en temperatura de λ

De acuerdo con lo visto, no existe una dependencia universal en temperatura, en contra de lo propuesto por la teoría de London y el modelo de los dos fluidos. Según este último la dependencia en temperatura de $\lambda(T)/\lambda(0)$ es lineal con la variable Y que es una función de la temperatura, de la forma:

$$Y = 1 / (1 - t^4)^{1/2} \quad (II-26)$$

donde t es la temperatura, reducida por la temperatura crítica del superconductor.

Analizando los dos casos límites en un metal puro, tenemos: el "límite local" ($\xi_0/\lambda_L(0) \rightarrow 0$), en tal caso la dependencia en temperatura es aquella dada por $\lambda_L(T)$ en la ec. (II-16), mientras que en el límite anómalo extremo:

$$\lambda_{\infty}(T) / \lambda_{\infty}(0) = \left[\lambda_L^2(T) / \lambda_L^2(0) J(0,T) \right]^{1/3} \quad (II-27)$$

Este cociente es expresable en función del "gap" del superconductor bajo la forma:

$$\lambda_{\infty}(T) / \lambda_{\infty}(0) = \left[(\Delta(T) / \Delta(0)) \operatorname{tgh}(\Delta(T) / 2 k_B T) \right] \quad (II-28)$$

En el caso del límite local pero en un superconductor sucio ($l \ll \xi_0$) la dependencia en temperatura está dada por la ec. (II-15)

$$\lambda_{ef} = \lambda_L(T) \left[\xi_0 / J(0,T) l \right]^{1/2} \quad (II-29)$$

De modo que la dependencia en temperatura será:

$$\lambda_{ef}(T) / \lambda_{ef}(0) = \lambda_L(T) / \lambda_L(0) J^{1/2}(0,T) \quad (II-30)$$

La dependencia en temperatura de $J(0,T)$ puede ser sacada de la combinación de la ec. (II-28) y (II.27)

$$J(0,T) = \frac{\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \operatorname{tgh}\left(\frac{1}{2} \frac{\Delta(T)}{k_B T}\right)}{1 - \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \operatorname{sech}^2 \left[\frac{1}{2} \left(\gamma^2 + \left(\frac{\Delta(T)}{k_B T} \right)^2 \right)^{1/2} \right] d\gamma} \quad (II-31)$$

En resumen, podemos decir que los casos extremos son los siguientes:

$$\begin{array}{l}
 \text{Límite LOCAL} \\
 \lambda \gg \xi \\
 \text{Límite NO LOCAL} \\
 \xi \gg \lambda
 \end{array}
 \begin{array}{l}
 \nearrow \text{Sucio } (\ell \ll \xi_0) : \lambda = \lambda_{ef}(T) - E_c. \text{(II-29)} \\
 \searrow \text{Puro } (\ell \gg \xi_0) : \lambda = \lambda_L(T) - E_c. \text{(II-16)} \\
 \longrightarrow \text{Puro } (\ell \gg \xi_0) : \lambda = \lambda_\infty(T) - E_c. \text{(II-25)}
 \end{array}$$

Estas tres dependencias en temperatura sumadas a la dependencia en temperatura dada por el modelo de los dos fluidos se representan en la figura II-3. En la figura II.4 estas mismas funciones se representan, en este caso, en función de la variable Y del modelo de dos fluidos.

Un parámetro importante para la comparación con la teoría es la derivada de $\lambda(T)$ respecto a Y . En la figura II-5 se grafican curvas de este parámetro como función de Y . En este caso la teoría de London con el modelo de dos fluidos es una recta horizontal que pasa por 1. Se observa que en todos los casos las pendientes se suavizan para Y tendiendo a valores relativamente grandes, no obstante, el valor al que tienden difiere en cada caso.

De la figura 3 se puede ver que en cualquiera de los casos y en algún rango de Y , es posible expresar λ bajo la forma:

$$\lambda = A + B Y \quad \text{(II-32)}$$

En general esto es cierto para Y mayor que 2 (que se corresponde con una temperatura reducida $t = 0.93$). Si uno midiese $\lambda(T)$ en el rango de temperatura donde $\lambda(T)$ es una recta en función de Y y conociese el límite al cual corresponde el material, podría concluir cual es el verdadero $\lambda(0)$ que corresponde al que se calcula a partir de la pendiente de la recta medida, es decir el coeficiente B de la ec.(II-32).

Por ejemplo, si se tratase de un material puro en el límite local, según la figura (II-5)

$$\begin{aligned}
 d(\lambda_L(T)/\lambda_L(0))/dY &\rightarrow 1.4 \\
 \text{en consecuencia en la ec.(II-32) } B &= 1.4 \lambda_L(0)
 \end{aligned}$$

Mientras que de la pendiente de los valores experimentales se mide un cierto $\lambda'(0)$. Relacionando ambos:

$$\begin{aligned}
 \lambda'(0) &\cong 1.4 \lambda_L(0) \\
 \text{Por lo tanto, el verdadero } \lambda(0) &\text{ deberá ser} \\
 \lambda_L(0) &\cong \lambda'(0) / 1.4
 \end{aligned}$$

Para el caso del límite no local en un material puro $\lambda_\infty(0) \cong \frac{\lambda'(0)}{0.5}$ y para el límite local de un material sucio $\ell \ll \xi_0$,

$$\lambda_{ef}(0) \cong \lambda'(0) / 1.23 \quad \text{(II-33)}$$

Este último es precisamente el caso de los superconductores amorfos.

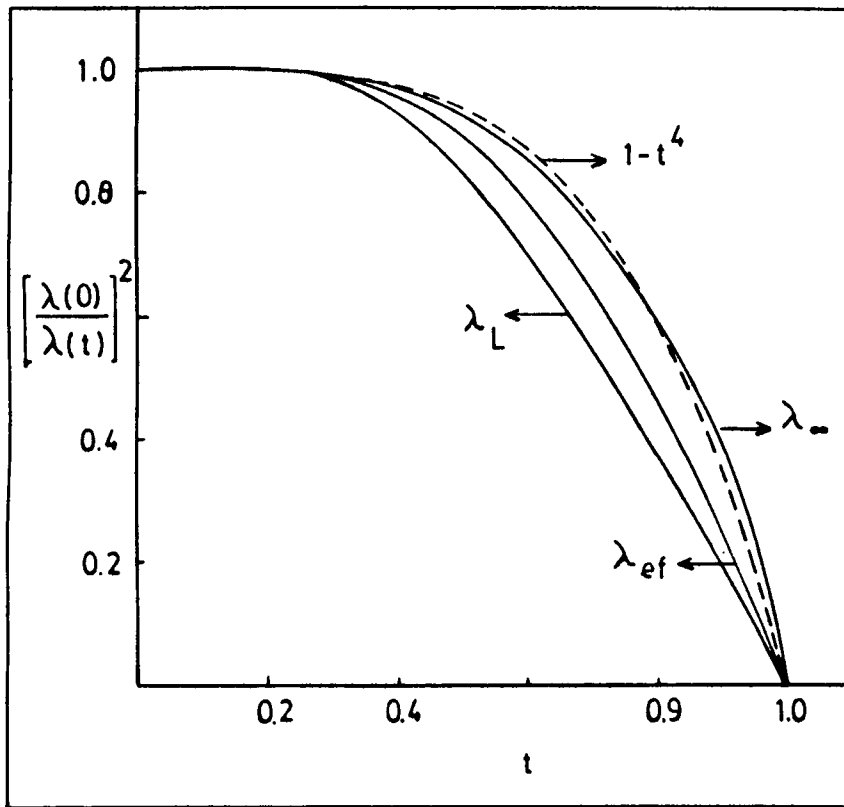


Figura II-3: Dependencia en temperatura de la longitud de penetración en sus distintos límites. La línea cortada representa la dependencia en temperatura dada por el modelo de los dos fluidos .

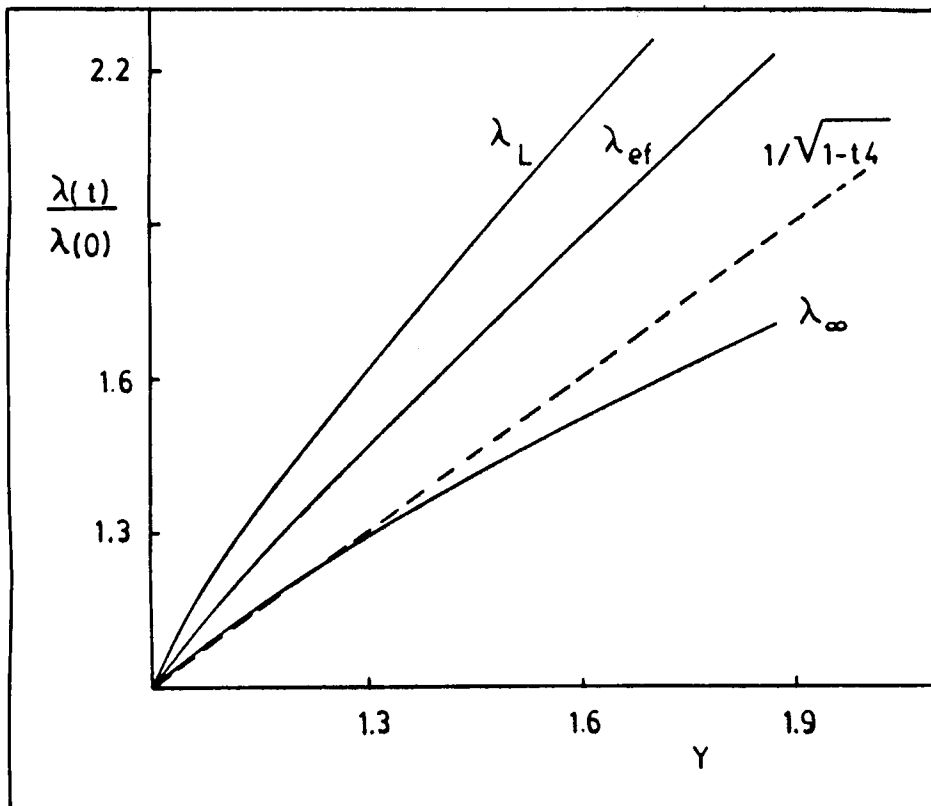


Figura II-4: Dependencia en temperatura de la longitud de penetración en función del parámetro $\gamma = 1/\sqrt{1-t^4}$, para los distintos límites.

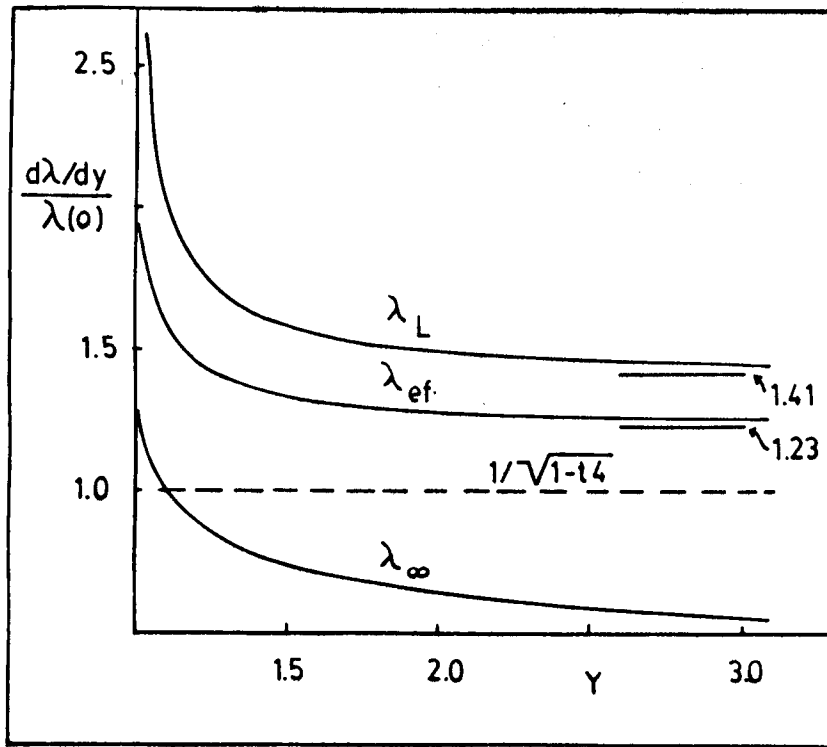


Figura II-5: Dependencia en temperatura de la derivada de la longitud de penetración respecto al parámetro γ , en sus distintos límites. Los valores a los que tienden estas derivadas están dados por las ecuaciones de Gorkov.

El cálculo de la respuesta electromagnética del superconductor en la teoría de acoplamiento fuerte ("strong coupling") ha sido desarrollada por S.B. Nam⁽¹³⁾ y aplicada a distintos casos típicos. Para el caso del plomo J. Swihart y W. Shaw⁽¹⁴⁾ han calculado la longitud de penetración a temperatura nula usando el factor $\alpha^2 F(\omega)$ medido con técnicas de "tunneling". En este caso y al igual que en el límite sucio de la teoría BCS, la longitud de penetración a temperatura nula no es una propiedad del metal normal, sino que intervienen parámetros superconductores. Se suele adjudicar⁽¹⁴⁾ esta particularidad al hecho que en la superconductividad de acoplamiento fuerte se asigna una vida media a las cuasipartículas, equivalente al camino libre medio que aparece en el límite impuro de la teoría de BCS.

No obstante haberse obtenido excelentes resultados al usar las ecuaciones de Eliashberg en el cálculo de los distintos parámetros superconductores, este cálculo se no se ha extendido a todos los materiales, dado que es menester conocer el producto $\alpha^2 F(\omega)$. Para conocer este producto es necesario hacer mediciones tipo "tunneling", que son particularmente difíciles en superconductores masivos. No ocurre lo mismo cuando el superconductor se obtiene por evaporación del material sobre un sustrato.

Aun en el caso de poder hacer experimentos de "tunneling", existen dificultades en ciertos materiales provenientes del hecho que este tipo de experimentos recogen información de una distancia de la superficie del orden de la longitud de coherencia del superconductor. En el caso de los superconductores amorfos donde la longitud de coherencia es de algunas decenas de Å se torna crítica la extensión de los resultados al seno del material.⁽⁹⁾

Posteriormente al desarrollo de las ecuaciones de Eliashberg se han realizado muchos esfuerzos para tratar de formular extensiones semiempíricas del formalismo de BCS para permitir su aplicación en los superconductores de acoplamiento fuerte. Una de las formas ampliamente usada ha sido tomar la relación $\Delta(0)/k_B T_c$ como un parámetro ajustable⁽¹⁵⁾ ($\Delta(0)$ es el gap del superconductor a temperatura cero). No obstante tomar este parámetro como una variable, en todas estas aproximaciones la dependencia en temperatura del gap se supone idéntica a la dada por la teoría de BCS, es decir:

$$\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} = \text{tgh} \left[\frac{T_c}{T} \frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \right] \quad (\text{II-34})$$

En la mayoría de los casos este tipo de aproximación conduce a acuerdos razonables con los experimentos⁽¹⁵⁾. En particular en el caso típico del plomo, donde $2\Delta/kT_c \approx 4.2$, las desviaciones de la ley de BCS dada por la ec.(II-34) difiere de los datos experimentales en menos que el 2%⁽¹⁶⁾. Sin embargo existen casos como el galio y el bismuto, ambos en estado amorfo, donde las mediciones de "tunneling"⁽¹⁷⁾ han determinado que $2\Delta/kT_c \approx 4.5$ y en los cuales la dependencia en temperatura del gap difiere en forma notable de la dada por la teoría de BCS. En estos casos sería imposible aplicar este tipo de modelo.

Dentro del marco de este tipo de teoría es posible calcular la dependencia en temperatura de λ para los distintos valores del parámetro $2\Delta/kT_c$. En la figura II-6 se muestran estas dependencias en temperatura para el caso de superconductores en el límite sucio. Para ello se usa la dependencia en temperatura del gap dada por la ec.(II-34), mientras $\lambda(T)$ se obtuvo mediante la ecuación (II-29). De la misma forma se obtuvieron los valores de la derivada de $\lambda(T)$ en función del parámetro γ , los que se muestran en la figura II-7. Se observa que a medida que aumenta el valor de $\frac{2\Delta}{kT_c}$ más se parece el valor de $\lambda(0)$ al valor que se puede obtener para $\lambda(0)$ midiendo la pendiente de $\lambda(T)$ en función de γ suponiendo un modelo tipo London.

En particular para el caso del plomo Geilikman y Kresin calcularon⁽¹⁸⁾ utilizando la dependencia en temperatura del gap de este material y planteando las correspondientes ecuaciones de Landau-Ginzburg, y obtuvieron la dependencia en temperatura de λ en las proximidades de T_c . En este caso encontraron que $d\lambda(T)/d\gamma \cdot 1/\lambda(0)$ tienden al valor de 1.16. Este valor es muy próximo al que tiende este producto en la figura II-7, cuando el parámetro $2\Delta/kT_c$ toma el valor 4.2, el cual coincide con el obtenido por "tunneling" en el plomo⁽¹⁹⁾. Hay que recordar que en este caso el material en cuestión no se encuentra situado claramente en alguno de los límites propuestos tales como el límite sucio, al cual corresponden los gráficos de la figura II-7.

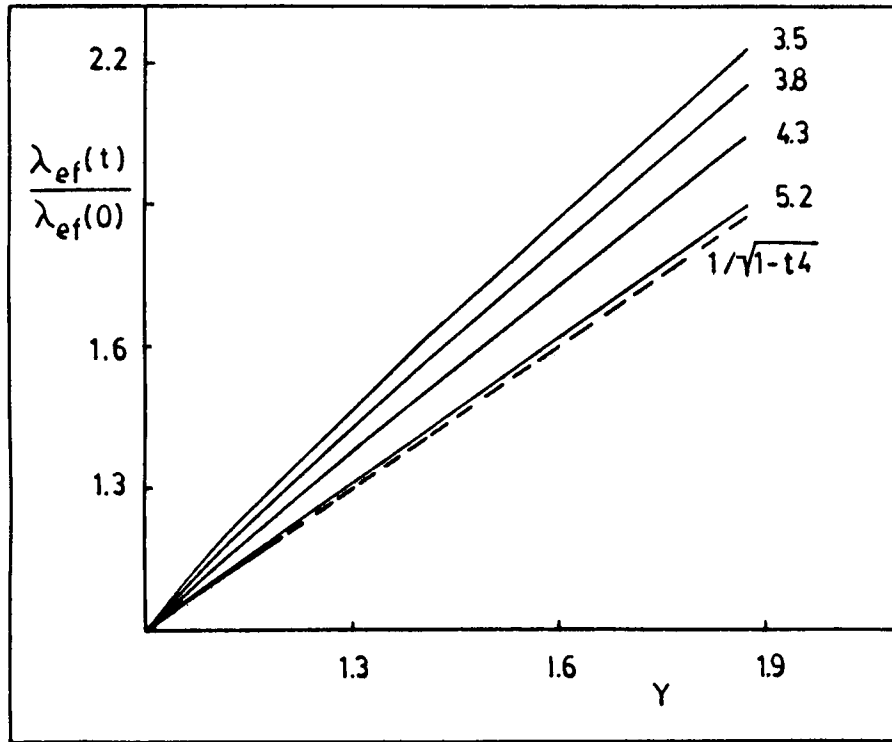


Figura II-6: Dependencia en temperatura de λ_{ef} en función de γ según la teoría de BCS, para distintos valores del parámetro $2\Delta/kT_c$.

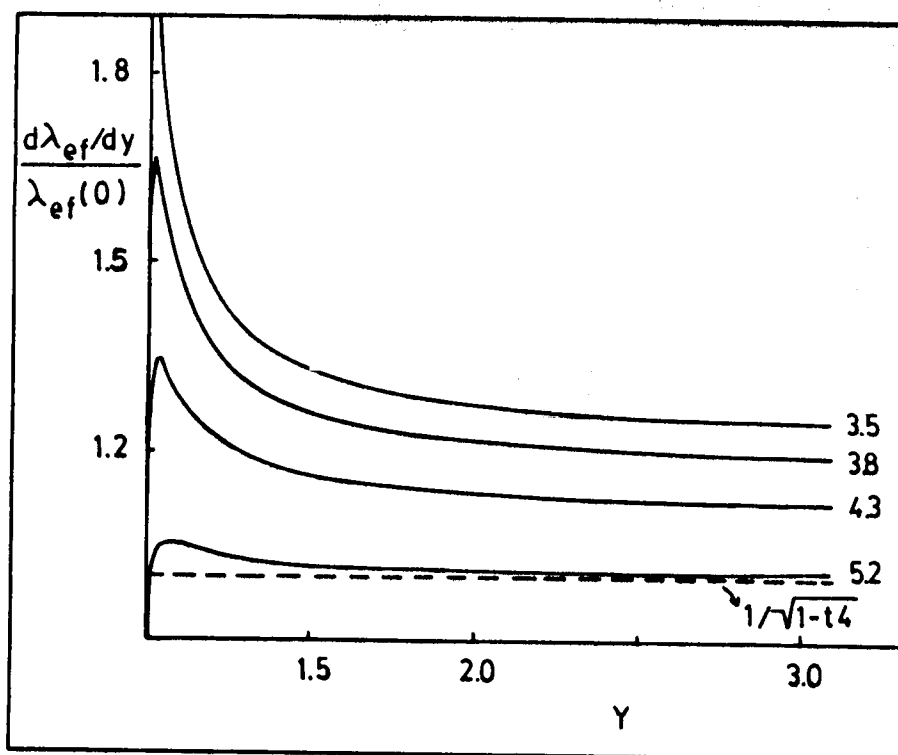


Figura II-7: Derivada de $\lambda(t)$ respecto de la variable Y , en función de Y , según la teoría de BCS para distintos valores del parámetro $\frac{2\Delta}{kT_c}$, como se indica en el gráfico.

A partir de la teoría de BCS es posible deducir las ecuaciones de Landau-Ginzburg. Esta deducción se hace en el rango de $T \rightarrow T_c$ que es la zona en la cual son válidas las ecuaciones de Landau-Ginzburg (L-G)⁽⁶⁾. De esta forma es posible relacionar las longitudes y parámetros fundamentales de la teoría de L-G con los parámetros microscópicos del material. Estas relaciones reciben el nombre de ecuaciones de Gorkov y en el caso más general toman la forma:

$$\lambda_{L-G}(0) = 2^{-1/2} \lambda_L(0) \chi^{-1/2}(\Lambda) \quad (\text{II-35})$$

$$\xi(0) = 0.74 \xi_0 \chi^{1/2}(\Lambda) \quad (\text{II-36})$$

$$\kappa = 0.96 \lambda_L(0) \xi_0^{-1} \chi^1(\Lambda) \quad (\text{II-37})$$

Donde λ_{L-G} y ξ son longitud de penetración y longitud de coherencia de L-G respectivamente, $\lambda_L(0)$ y ξ_0 son los parámetros de BCS, mientras que χ es la función de Gorkov siendo Λ el argumento dependiente del camino libre medio ($\Lambda = 0.822 \xi_0 / \ell$). $\chi(\Lambda)$ tiene la forma⁽²⁰⁾

$$\chi(\Lambda) = \frac{\sum_{n=0}^{\infty} ((2n+1)^{-2} (2n+1+\Lambda))}{\left(\sum_{n=0}^{\infty} (2n+1)^3\right)} \quad (\text{II-38})$$

La expresión (II-38) tiende a expresiones sencillas en los límites extremos que significan $\ell \gg \xi_0$ (límite puro) y $\xi_0 \gg \ell$ (límite impuro). (Todos estos casos son válidos siempre que el material sea local, condición necesaria para la validez en las ecuaciones L-G)

$$\chi(\Lambda) \begin{cases} \ell \rightarrow \infty, \chi \rightarrow 1 & ; \text{Lim. puro} \\ \ell \rightarrow 0, \chi \rightarrow 1.327 \ell / \xi_0 & ; \text{Lim. sucio} \end{cases}$$

De este modo las expresiones (II-35), (II-36) y (II-37) se reducen, incluyendo las dependencias en temperatura a las siguientes:

En el límite puro

$$\lambda_p = \lambda_L(0) \cdot 2^{-1/2} (1-t)^{-1/2} \quad (\text{II-39})$$

$$\xi_p = 0.74 \xi_0 (1-t)^{-1/2} \quad (\text{II-40})$$

$$\kappa_p = 0.96 \lambda_L(0) / \xi_0 \quad (\text{II-41})$$

donde t es la temperatura reducida.

Mientras que en el límite sucio.

$$\lambda_S = 0.615 (\xi_0 / \ell)^{1/2} \lambda_L(0) (1-t)^{-1/2} \quad (\text{II-42})$$

$$\xi_S = 0.852 (\xi_0 \ell)^{1/2} (1-t)^{-1/2} \quad (\text{II-43})$$

$$\kappa_S = 0.723 \lambda_L(0) / \ell \quad (\text{II-44})$$

Los parámetros superconductores de la teoría de BCS son funciones de variables microscópicas del material, tales como densidad de estados ($N(0)$) y velocidad de Fermi (v_F)

$$\lambda_L(0) = [3c^2 / (8\pi e^2 v_F N(0))]^{1/2}$$

$$\xi_0 = 0.18 \hbar v_F / k_B T_c$$

En el caso de los superconductores amorfos el camino libre medio es del orden de distancias interatómicas, y mucho menor que la longitud de coherencia, en consecuencia su comportamiento debe regirse por las ecuaciones correspondientes a los superconductores sucios.

Es interesante expresar los parámetros característicos del superconductor dados por las ecuaciones (II-42), (II-43) y (II-44) en función de otras constantes físicas del material, tales como la resistividad y el coeficiente γ del término lineal en temperatura del calor específico.

Para esto expresamos γ y ρ en la siguiente forma:

$$\gamma = \frac{2}{3} (\pi k_B)^2 N(0) \quad (\text{II-45})$$

$$\rho = \left(\frac{2}{3} e^2 \ell v_F N(0) \right)^{-1} \quad (\text{II-46})$$

Reemplazando (II-45) y (II-46) en (II-44) tenemos para el límite sucio:

$$\kappa = 7.53 \cdot 10^3 \gamma^{1/2} \rho \quad (\text{II-47})$$

donde γ está expresado en unidades de $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{K}^2}$ y ρ en Ωcm .

De este modo midiendo κ y ρ es posible determinar el valor de γ . La medición de κ es indirecta. Es necesario medir la longitud de penetración por un lado y por otro determinar la longitud de coherencia, lo cual se hace midiendo la pendiente del campo crítico H_{c2} en el entorno de T_c en base a la relación

$$\xi^2(T) = \frac{\phi_0}{2\pi H_{c2}(T)}$$

Aproximando $H_{c2}(T)$ por una recta en las proximidades de T_c :

$$\xi(T) = \left[-\frac{\phi_0}{2\pi T_c \left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T_c}} \right]^{1/2} (1-t)^{-1/2} \quad (\text{II-48})$$

El coeficiente de la longitud de penetración de Landau-Ginzburg en el límite de $T \rightarrow T_c$ puede asociarse al coeficiente que surge de comparar los datos experimentales con el modelo de los dos fluidos (llamamos al $\lambda(0)$ obtenido de esta forma $\lambda'(0)$).

$$\lambda'(t) \Big|_{T \rightarrow T_c} = \frac{\lambda'(0)}{\sqrt{1-t^4}} \Big|_{T \rightarrow T_c} \cong \frac{\lambda'(0)}{2\sqrt{1-t}} \quad (\text{II-49})$$

Del cociente de (II-48) y (II-49) obtenemos el γ experimental:

$$\gamma_0 = \frac{\lambda'(0)}{2 \sqrt{\frac{-\phi_0}{2\pi T_c \left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T_c}}}} \quad (\text{II-50})$$

Igualando la ec. (II-50) con la (II-47) obtenemos la expresión que nos relaciona γ con las magnitudes medidas

$$\gamma = 0.134 \frac{\lambda'^2(0)}{\rho^2} \cdot \left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T_c} \cdot T_c \quad (\text{II-51})$$

Cabe destacar que el $\lambda'(0)$ que aparece en la expresión (II-51) es el que se obtiene a partir de la pendiente de $\lambda(T)$ en función del parámetro Y . En esta ecuación el γ está dado en $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{K}^2}$, ρ en Ωcm , T_c en K , $\left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T_c}$ en Oe/K y $\lambda'(0)$ en cm .

Por otro lado, de comparar la energía de condensación con la energía del campo magnético se tiene la relación⁽²¹⁾

$$\frac{\gamma T_c^2}{H_c^2(0)} = 0.168 \quad (\text{II-52})$$

donde γ está expresado en $\frac{\text{erg}}{\text{cm}^3 \text{K}^2}$, H_c en Gauss y T_c en K .

Además la teoría de BCS predice una dependencia en temperatura para $H_c(T)$ que, para el límite de $T \rightarrow T_c$, toma la forma⁽⁷⁾:

$$\frac{H_c(T)}{H_c(0)} \Big|_{T \rightarrow T_c} = 1.74 (1 - T/T_c)$$

de modo que

$$\left. \frac{dH_c(T)}{dT} \right|_{T_c} = -1.74 \frac{H_c(0)}{T_c} \quad (\text{II-53})$$

reemplazando en la ecuación (II-52) tenemos:

$$\frac{1}{\gamma} \left[\frac{dH_c(T)}{dT} \Big|_{T_c} \right]^2 = 18.0 \quad (\text{II-54})$$

donde H_c , γ y T_c tienen las mismas unidades que en la ecuación (II-52).

Como lo que medimos en el caso de los amorfos es el H_{c2} , teniendo en cuenta que

$$\frac{dH_{c2}}{dT} \Big|_{T_c} = \sqrt{2} \kappa \frac{dH_c}{dT} \Big|_{T_c} \quad (\text{II-55})$$

transformamos la expresión (II-54) en

$$\gamma = 2.22 \cdot 10^{-5} \frac{\frac{dH_{c2}}{dT} \Big|_{T_c}}{\rho} \quad (\text{II-56})$$

lo cual permite, una vez determinado ρ y $\frac{dH_{c2}}{dT}$, determinar γ por un método independiente al resultante de la ecuación (II-51).

Igualando la ecuación (II-51) a la (II-56) es posible obtener una relación entre la longitud de penetración, la temperatura crítica y la resistividad del material

$$\lambda'(0) = 1.288 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{\rho}{T_c}} \quad (\text{II-57})$$

Con ρ en unidades de $\Omega \text{ cm}$ y T_c en grados K.

Hay que recalcar que todas estas ecuaciones han sido deducidas en el marco de la teoría de BCS. En el caso de los amorfos superconductores no es claro que su comportamiento sea del tipo BCS. Mediciones hechas en algunos amorfos fabricados por evaporación con metales puros tales como Ga, Bi y Tl⁽¹⁷⁾⁽²²⁾ han demostrado que el valor de $\frac{2\Delta}{k_B T_c}$ es bastante más grande que el predicho por la teoría de BCS, considerandolos superconductores de acoplamiento fuerte. Mientras que en los amorfos fabricados con aleaciones de metales de transición se encuentran discrepancias⁽⁵⁾⁽²³⁾ respecto del tipo de acoplamiento que poseen. Una extensión de estas ecuaciones al límite de "strong coupling" no es claro. Por un lado no tenemos conocimiento de que exista un desarrollo equivalente al de Gorkov para este tipo de superconductores. Por otro, alguna de las relaciones que hemos utilizado, como la (II-52), se ha tratado de extenderlas al límite de acoplamiento fuerte⁽²⁴⁾. Lo mismo sería relativamente simple de realizar para la ec. (II-53). Tanto la ecuación (II-52) como la (II-53) no forman parte del conjunto de ecuaciones de Gorkov, dado que se deducen directamente a partir de la teoría de BCS.

Estas ecuaciones han sido ampliamente verificadas en distintos tipos

de superconductores. En particular la ec.(II-57) se ha encontrado que funciona bien aún en superconductores de acoplamiento intermedio como el caso del niobio⁽²⁵⁾. Lo que es más sorprendente aún es la verificación de esta ecuación en el caso de los superconductores granulares⁽²⁶⁾. En el caso de los amorfos superconductores se han hecho⁽⁵⁾ mediciones independientes de γ con calor específico, de dH_c2/dT y resistividad. Estas mediciones revelan que el γ obtenido del calor específico y el obtenido por la ec.(II-56) difieren en menos del 10%. En nuestro caso hemos medido separadamente ρ , T_c y λ lo cual nos permite verificar el funcionamiento de la ecuación (II-57).

Desde la aparición de la teoría de BCS muchos han sido los intentos por relacionar las mediciones de longitud de penetración y el gap superconductor. En el año 1958 Shawlow y Devlin⁽²⁷⁾ midieron la longitud de penetración en estaño. Comparando la dependencia en temperatura de λ con el modelo de los dos fluidos y la dependencia en temperatura dada por BCS, encontraron que sus resultados experimentales podían ser ajustados bastante razonablemente con esta última teoría.

El primer intento por determinar el carácter del superconductor a través de las mediciones de la longitud de penetración fue hecho por Sárochik et al⁽²⁸⁾⁽²⁹⁾. Midiendo la longitud de penetración del plomo por un método similar al utilizado por Shawlow y Devlin encontraron que el valor de $2\Delta/kT_c$ era aproximadamente 5. Para determinar este valor buscaron cual era el valor de $2\Delta/kT_c$ que ajustaba mejor sus datos, utilizando la teoría de BCS para la dependencia en temperatura del gap (Ec.(II-34)), relacionando la longitud de penetración con el gap superconductor a través de las expresiones dadas por BCS, Ec. (II-28) y (II-30).

A pesar que el ajuste teórico es bueno, el valor obtenido para $2\Delta/kT_c$ es bastante mayor que el valor obtenido por técnicas de "tunneling", es decir $\frac{2\Delta}{kT_c} \approx 4.2$.

Gasparovick and Mc Lean efectuaron mediciones posteriores⁽³⁰⁾, realizadas también en plomo, con técnicas similares. Las mismas dieron resultados totalmente distintos. En este caso, ajustando la dependencia en temperatura, se encontró que el valor de $\frac{2\Delta}{kT_c}$ era de 3.75. Como en el caso anterior este valor se obtuvo haciendo uso de la teoría de BCS para la dependencia de Δ con temperatura.

Peabody y Mersevey⁽³¹⁾ midieron $\lambda(T)$ por un método interferométrico en el plomo; encontraron que sus datos coincidían con las mediciones de Sárochik et al. No obstante, en el caso de Peabody y Mersevey, sus valores experimentales están normalizados por una constante arbitraria que puede cambiar la pendiente de la curva λ en función de T , y en consecuencia torna dudosa la conclusión.

También en el niobio se ha usado la longitud de penetración en relación con el gap superconductor. En este caso para comprobar la existencia o no de un segundo gap en este material⁽³²⁾.

La otra forma en que ha sido usada la longitud de penetración en relación con el gap superconductor es la que se conoce como el método de Waldram⁽³³⁾. En este caso se comparan los resultados experimentales con los que predice la teoría de BCS y se modifica la dependencia en temperatura del gap superconductor de modo que reproduzca los datos experimentales, manteniendo el valor de $\frac{2\Delta}{kT_c}$ en 3.5.

Este método se puede desarrollar gráficamente del siguiente modo. En la Fig. II-8 se representan con línea llena la dependencia en temperatura de BCS, de $\lambda(T)$ y $\Delta(T)$. La línea de puntos representa los puntos experimentales de $[\lambda(T)/\lambda(0)]^{-2}$.

En la Fig. II-8(a), moverse sobre la horizontal significa moverse a Δ/kT constante, de este modo uno encuentra la temperatura t_1 para la cual BCS da el mismo resultado que el experimental. Con esta temperatura se halla cual es el gap a esa temperatura en la figura II-8(b). En este gráfico moverse a $\frac{\Delta}{kT}$ constante es moverse sobre una recta que pasa por el origen. De este modo se extrapola el valor de Δ a la temperatura del punto experimental. El gap resultante tiene una dependencia en temperatura tal que reproduce la dependencia en temperatura del λ experimental.

El problema que tiene el método es que la comparación de los datos experimentales se hace con el $\lambda(T)/\lambda(0)$ de BCS. No obstante, si por alguna técnica es posible determinar el $\Delta(0)$ del material, entonces la longitud de penetración permitiría sacar la dependencia en temperatura de Δ en primera aproximación, comparando el $\lambda(T)/\lambda(0)$ experimental con el $\lambda(T)/\lambda(0)$ dado por BCS pero con el valor de $2\Delta/kT_c$ modificado.

Mediciones más recientes de la longitud de penetración en niobio⁽³⁴⁾
(35) han mostrado fuertes desviaciones de la dependencia en temperatura de λ respecto a la predicha por BCS. Esto ha originado discusiones en cuanto al origen de estas desviaciones y aun no están totalmente claras las causas de este comportamiento.

De lo expuesto anteriormente se concluye que existen básicamente dos métodos para explicar las desviaciones de la dependencia en temperatura de la longitud de penetración. El primero de ellos intenta encontrar un mejor acuerdo entre teoría y experimento a través de modificar el valor de $2\Delta/kT_c$, pero usando siempre la dependencia en temperatura de BCS para el gap superconductor. El segundo método consiste en modificar la dependencia en temperatura del gap, imponiendo un valor a $2\Delta/kT_c$.

A pesar de que ambos métodos han sido aplicados en materiales bien estudiados como el caso del plomo, el estaño y el niobio, en ninguno de estos metales simples se ha podido encontrar buen acuerdo entre teoría y experimen

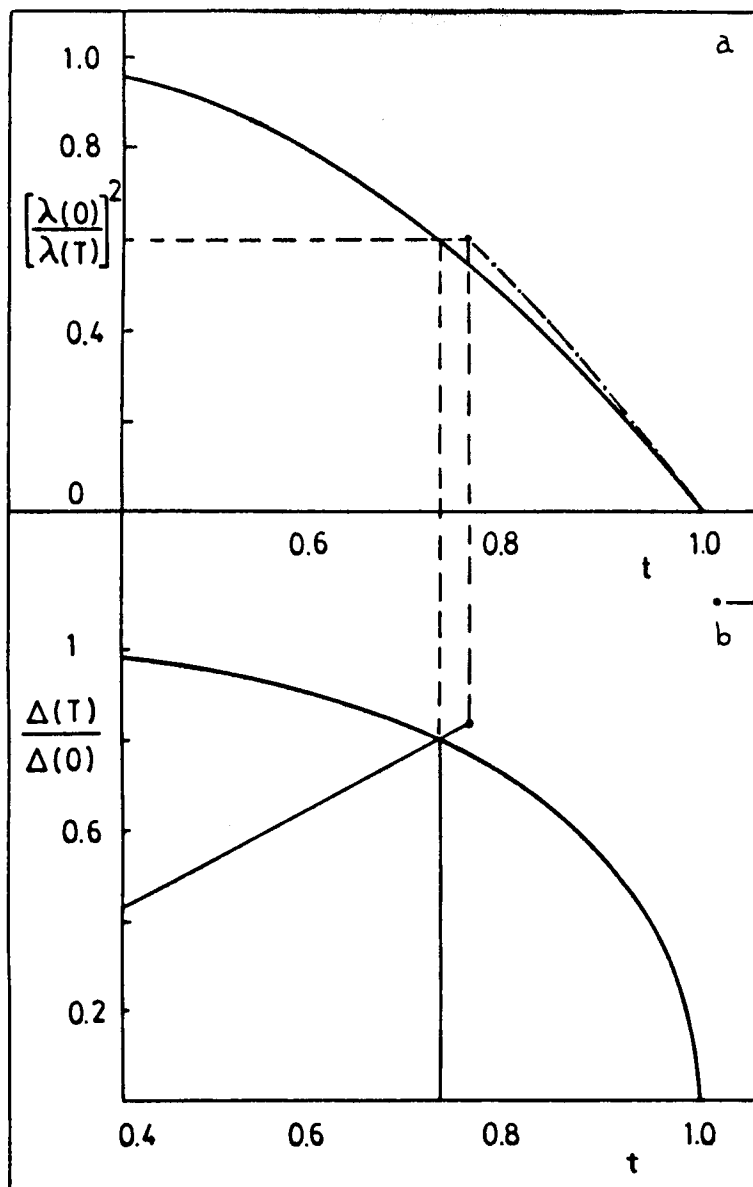


Figura II-8: Esquema del procedimiento sugerido por Waldram para determinar la dependencia en temperatura del gap superconductor, a partir de la dependencia en temperatura de la longitud de penetración.

to. Muchos son los argumentos esgrimidos para explicar este comportamiento. Por ejemplo la existencia de óxidos en la superficie del niobio⁽³⁵⁾ que por efecto de proximidad es capaz de cambiar la respuesta de los electrones superconductores al campo electromagnético. Otro argumento utilizado ha sido la anisotropía del gap debido a la anisotropía de la esfera de Fermi. En tal sentido se han realizado mediciones⁽³⁶⁾ donde las corrientes superconductoras circulaban preferentemente en alguna de las caras de un monocristal, encontrando una fuerte dependencia de $\frac{d\lambda}{dY}$ en función de Y a medida que se cambiaba la cara en cuestión.

En todos estos casos $\lambda(0)$ es de algunos centenares de Å. Esto significa que es susceptible a modificaciones que puedan ocurrir en la superficie, tales como modificaciones en la densidad de estados⁽³⁷⁾, presencia de óxidos que modifican al superconductor por efecto de proximidad⁽³⁵⁾, etc.

Este tipo de problema localizados en la superficie pueden seguir existiendo en los materiales amorfos, pero en este caso $\lambda(0)$ es de aproximadamente 10^4 Å y en consecuencia el λ pasa a ser una propiedad del seno del material.

El otro caso donde λ es de este mismo orden es el de los superconductores granulares⁽³⁸⁾. Mediciones recientes de $\lambda(T)$ en estos materiales muestran un comportamiento del tipo del dado por el modelo de los dos fluidos es decir $\lambda(T) = \lambda(0)Y$ en el rango de medición ($Y = 1.1 \rightarrow 4$). A pesar de que este rango es suficiente como para observar desviaciones respecto al modelo de los dos fluidos, los datos experimentales no muestran este tipo de comportamiento. No obstante, el caso de los superconductores granulares es un caso particular y la aplicación del comportamiento predicho por BCS no es obvio dado que el acoplamiento entre granos es del tipo Josephson⁽³⁹⁾ y en consecuencia las corrientes diamagnéticas están fuertemente modificadas en su relación con los parámetros superconductores del material "bulk".

La presencia de un material normal sobre un superconductor modifica notoriamente las propiedades del superconductor en la zona de contacto, como así también en las del metal normal. Esto es lo que se conoce como efecto de proximidad. El material normal puede ser otro superconductor con distinta temperatura crítica que la del material en estudio.

El efecto de proximidad ha sido introducido⁽⁴⁰⁾ en las ecuaciones de Landau-Ginzburg modificando la condición de contorno para la derivada del parámetro de orden en la superficie del superconductor.

Esta condición de contorno toma la forma

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|_{x=0} = \frac{\psi}{b} \quad (\text{II-58})$$

donde x es el eje en la dirección perpendicular a la superficie de contacto. Físicamente la condición expresada en (II-58) significa que puede haber una corriente "superconductor" que atraviesa la interfase normal-superconductor (N-S) y se extiende una longitud característica dentro del material normal, esta longitud está relacionada con el coeficiente b que aparece en la ecuación (II-58). Este coeficiente es independiente del espesor de la zona superconductor, para espesores suficientemente grandes. En la figura II-9 se observa la forma que toma el parámetro de orden en la interfase N-S.

La probabilidad de encontrar pares en la zona N, en el caso que N sea un metal puro, viene dada por⁽⁴¹⁾:

$$F = \phi(x) \exp(-K|x|) \quad (\text{II-59})$$

donde $\phi(x)$ es prácticamente constante en la distancia K^{-1} , con:

$$K^{-1} = \frac{\hbar v_{FN}}{2\pi k T} \quad (\text{II-60})$$

mientras que en el límite sucio de N, es decir camino medio muy corto, la ec.(II-59) sigue siendo válida pero el valor de K viene dado por

$$K^{-1} = \xi_N = \left[\frac{\hbar v_{FN} \ell_N}{6\pi k T} \right]^{1/2} \quad (\text{II-61})$$

donde ℓ_N es el camino libre medio en el normal.

Tanto (II-60) como (II-61) son válidas cuando la interacción atractiva entre pares V_N es nula en el metal normal. En el caso que V_N sea distinto

de cero, es decir la zona N es superconductora con una $T_{cN} < T_{cS}$ las ecuaciones (II-59), (II-60) y (II-61) siguen siendo válidas debiéndose reemplazar T por $(T - T_{cN})$.

Las supercorrientes que se originan en el normal pueden ser destruidas por un campo que es más pequeño que el campo crítico del superconductor a la misma temperatura. No obstante ello son capaces de originar corrientes Meissner modificando de esta forma la respuesta del superconductor ante la aplicación de un campo magnético, es decir, modificando la longitud de penetración efectiva.

Para campos magnéticos suficientemente pequeños, de modo que no afecten el parámetro de orden en el normal, se ha encontrado⁽⁴⁰⁾ que la longitud de penetración en el normal, en el límite sucio, es:

$$\frac{1}{\lambda^2(\Delta)} = \frac{4\pi\sigma}{\hbar c^2} \frac{\Delta^2}{kT} \psi_2 \left(\frac{1}{2} - \frac{\hbar v_{FN} l_N K^2}{12 \pi k T} \right) \quad (\text{II-62})$$

donde σ es la conductividad del normal y Δ es el gap en el normal, ψ_2 es la función digama. Δ es función de la distancia a la interfase N-S, en el normal, decayendo exponencialmente con x. Esto hace que la longitud de penetración sea función de la posición x, de este modo para $x \rightarrow \infty$, $\lambda(x) \rightarrow \infty$

El campo en N puede ser apantallado si se cumple que

$$\lambda(x) < x \quad \text{para un } x < x_0$$

Donde se define x_0 como

$$\lambda(x_0) = K^{-1} \quad (\text{II-63})$$

El valor que se ha calculado para x_0 es:

$$x_0 = K^{-1} \left[\ln(K^{-1}/\lambda(0)) - 0.116 \right] \quad (\text{II-64})$$

donde $\lambda(0)$ es la longitud de penetración en N, en la interfase N-S.

Si x_0 es menor que K^{-1} entonces $\lambda(x_0)$ según (II-63) será mayor que x_0 ($\lambda(x_0) > x_0$) y en consecuencia no habrá apantallamiento. Mientras que en el caso de tener un $x_0 > K^{-1}$ habrá apantallamiento pues $\lambda(x_0) < x_0$.

En la Fig.(II-10) se representa la exponencial correspondiente a la expresión:

$$\lambda(x) = \lambda(0) \exp(Kx)$$

aproximadamente válida en el límite sucio, surge como combinación de las ec.(II-62) y (II-59). Además se superpone la recta correspondiente a

$$y(x) = x$$

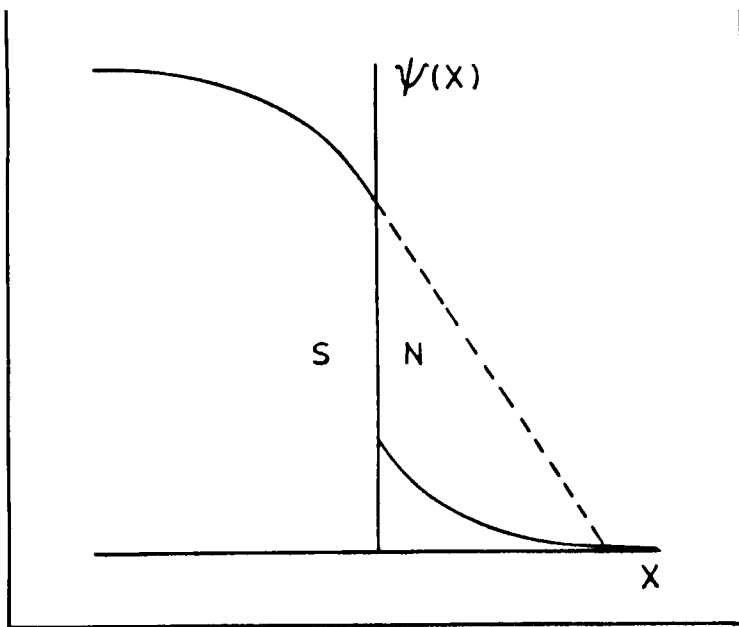


Figura II-9: Esquema de la forma que toma el parámetro de orden en una interfase normal-superconductora.

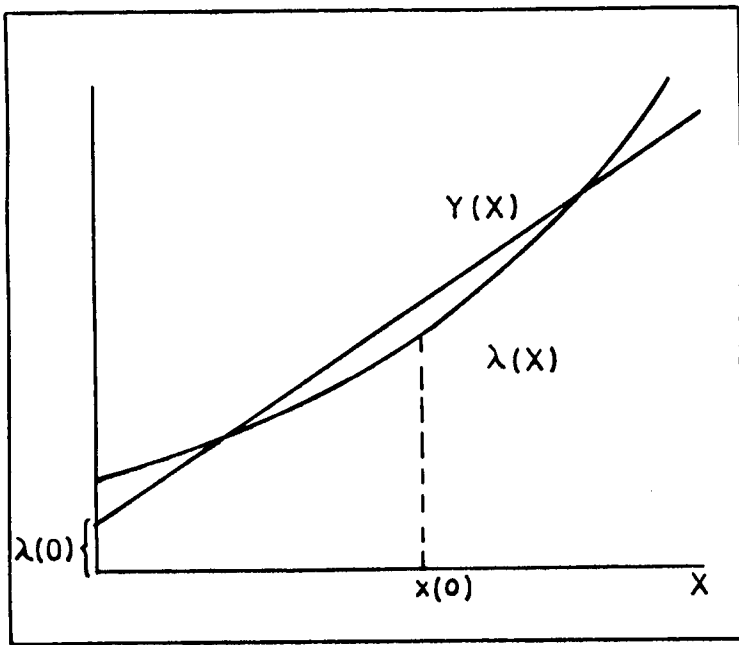


Figura II-10: Longitud de penetración en el metal normal en función de la distancia a la interfase normal-superconductora, x . Para que el apantallamiento sea efectivo deberá cumplirse que $\lambda(x) < \gamma(x)$, para algún valor de x .

El punto en que ambas curvas tienen la misma pendiente es:

$$x = K \ln(K^{-1}/\lambda(0))$$

que es básicamente el x_0 dado por (II-64).

Para que el apantallamiento sea apreciable el $\lambda(x)$ debe ser menor que x en algún punto. Esto sucederá si las curvas de la Fig. II-10 se cortan, lo cual produce una región de x que incluye x_0 y en la cual $\lambda(x)$ es menor que x .

Al factor $\lambda(0)/K^{-1}$, que aparece en la expresión (II-64) se lo llama χ_N , en analogía con el kappa que se define en el superconductor. χ_N es fuertemente dependiente de la temperatura, debido a la dependencia en temperatura de K^{-1} .

En resumen, para que haya apantallamiento x_0 debe ser mayor que K^{-1} y para que esto ocurra de la expresión (II-64) se puede concluir que $\chi_N(0)$ debe ser menor que 1

$$\chi_N(0) < 1 \quad \text{(II-65)}$$

Para el caso que N sea un superconductor K^{-1} diverge en T_{cN} con lo cual $\chi_N(0)$ se hace menor que 1 y el apantallamiento de N es efectivo, modificándose fuertemente la dependencia en temperatura de la longitud de penetración.

Este efecto permite detectar en algunos casos la existencia de una segunda fase en el seno del material superconductor; esta detección se puede hacer midiendo la dependencia en temperatura de $\lambda(T)$.

No obstante, puede ocurrir que la fase "normal" no se haga superconductora en el rango de medición. En este caso la detección de esta segunda fase a través de la dependencia en temperatura de λ , dependerá del valor de $\chi_N(0)$ en el intervalo de medición.

El caso en que $\chi_N(0) > 1$ corresponde a tener K^{-1} pequeño. Como a su vez K^{-1} está relacionado con el b de la ec.(1), $b \propto K^{-1}$, entonces también b será pequeño. Esto implica que el parámetro de orden en el superconductor se ve fuertemente reducido. El parámetro de orden se recupera en el superconductor en una distancia del orden de la longitud de coherencia ξ_S , dependiente de la temperatura. En el caso que la longitud de penetración en el superconductor sea menor o del orden de ξ_S , esto hará que se modifique fuertemente la longitud de penetración.

Se ha calculado que para $\chi_S \ll 1$ la relación entre la longitud de penetración modificada (λ') y la del mismo material sin efecto de proximidad (λ) es:

$$\lambda' / \lambda = 1.75 \kappa_s^{-1/2}$$

(II-66)

en el límite en que $b \rightarrow 0$.

Cuando $\kappa_s \gg 1$, la longitud de penetración no se modifica. Esto se debe a que en esta situación la longitud de coherencia es mucho más pequeña que λ y una perturbación en el parámetro de orden no afectará el apantallamiento.

En el caso de los superconductores amorfos, el camino libre medio de los electrones superconductores es muy pequeño y en consecuencia κ_s es muy grande. Por lo tanto cualquier tipo de material normal sobre la superficie del amorfo no producirá modificaciones apreciables en la longitud de penetración del amorfo superconductor.

Es distinto el caso de considerar zonas normales en el interior del superconductor. Si estas zonas normales son pequeñas (para campos suficientemente chicos), es decir menores o del orden de la longitud de coherencia κ^{-1} , el parámetro de orden no se anulará en el interior del normal, no obstante puede verse fuertemente deprimido dependiendo de cual sea el valor de κ^{-1} . Mientras que si las zonas son de un tamaño mayor que κ^{-1} será posible detectar zonas normales en el interior del superconductor.

III- DETALLES EXPERIMENTALES

- a- Preparación y caracterización de las muestras
- b- Arreglo experimental para la medición de λ
- c- Medición de resistividad y temperatura crítica
- d- Sistema de adquisición de datos

a - Preparación y caracterización de las muestras

Dada la composición del amorfo a preparar se fundieron las aleaciones correspondientes de la siguiente forma. Se pesaron las cantidades de los metales y luego se fundieron en un horno de arco, en atmósfera de argón y sobre un crisol de cobre refrigerado por agua, como el descrito en la referencia (42). La bola de material así obtenido fue fundida repetidas veces para lograr una mayor homogenización de la aleación. Esta bola fue pesada para verificar que durante la fundición y posterior tratamiento no hubo pérdida de material. En todos los casos se encontró que las variaciones de peso a lo sumo provocaban variaciones del orden de 0.2% en la concentración final respecto de la concentración nominal.

Los materiales utilizados fueron: La de Wilshire Chemical Company de pureza 99,6%. Zr de pureza 99,9% cuyas características se encuentran listadas en la referencia (42). Cu del tipo OFHC (oxigen free-high conductivity). Ga de Johnson, Mathey & Co de pureza 99,99%.

Au de Ventron Alfa Product de pureza 99,9999%.

Al de Johnson, Mathey & Co de pureza 99,995%.

De la bola original preparada se separó un trozo, el cual fue nuevamente refundido para una mayor homogenización. Esta es la porción del material que finalmente se utilizó para preparar la cinta amorfa.

El horno de enfriamiento rápido utilizado se encuentra ampliamente descrito en las referencias (43) y (44). El trozo refundido separado de la bola original es colocado en el crisol cónico de cobre refrigerado. Este crisol posee un pequeño orificio en su parte inferior de 0.45 mm de diámetro. Al hacer el disparo con el arco el material se funde y cae a través del agujero, depositándose sobre el cilindro rotante donde se enfría rápidamente. De este modo se obtiene las muestras en forma de cinta, cuyo ancho es de aproximadamente 1mm, el espesor es de unos 10 μ m y la longitud entre 5 y 10 cm. Se tiene así una geometría conveniente tanto para las mediciones de resistividad como para las de longitud de penetración.

La primera caracterización de las muestras se hizo a través de la medición de la resistividad y su dependencia con la temperatura. En todos los casos en que el coeficiente de resistividad era positivo se encontró que la transición superconductora era ancha y con estructura, evidenciando la presencia de inhomogeneidades en la muestra. Sobre la base de esto, todas las muestras con coeficiente positivo fueron desechadas, solo se reservaron aque

lias de coeficiente negativo, y en el caso de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ también se midieron muestras de coeficiente aproximadamente nulo; este caso será tratado más en detalle en el punto IV-b. La figura III-1 muestra en detalle la dependencia en temperatura de la resistividad para una muestra de $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$. El resto de las aleaciones muestran dependencias en temperatura similares.

Una segunda caracterización se hizo a través de la medición de la transición resistiva superconductor. En este caso el ancho de la transición da una idea de la homogeneidad de las muestras. Todas aquellas muestras cuyo ancho de transición fue superior a 70 mK fueron desechadas. En la Fig. III-2 se grafica una transición típica para estos amorfos. El ancho de transición se tomó como la diferencia entre las temperaturas a las que el valor de la resistividad cae al 90% y 10% de su valor a 4K. Mientras que para definir la temperatura crítica se tomó el valor al cual la resistividad cae al 50% de su valor a 4K. En el caso del $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ se usaron muestras de hasta 100mK de ancho de transición. Mediciones detalladas con rayos X en $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ y en el $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ han demostrado que bajo estas condiciones no se detectan formaciones cristalinas dentro de la sensibilidad de que se dispone.

La Fig. III-3 muestra fotos de diagramas de rayos X obtenidos por el método de Debye-Scherrer para muestras de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ y $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$. En ambos se puede apreciar la presencia de un anillo a aproximadamente 30° , característico en estas estructuras amorfas. Para comparar, la Fig. III-4 muestra una foto para el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ luego de cristalizado por tratamientos térmicos, en este caso se observa la presencia de una serie de anillos característicos de una estructura cristalina.

Mediciones hechas con microscopía electrónica en muestras de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ han mostrado la presencia de pequeños cristales en las muestras vírgenes ⁽¹⁰⁾. No obstante, estos resultados han sido tomados en ciertas zonas del material donde las muestras son suficientemente finas como para permitir un análisis con microscopía electrónica. Esto hace que los datos no sean representativos del resto del material.

Desde la preparación de las muestras amorfas hasta su montaje en el equipo de medición de resistividad o longitud de penetración las muestras fueron mantenidas a temperatura de nitrógeno líquido y en atmósfera de argón.

Los recocidos efectuados sobre las muestras se hicieron en un horno de radiación y bajo vacío (la presión no superaba los 5×10^{-5} mm Hg), midiéndose la temperatura con una termocupla de Cromel-Alumel.

La medición de las características geométricas se hizo utilizando dis-

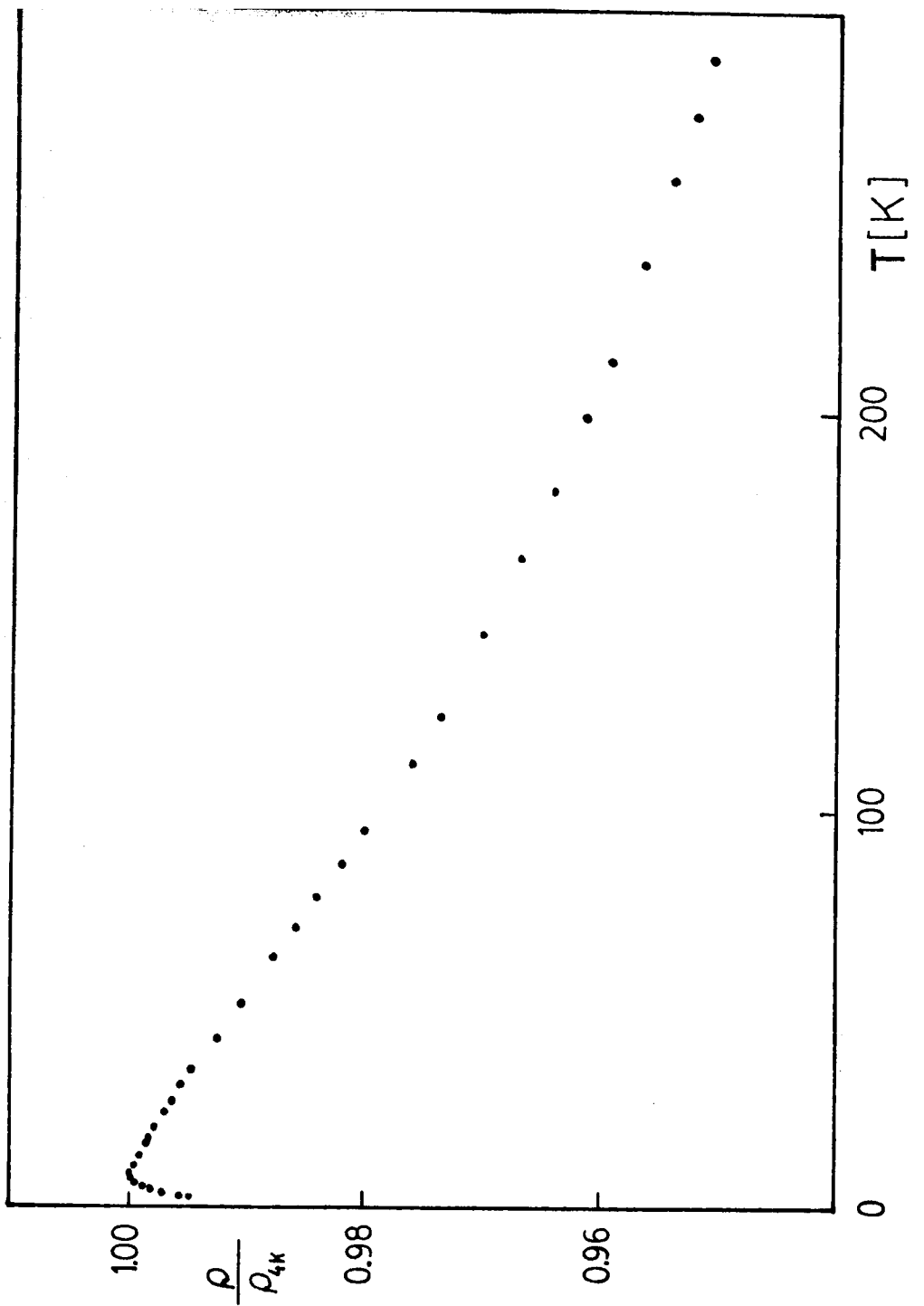


Figura III-1: Datos típicos de la resistividad en función de la temperatura para una de las muestras amorfas. (Extraídos de la referencia (42)).

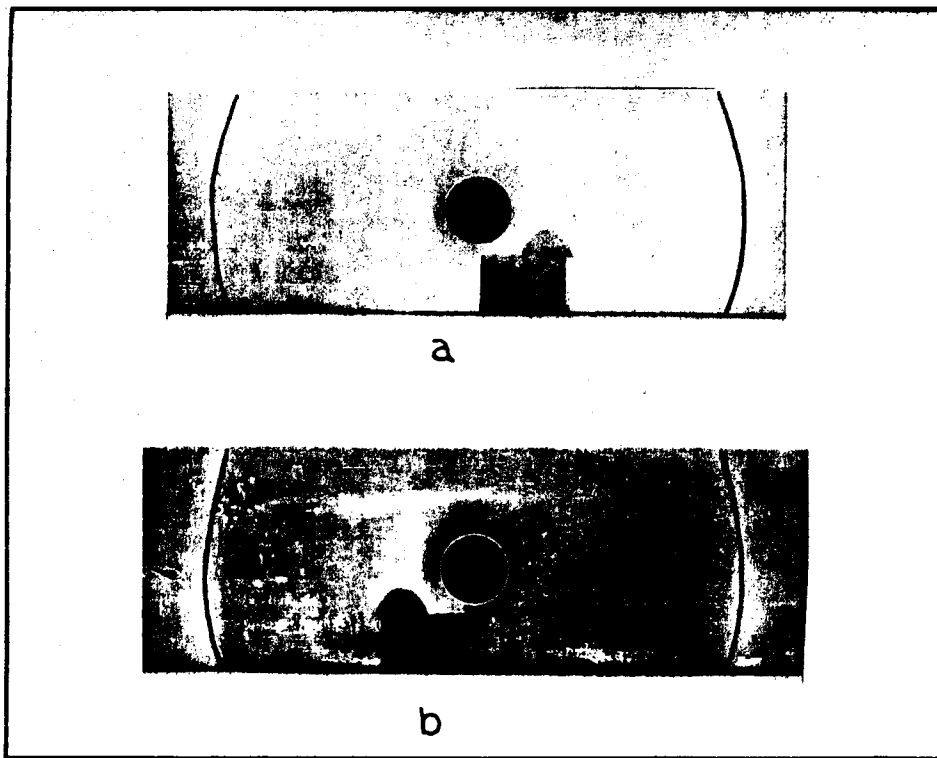


Figura III-3: Espectros típicos del tipo Debye-Scherrer.
a) Para una muestra típica de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$.
b) Para una muestra de $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$.
(Se han remarcado las líneas para ayudar a su visualización)

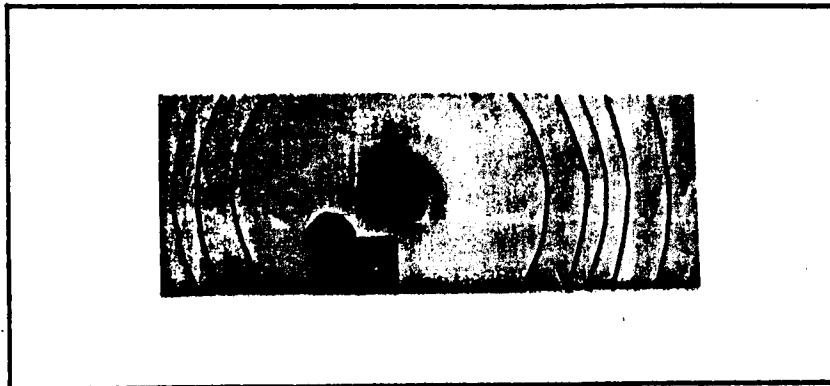


Figura III-4: Espectro típico de una muestra cristalizada de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$.

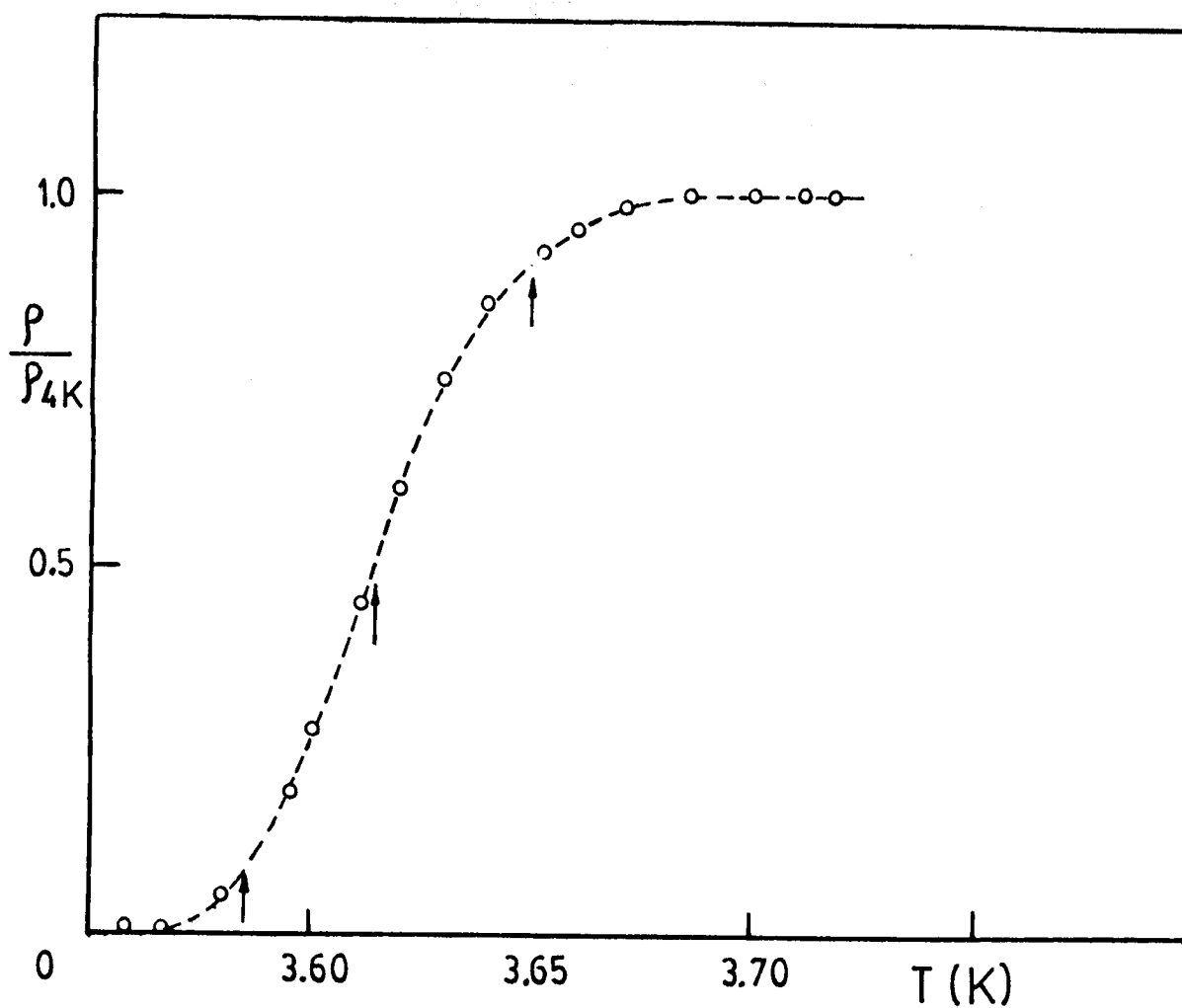


Figura III-2: Transición superconductora de la aleación $\text{La}_{77}\text{Ga}_{23}$. Las flechas indican la forma de definir la temperatura crítica y el ancho de la transición.

tintos métodos. Para medir el ancho de las cintas, del orden de 1mm, se usó una lupa marca Me-Opta con un aumento de 50x, con un ocular reticulado calibrado contra una regla milimetrada. La longitud de las muestras, necesaria en la determinación de la resistividad, fue medida con un calibre.

Para medir el espesor, del orden de 10μ , se usó un microscopio del tipo cristalográfico marca Reichert, modelo Mef2, con un aumento de 1200x proyectando la imagen de la muestra sobre una pantalla en la cual es posible fotografiar muestras o bien medir su espesor directamente sobre esta pantalla. La calibración del aumento se hizo con un retículo calibrado marca Uni-trón con divisiones de 10μ . Para hacer la medición fue necesario embeber la muestra en un acrílico, se utilizó acrílico Subiton Autopolimerizable. Luego se pulió una cara del cilindro de acrílico hasta que quedó al descubierto la muestra. El pulido fue hecho de modo que la cinta quede lo más perpendicular posible a la cara pulida. En la Fig.III-5 se observa un esquema de la cinta embebida en el acrílico. El error, debido a que la cara no fue pulida perpendicularmente a la cinta, está relacionado con el ángulo Θ y es

$$\frac{\Delta d}{d} = \frac{1 - \cos \Theta}{\cos \Theta}$$

donde d es el ancho de la muestra y Δd el error cometido debido a que Θ es distinto de cero. En todos los casos Θ fue menor que 10° , con lo cual el error introducido por la perpendicularidad fue a lo sumo de un 1%. El pulido se hizo con una serie de lijas a partir de la n° 180 hasta la n° 600. Luego se pulió con paño, primero con alúmina de 1μ y luego con alúmina de 2500Å . Esta última fase del pulido es muy importante para lograr una mejor definición de los bordes. Por otro lado si solo se pule con lija 600 se produce una acumulación de material en los bordes de la cinta que provoca un engrosamiento aparente de la misma.

La Fig.III-6 muestra una foto de una muestra de $Zr_{70}Cu_{30}$ pulida con alúmina de 2500Å .

Tanto en las mediciones del espesor como las del ancho, las fluctuaciones de la muestra producen una dispersión mayor que la introducida por el método en sí.

Por ejemplo en la muestra III de $La_{70}Cu_{30}$ los resultados de la medición del espesor en tres secciones distintas son las siguientes:

$$\begin{array}{ll} D_1 = 12.2 \mu\text{m} & \sigma_{D_1} = 5.7 \mu\text{m} \\ D_2 = 11.7 \mu\text{m} & \sigma_{D_2} = 4.1 \mu\text{m} \\ D_3 = 12.3 \mu\text{m} & \sigma_{D_3} = 5.5 \mu\text{m} \end{array}$$

Donde D_i es el espesor medido en la posición i y σ_{D_i} es la desviación standard correspondiente. Los valores de D_i son el promedio de n valores tomados en una misma sección ($n \approx 40$ valores). En realidad los σ_{D_i} no son repre-

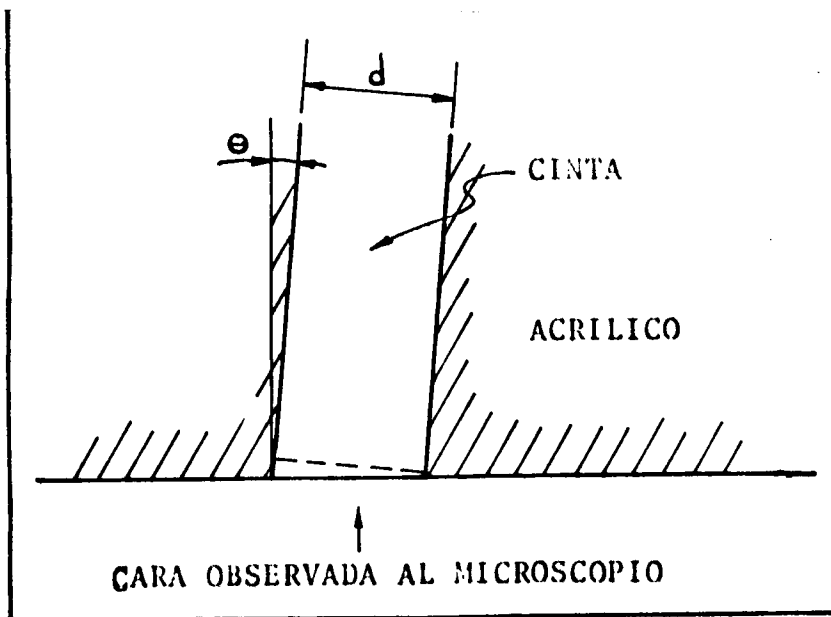


Figura III-5: Corte esquemático de la muestra embebida en el acrílico a los efectos de determinar su espesor.

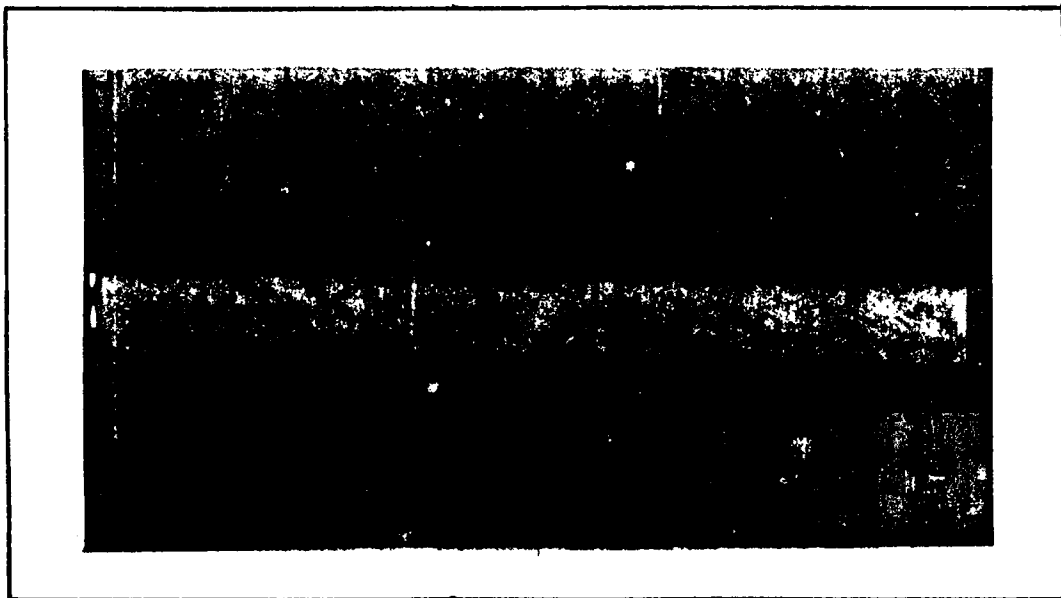


Figura III-6: Fotografía obtenida con un microscopio óptico metalográfico, de la muestra embebida en el acrílico, utilizada para determinar el espesor de la muestra.

representativos de los errores de Di dado que una segunda medición en cualquiera de estas secciones da un Di que difiere del anterior tomado en la misma sección en mucho menos que el correspondiente σ_{D_i} . De este modo se puede calcular un segundo σ , que en este caso resulta $\sigma \approx 0.2 \mu\text{m}$. Algo similar ocurre con la medición del ancho de las muestras.

Para estas mediciones se usó un equipo especialmente diseñado para utilizar un magnetómetro de alta sensibilidad del tipo SQUID. El mismo se encuentra ampliamente descrito en las referencias (45) y (46).

En la Fig. III-7 se observa un esquema del equipo utilizado. El mismo consta de una camisa de vacío que en su parte exterior está en contacto con el baño de helio a 4K. En el interior de la camisa hay un evaporador del cual cuelga el soporte de la muestra. Este evaporador puede ser bombeado desde el exterior permitiendo de este modo bajar la temperatura del sistema hasta 1.4K. El rellenado del evaporador se hace a través de un conducto de alta impedancia conectado al baño de helio. Unido térmicamente al evaporador por medio de un cable de cobre se encuentra el soporte de la muestra. Sobre este soporte están montados el termómetro de germanio y un calefactor de manganeso. Este permite variar la temperatura entre 1.4 y 10 K.

La disposición de la muestra respecto al termómetro y el calefactor se puede ver en la Fig.8, junto con el esquema del circuito térmico correspondiente.

La muestra se pega con grasa Apiezon N a lo que llamamos portamuestra. Este portamuestra es un cilindro de cobre, se eligió de este material dado que su magnetización prácticamente no varía con la temperatura en el rango de trabajo. A su vez el portamuestra está atornillado al soporte de muestra, hecho también en cobre. En el caso del $Zr_{70}Cu_{30}$ las muestras fueron pegadas al portamuestra con Poxiclar dado que el tratamiento térmico se debe hacer a temperaturas más altas que en el $La_{70}Cu_{30}$. Además la muestra de $Zr_{70}Cu_{30}$ fue atada al portamuestra con un hilo de cobre para evitar que las cintas se despeguen del cobre.

Las muestras, que se cortaron de la cinta producida en el horno, tienen una longitud de aproximadamente 3cm y se colocaron en el portamuestra de forma que el centro de la muestra coincida con el centro del transformador como se ve en la Fig.III-8. Las dimensiones de las muestras son tales que su factor demagnetizante⁽⁴⁶⁾ es prácticamente 0.

A la altura en que se monta la muestra la camisa de vacío tiene un anegostamiento que permite aumentar la eficiencia del transformador superconductor que se acopla con el SQUID.

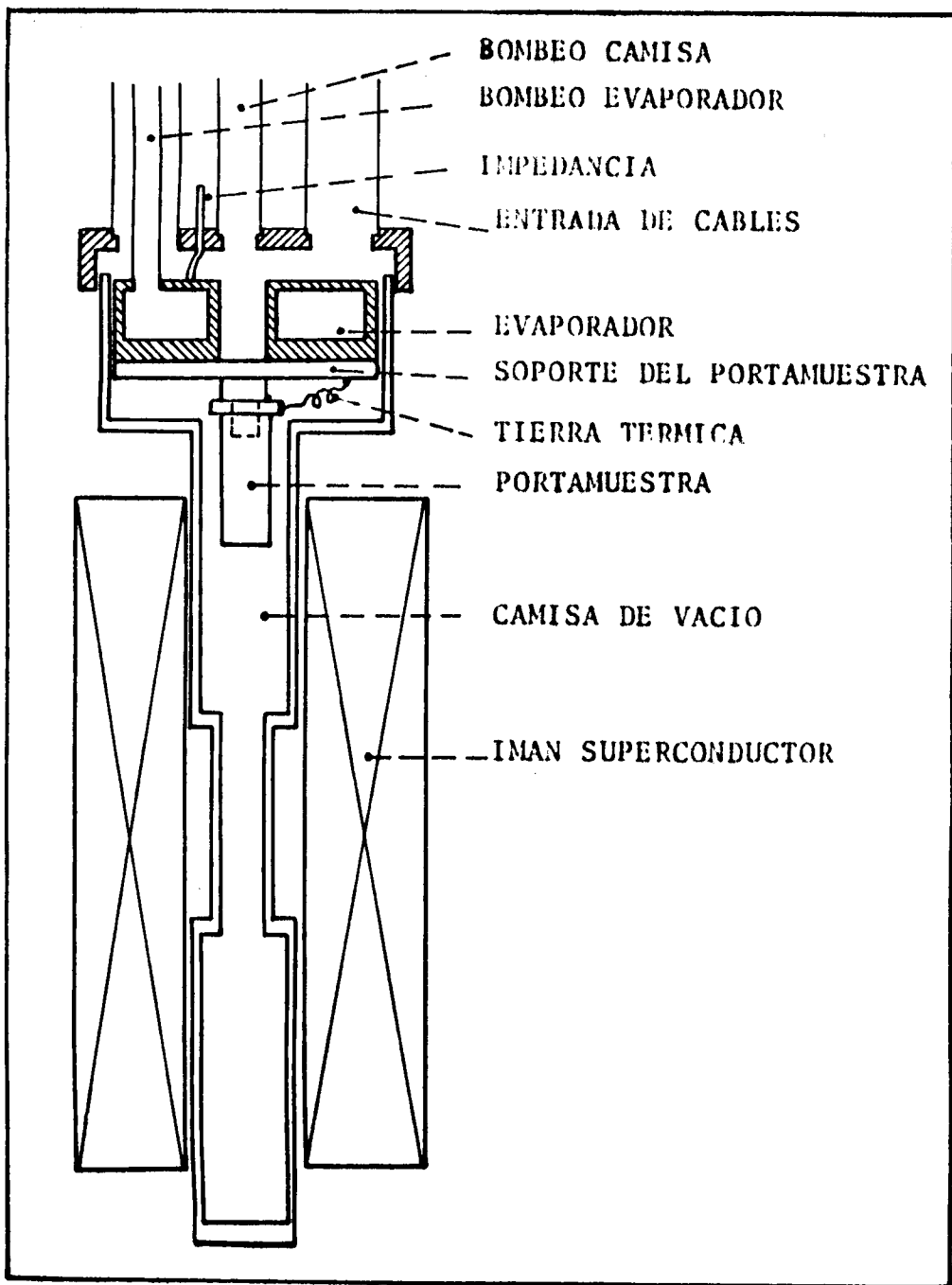


Figura III-7: Corte esquemático del equipo utilizado.

En el exterior de la camisa va montado un imán superconductor capaz de producir campos de hasta 400 G. Este provee un campo magnético paralelo a la superficie de la muestra con fluctuaciones en su intensidad menores al 2% en la zona de la muestra⁽⁴⁶⁾. El imán es alimentado por una fuente de corriente continua Westinghouse Mod. 503 especialmente diseñadas para imanes superconductores.

El imán es un arrollamiento de niobio que se cierra sobre sí mismo, una de las espiras posee un calefactor capaz de destruir la superconductividad en una zona de esa espira.

A cada lado de este calefactor se encuentran los cables de alimentación del imán. Una vez puesta la corriente necesaria en el imán se apaga el calefactor, de este modo se tiene un arrollamiento superconductor que se cierra sobre sí mismo proveyendo un campo muy estable. En estas condiciones se hicieron las mediciones de longitud de penetración.

La calibración del imán usado ha sido hecha por J. Luzuriaga y se encuentra descrita en la referencia (46) pág.31.

El factor que se obtuvo fue 48 Gauss/Amp.

La corriente que circula por el imán se mide por medio de una resistencia calibrada de 0.001Ω que posee incorporada la fuente Westinghouse. Para verificar el valor de la resistencia se hizo una calibración haciendo circular la corriente por una resistencia patrón de $(1.000 + 0.0001) \Omega$ marca AOIP, del tipo RE y midiendo la caída de tensión entre sus bornes. Se encontró que los valores medidos por ambas resistencias diferían uno de otro en menos del 0.5%.

En los casos en que se requería aplicar campos muy bajos, menores que 10 Oe, se utilizó como fuente un circuito potenciométrico alimentado con una batería de 6 V. En este caso la corriente circulante por el imán se halló midiendo la caída de tensión sobre la misma resistencia patrón mencionada en el párrafo anterior.

Magnetómetro

El magnetómetro utilizado fue un rf-SQUID fabricado por S.H.E. Corp Modelo TSQ (Thoroidal SQUID) acoplado a una electrónica del tipo 330 - SQUID fabricado también por S.H.E. Las características del TSQ, son las siguientes⁽⁴⁷⁾:

$$M = 20 \text{ nH}$$

$$L_1 = 2 \text{ } \mu\text{H}$$

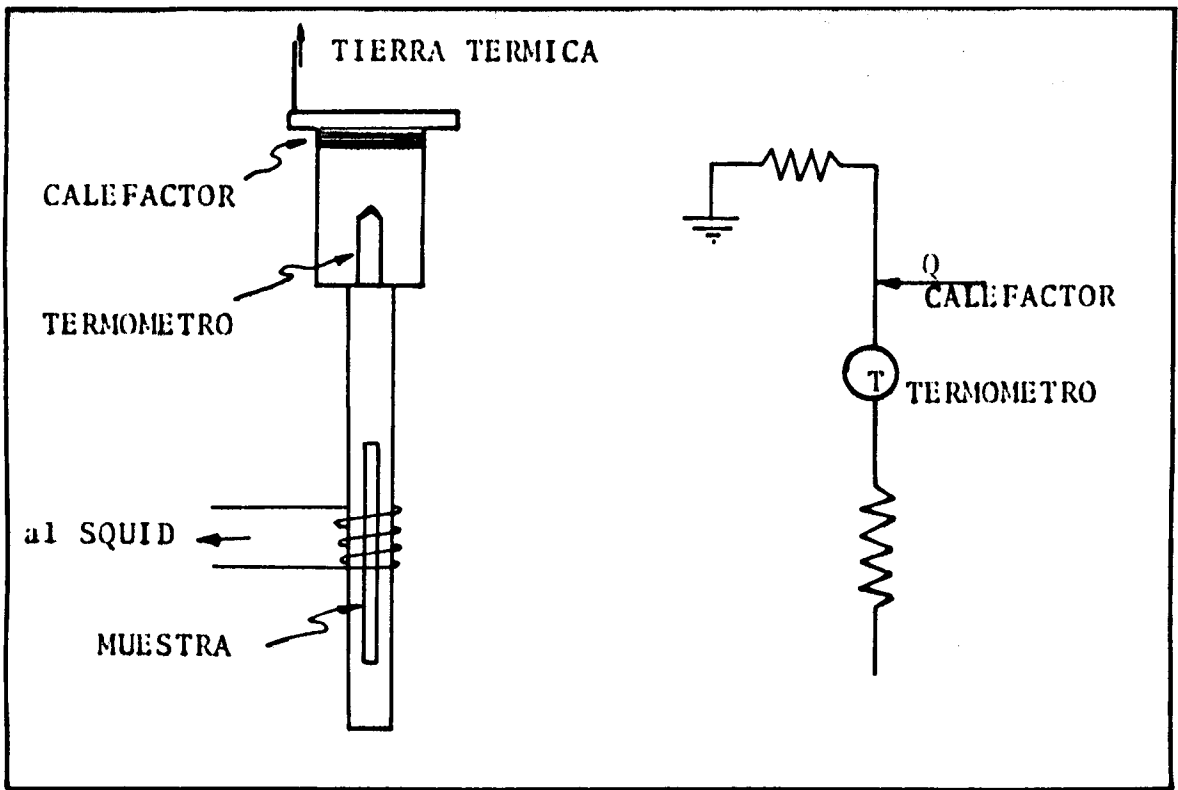


Figura III-8: Dibujo del portamuestras utilizado con el correspondiente circuito térmico.

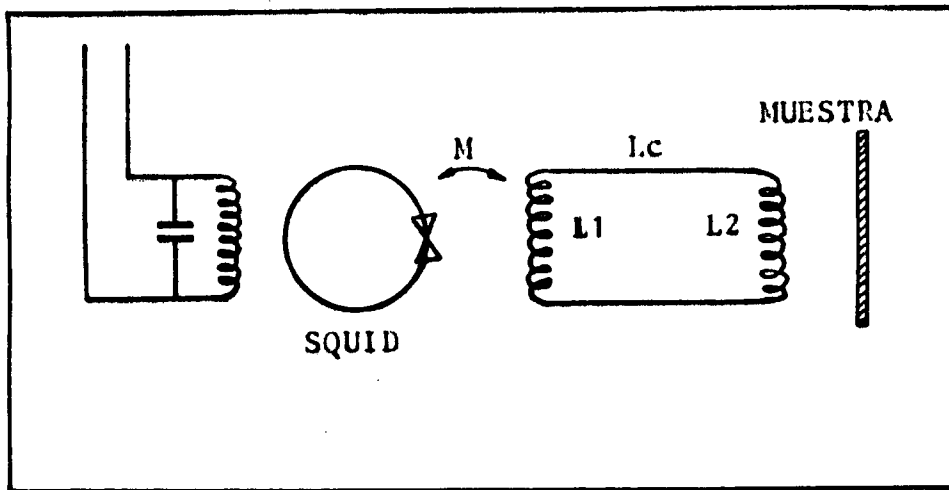


Figura III-9: Esquema del sistema SQUID-tranformador-muestra utilizado.

donde M es la inductancia mutua entre el primario del transformador su perconductor y el SQUID, y L_1 es la inductancia de este primario (ver Figura III-9)

Otras características importantes del magnetómetro utilizado son las siguientes

$$\text{Ruido } 2 \times 10^{-4} \phi_0 (\text{rms}) / \sqrt{\text{Hz}}$$

Se utilizó con un filtro "pasa bajos" cuyo ancho de bande es de 1 Hz, con lo cual el ruido a la salida fue de $2 \times 10^{-4} \phi_0$.

Utilizado en el "Fast Mode" admite un "Slew Rate" de $3 \times 10^5 \phi_0 / \text{sec}$, en la sensibilidad más baja.

El secundario fue fabricado en alambre de Niobio de diámetro 0.15 mm. Para lograr un acoplamiento óptimo es necesario que la inductancia del primario sea igual a la del secundario (L_2) más la inductancia de los cables (L_c):

$$L_1 = L_2 + L_c$$

Según la referencia (47) para cables arrollados antiinductivamente $L_c = 3 \cdot 10^{-3} \text{ H/mts}$. En nuestro caso la longitud de los cables fue aproximadamente 10 cm, en consecuencia $L_c = 3 \times 10^{-8} \text{ H}$, lo que implica $L_2 = 1.97 \mu\text{H}$. Con este dato, sabiendo que el diámetro de la camisa en el lugar que se monta el transformador es de 8.05 mm, e imponiendo que la longitud de la bobina sea de 5mm, de tablas⁽⁴⁸⁾ se obtiene que el número de vueltas debe ser 20. En nuestro caso por razones de espacio el transformador constaba de trece vueltas lo que hace que el valor de L_2 sea de $13 \mu\text{H}$.

Con estos datos se puede calcular el factor de transformación esperado. Según la referencia (47)

$$(F)^{-1} = \frac{\phi_{\text{SQUID}}}{\phi_{\text{ext}}} = \frac{M N_{\text{ext}}}{L_1 + L_2 + L_c} \quad (\text{III-1})$$

Donde ϕ_{SQUID} es la variación de flujo en el SQUID cuando en la muestra se produce una variación de ϕ_{ext} cuantos de flujo. En nuestro caso se obtiene un $F = 12.8$.

Además F puede ser determinado experimentalmente. Para ello se varía la corriente que circula por el imán haciendo uso de un circuito potenciométrico alimentado con una fuente de tensión HP 3310B, en el modo rampa.

En serie con el imán se colocó una resistencia de $(1 \pm 0.005) \text{ K}\Omega$, midiendo la caída de tensión sobre las terminales de esta resistencia se conoce la corriente que circula por el imán. Simultáneamente con cada valor de corriente se toma un valor en la salida del SQUID, es decir ϕ_{SQUID} .

Como conocemos el área del transformador podemos determinar cual fue

el ϕ_{ext} producido por la variación de corriente en el imán que se corresponde con el ϕ_{SQUID} . Por lo tanto:

$$F = \frac{\phi_{ext}}{\phi_{SQUID}} = \frac{\Delta I \times A \times \pi d^2 / 4}{\Delta \phi_{SQUID} \times \phi_0} \quad (III-2)$$

donde ΔI es la variación de corriente que circula por el imán, A es el factor de calibración del imán, $4\pi C/A$ y d es el diámetro de la bobina del transformador 3.2mm. $\Delta \phi_{SQUID}$ es la variación de flujo correspondiente a ΔI en el SQUID, en cuantos de flujo. ϕ_0 es el cuanto de flujo.

Las mediciones de $\Delta \phi_{SQUID}$ y ΔI fueron tomadas con un sistema de adquisición de datos que se describe más adelante. Representando ϕ_{ext} en función de ϕ_{SQUID} se obtiene una recta cuya pendiente es F . La Fig. III-10 muestra un conjunto de datos típicos para la determinación de F .

El factor determinado de este modo da del orden de 13, en buen acuerdo con el valor calculado a partir de la (III-1). No obstante, cada vez que se cambia el transformador y a pesar de que se reproducen las condiciones geométricas de la bobina en cuanto a su diámetro, números de espiras y longitud, es necesario volver a medir F debido a que hay pequeñas variaciones en la longitud de los cables y en el espaciamiento entre espiras de la bobina. En todos los casos se encontró que F tiene fluctuaciones del orden del 7% en torno al valor de 13, en buen acuerdo con el valor calculado previamente.

Medición de temperatura

Para la medición de temperatura se utilizó un termómetro de germanio marca Cryocal del tipo CR 250. Su resistencia se midió con un puente de Wheastone, utilizando tres cables conectados como lo indica la Fig. III-11. La razón de usar tres cables es para descontar la contribución de la resistencia de los cables a la resistencia del termómetro. Dos de estos cables se conectan a una de las patas de tensión o corriente del termómetro y el otro a otra de las patas de tensión o corriente del otro extremo del termómetro. Como detector de cero del puente se utilizó un Lock-in Amplifier marca PAR Mod. 123A que posee el oscilador incorporado.

El termómetro se encuentra ubicado en el soporte de la muestra por debajo del calefactor de la misma (ver Fig. III-8). Esto permite, una vez alcanzado un estado de equilibrio entre las pérdidas y la entrega de potencia, tener un sistema isotérmico termómetro-muestra.

Para la calibración del termómetro se utilizó otro termómetro de germanio marca Cryocal del tipo CR-1000, calibrado por la misma fábrica. Este termómetro fue sujetado a un soporte de cobre el cual se colocó enroscado en el lugar donde se enrosca el portamuestras. La temperatura se varió con el cale

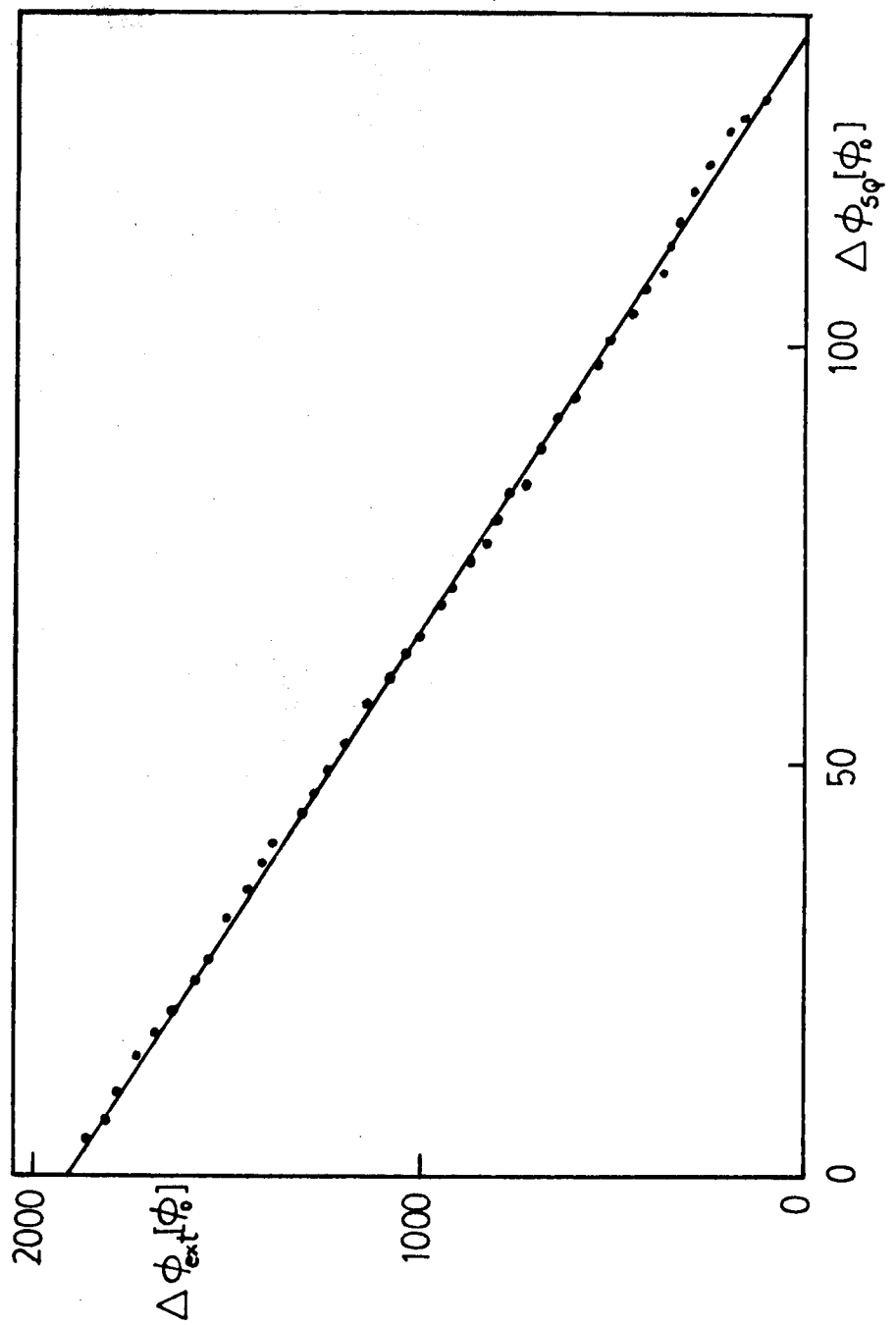


Figura III-10: Datos típicos utilizados para la calibración del transformador superconductor. Para más detalles ver el texto.

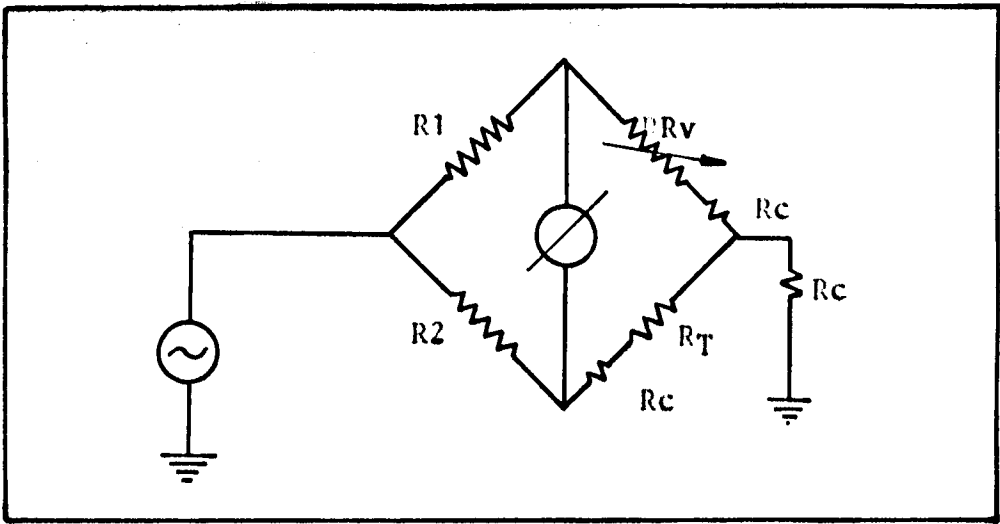


Figura III-11: Esquema del puente de Wheatstone utilizado para la medición de la resistencia del termómetro.

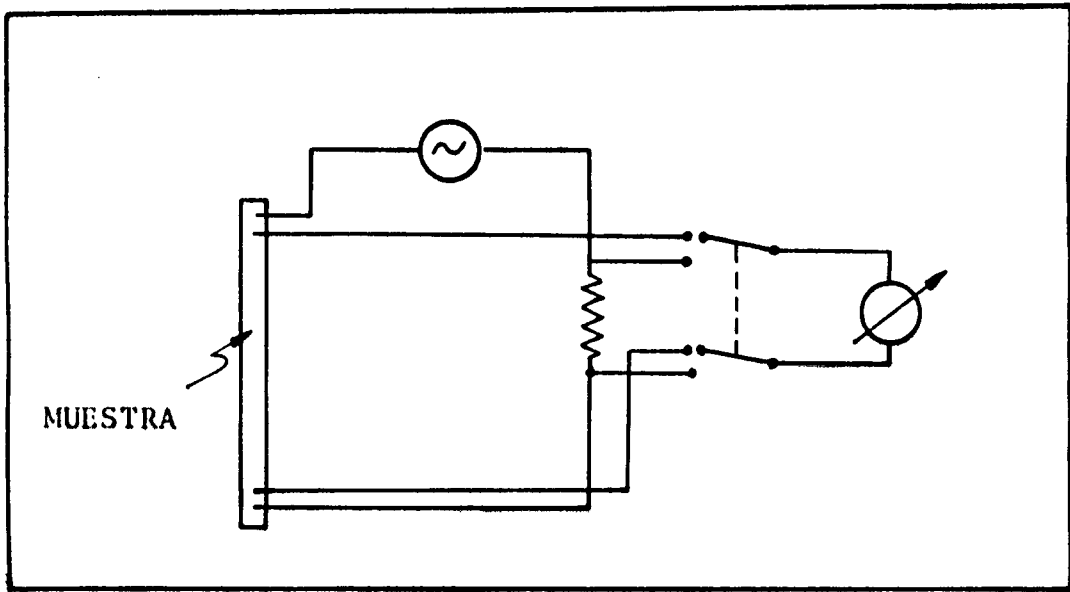


Figura III-14: Esquema del circuito utilizado para medir la resistividad.

factor de la muestra. La resistencia del termómetro patrón se midió con cuatro puntas haciendo uso de un nanovoltímetro KEITHLEY Mod. 148 y de una resistencia patrón de $1\text{ K}\Omega$ en serie con el termómetro para medir la corriente. Las temperaturas del termómetro patrón se obtuvieron interpolando a partir de la resistencia medido en un gráfico R vs. T de los valores del termómetro patrón. Para procesar los datos se aproximaron los puntos experimentales por tres polinomios elegidos según el rango de temperatura, de modo que

$$T = A_0 + A_1 R^{n_1} + A_2 R^{n_2} + A_3 R^{n_3} + \dots \quad (\text{III-3})$$

Los valores de los coeficientes y de los exponentes (n_i, A_i) se encuentran tabulados en la Tabla III-1 de acuerdo a los distintos rangos de temperatura.

Se encontró que la diferencia entre los valores de T que provee este polinomio y los medidos en la calibración para una dada resistencia oscilan con amplitud menor que 4mK . La figura III-12 muestran los datos experimentales y la línea llena es la representación de la ec.(III-3).

La corriente usada durante las mediciones fue de unos $10\ \mu\text{A}$, evitando de este modo autocalentamiento del termómetro por efecto Joule.

Los cables de alimentación del termómetro fueron puestos a tierra térmica en el evaporador de He para evitar la entrada de calor desde el baño. Además desde el termómetro hasta las tierras térmicas se pusieron cables de manganina suficientemente largos como para disminuir de este modo el intercambio de calor entre el evaporador y el termómetro.

Señal sin muestra

Durante todo el desarrollo de este trabajo se hicieron varios experimentos sin colocar la muestra. Mediante éstos se encontró que existía una cierta señal de fondo proveniente del termómetro de germanio. Esta señal es débilmente diamagnética a bajas temperaturas, independiente de temperatura para $T > 3\text{K}$ y luego a $T \approx 7\text{K}$ hay un salto en el sentido paramagnético. Además, esta señal es proporcional al campo magnético aplicado. En la Fig. III-13 se muestra la forma de la señal en función de la temperatura.

Como fue imposible eliminar esta señal del termómetro, se decidió trabajar con ella y restarla de los datos obtenidos. Para ello se hizo una regresión lineal con un polinomio de cuarto grado en la temperatura, abarcando solo el rango de interés de nuestras mediciones, es decir entre 1.4 y 5 K .

Coef.	Rango de Resistencia			
	$R > 300$	$300 > R > 200$	$200 > R > 100$	$100 > R$
Λ_0	1.00540	$-3.2140 \cdot 10^{-2}$	-3.3116	$5.3870 \cdot 10^1$
Λ_1	$-2.24231 \cdot 10^2$	$3.1387 \cdot 10^2$	$3.7234 \cdot 10^3$	-2.0764
Λ_2	$2.27085 \cdot 10^6$	$-1.3244 \cdot 10^6$	$-7.2011 \cdot 10^5$	$4.3165 \cdot 10^{-2}$
Λ_3	$-2.05863 \cdot 10^9$	$2.0874 \cdot 10^8$	$8.4725 \cdot 10^7$	$-4.9295 \cdot 10^{-4}$
Λ_4	$1.03230 \cdot 10^{12}$	$5.8649 \cdot 10^{10}$	$-5.1126 \cdot 10^9$	$3.0599 \cdot 10^{-6}$
Λ_5	$-2.98390 \cdot 10^{14}$	$-2.6746 \cdot 10^{13}$	$1.2427 \cdot 10^4$	$-9.2211 \cdot 10^{-9}$
Λ_6	$4.69134 \cdot 10^{16}$	$3.6371 \cdot 10^{15}$	—	$9.2198 \cdot 10^{-12}$
Λ_7	$-3.14160 \cdot 10^{18}$	$-1.7213 \cdot 10^{17}$	—	—
n_1	-1	-1	-1	1
n_2	-2	-2	-2	2
n_3	-3	-3	-3	3
n_4	-4	-4	-4	4
n_5	-5	-5	-5	5
n_6	-6	-6	-6	6
n_7	-7	-7	0	0

Tabla III-1: Coeficientes utilizados en el polinomio de calibración de la resistencia usada como termómetro. Para más detalles ver en el texto correspondiente.

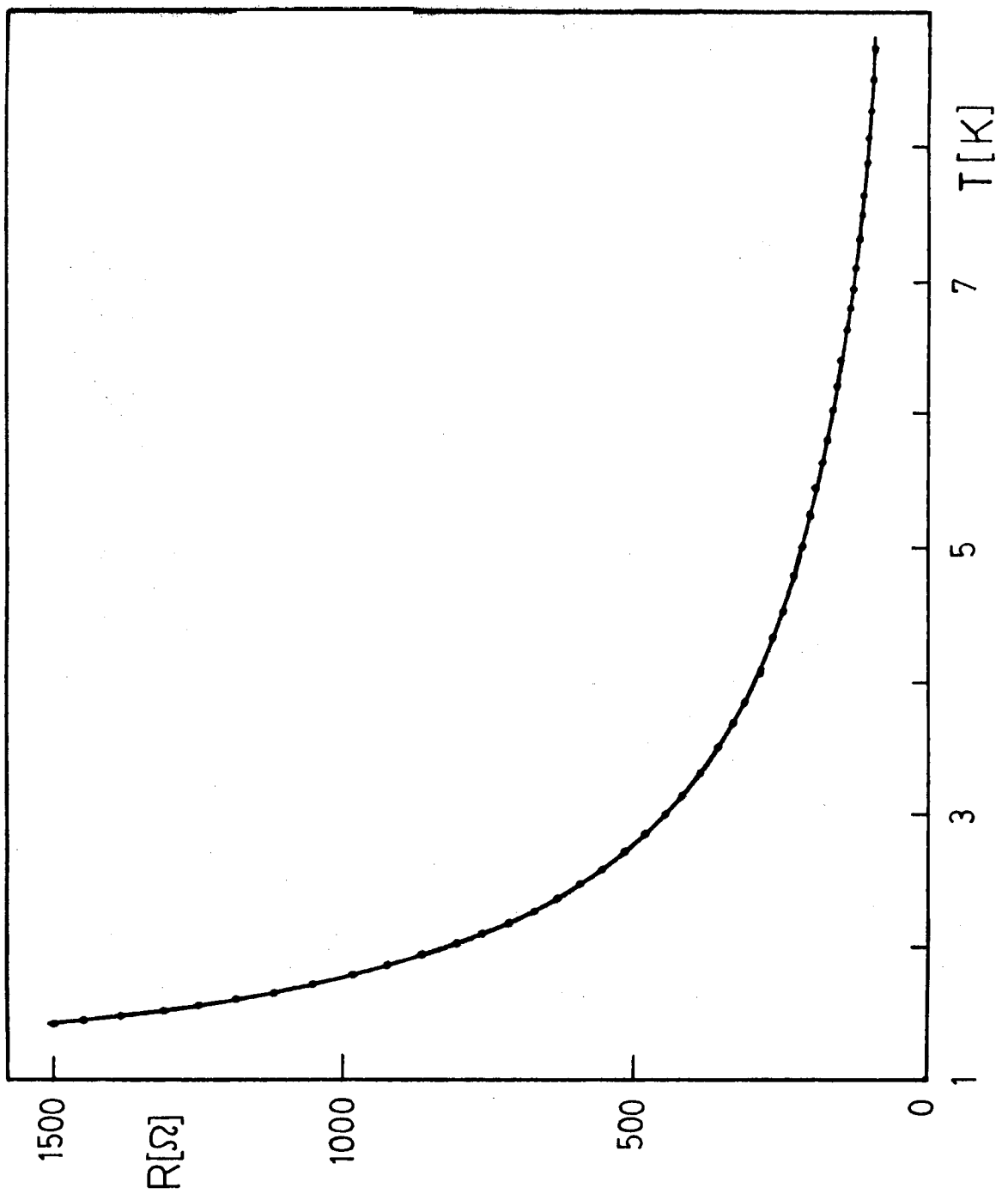


Figura III-12: Resistencia en función de la temperatura para el termómetro utilizado. En línea llena se grafica el polinomio de de calibración (III- 3).

El polinomio resultante es el que se grafica con línea llena en la Fig.13 y sus coeficientes, para un campo aplicado de 1 Oe son:

$$f = -8.456 + 10.173 \times T - 3.513 \times T^2 + 0.534 \times T^3 - 0.032 \times T^4$$

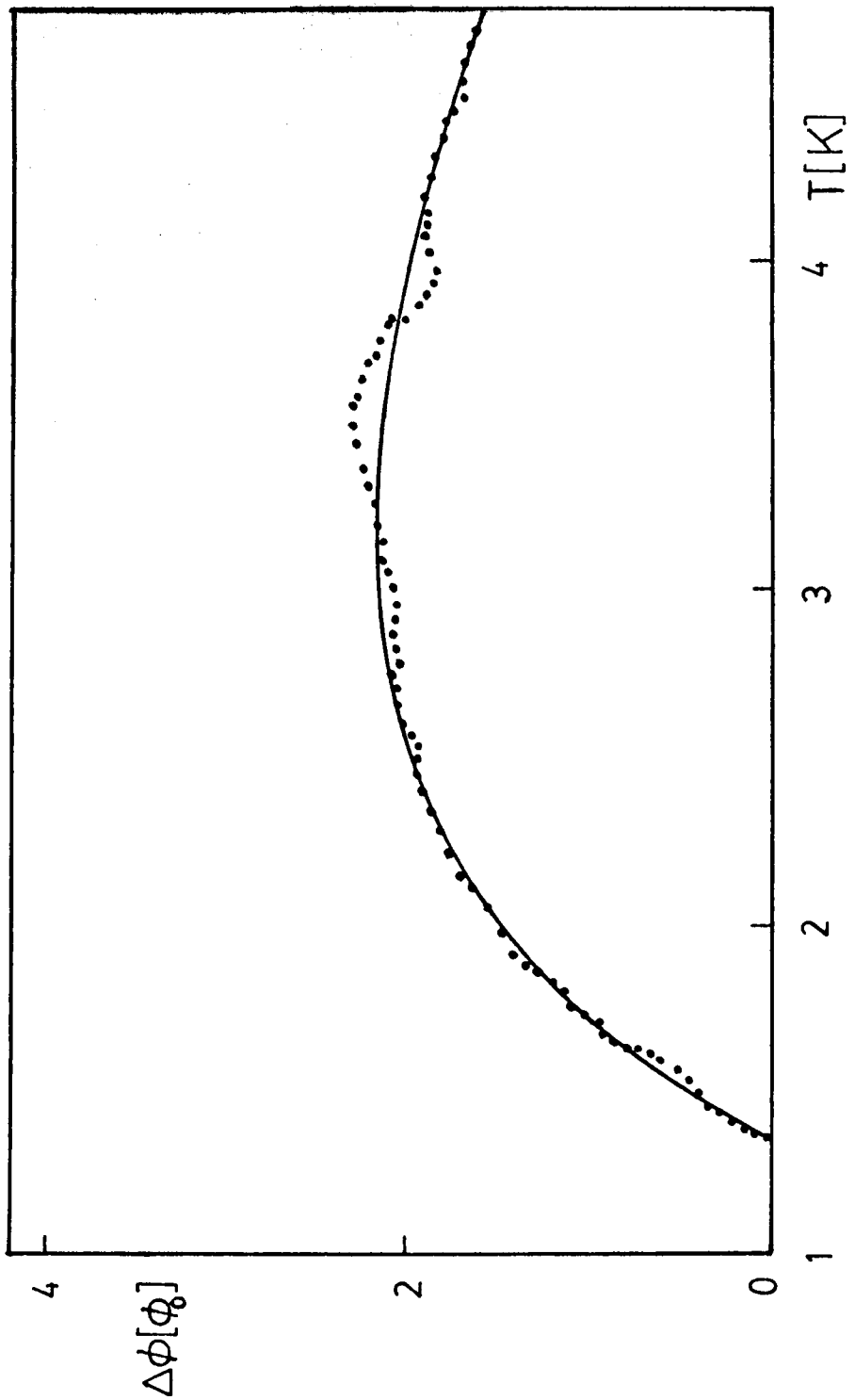


Figura III-13: Datos correspondientes a la señal de fondo para $H(0) = 10e$. La línea llena representa el ajuste logrado con la expresión que figura en el texto.

Descripción del equipo

La descripción en detalle del equipo utilizado en estas mediciones puede encontrarse en la referencia (42). El criostato consta simplemente de una espátula de acero inoxidable, en el extremo de la cual y sobre una placa de cobre eléctricamente aislada, se encuentran montadas las terminales de corriente y voltaje necesarios para la medición. Este extremo de la espátula se halla sumergido en el baño de helio. Como todas las muestras que se han utilizado en este experimento tuvieron temperatura crítica inferior a 4K no fue necesario el uso de una camisa de vacío para poder variar T. Las distintas temperaturas se obtuvieron bombeando el baño de helio en el cual estaba sumergida la muestra. El bombeado se hizo a través de un regulador de presión que permite fijar la presión en un determinado valor mientras se esperaba por la estabilización térmica del sistema para tomar el correspondiente dato de resistividad. Se usó como termómetro del sistema el valor de la presión del helio.

Para montar las muestras y hacer las conexiones correspondientes se hicieron cuatro soldaduras de punto, dos a cada extremo de la muestra, con cables de manganina de diámetro 0.06 mm. Luego la muestra se colocó sobre la placa de cobre de la espátula y se soldaron los cables de manganina a las correspondientes terminales de la placa, para esto se utilizó soldadura de estaño. En el caso del $Zr_{70}Cu_{30}$ el montaje fue algo diferente dado que los recidos se hicieron a 250°C; lo que hace imposible usar soldadura de estaño. Por ello las muestras se montaron sobre una placa de cerámica, la que a su vez se monta sobre la placa de cobre, mientras que las soldaduras de estaño se reemplazaron por contactos mecánicos.

Circuito de medición

Las mediciones de resistividad fueron hechas por el método de las cuatro puntas, midiendo la corriente y la caída de tensión sobre las muestras. El circuito utilizado es el que se esquematiza en la Fig.III-14.

Como voltímetro se utilizó un sistema de detección en fase o Lock-in Amplifier marca PAR Mod.124 A, que posee el oscilador incorporado. Las mediciones de corriente se hicieron midiendo con el mismo voltímetro la caída de

tensión sobre una resistencia de manganina calibrada, en serie con la muestra.

La frecuencia utilizada fue del orden de 110 Hz y se usó una corriente de aproximadamente 10 μ A.

Para las mediciones de longitud de penetración se hizo uso de un sistema de adquisición de datos compuesto principalmente por una calculadora HP9825-A, un voltímetro digital marca HP Mod.3455 A y un multímetro digital marca KEITHLEY Mod.174. Un esquema del sistema se puede ver en la Figura III-15.

La interconexión entre la calculadora y los dos periféricos mencionados se hizo a través de una interfase HP ↔ IB (IEEE488).

La magnetización medida por el SQUID fue registrada por el voltímetro Keithley mientras que para medir la temperatura se procedió del siguiente modo: se colocó la resistencia variable del puente de Wheastone en un valor intermedio entre la mínima temperatura alcanzada 1.4K ($\sim 1500\Omega$), y una temperatura algo superior al valor que correspondió al de la temperatura de transición de cada caso. Además se ajustó la sensibilidad del Lock-in, usado como detector en el puente de Wheastone, de forma que al barrer la temperatura entre los valores antes mencionados, la desviación del cero en el Lock-in detector no superó los extremos de la escala del mismo. Con el voltímetro HP 3455 A se midió la desviación respecto del cero del Lock-in, la cual es representativa de la resistencia del termómetro y en consecuencia de la temperatura del sistema.

Para utilizar el puente de Wheastone fuera de equilibrio tal como se explicó arriba fue necesario calibrar las desviaciones respecto del cero detector en función de la resistencia a medir con el puente. Para ello se reemplazó la resistencia incógnita, es decir la resistencia de Germanio por una caja de resistencia conectada con tres cables de modo análogo al termómetro. La resistencia variable utilizada fue una caja marca AOIP, Mod. RDGR, de baja resistencia residual. Con los datos de resistencia en función de voltaje a la salida del Lock-in se construyó una tabla y a partir de ello se hizo un ajuste de los datos con un polinomio de segundo grado. El polinomio obtenido reproduce los datos con un error menor al uno por mil.

En el gráfico III-16 podemos ver una calibración típica de la salida del Lock-in en función de la resistencia variable.

El barrido de temperatura se hizo manualmente por medio de un sistema potenciométrico alimentado por una fuente de corriente continua. Este barrido se hace de forma de obtener un número adecuado de puntos experimentales. Los puntos son tomados con una diferencia de 2 seg. uno de otro, asegurándose de esta forma una buena densidad de puntos y además se evitan problemas debidos a un posible mal contacto térmico entre la muestra y el termómetro. A medida que se obtienen los datos se los va graficando transformados respec

tivamente en temperatura y cuantos de flujo en la muestra.

El calefactor no fue automatizado debido a que en oportunidades era necesario "ir y volver" en temperatura para verificar la reversibilidad de la señal, en distintos rangos de temperatura. Esto hace que sea muy complicado hacer un programa que contemple todas las posibilidades requeridas. El listado del programa utilizado para la adquisición de los datos se lo puede encontrar en el Apéndice I de este trabajo.

En este mismo programa se incluye en lo que va de la línea 5 a la línea 61 una parte dedicada a la obtención del factor de reducción de flujo. En este caso la variación de corriente que circula por el imán se toma sobre una resistencia de $1K \Omega$, tal como se describió en el punto III-a, haciendo uso del voltímetro HP 3455A, mientras que la salida del SQUID, es decir el ϕ_{SQUID} , se toma con el voltímetro Keithley 174. De este modo lo único que debe hacerse entre la medición del factor F y los puntos de longitud de penetración es cambiar la entrada del HP 3455A entre los bornes de la resistencia de $1K \Omega$ y la salida del amplificador Lock-in. Para esta medición se utilizan 40 pares de puntos. Sobre estos puntos se hace una regresión lineal, y de la pendiente de la recta obtenida se deduce el valor de F.

Entre las líneas 95 y 104 el programa posee la posibilidad de graficar los datos en función de la variable Y para verificar una vez terminada una corrida si existen o no anomalías en la dependencia en temperatura de la muestra y de esta forma decidir si vale o no la pena realizar el experimento completo.

La subrutina "pol" es la que convierte el voltaje de salida del Lock-in primeramente en un valor de resistencia y luego esta resistencia la convierte en temperatura de acuerdo a la expresión (III-3).

Las subrutinas "INIT", "EQUIP", "rdvm" y "dvm" son las provistas por Hewlet Packard y permiten entre otras cosas poner a punto los equipos previo a las mediciones.

Los puntos experimentales obtenidos por este método son almacenados en cinta magnética. Previo al almacenamiento los puntos son transformados a "precisión partida", cosa que se hace entre las líneas 85 y 92 del programa mencionado.

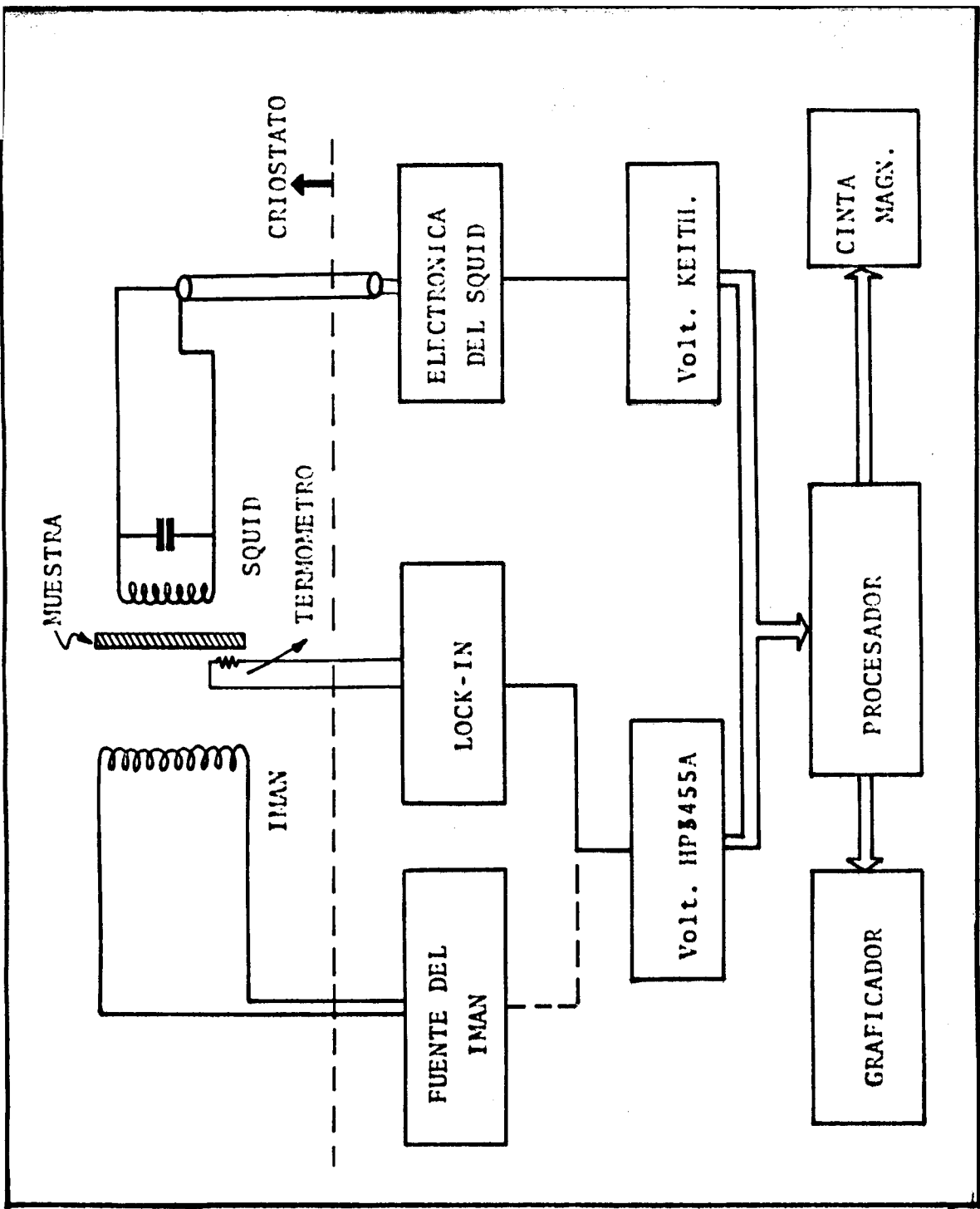


Figura III-15: Diagrama del sistema de adquisición de datos utilizados .

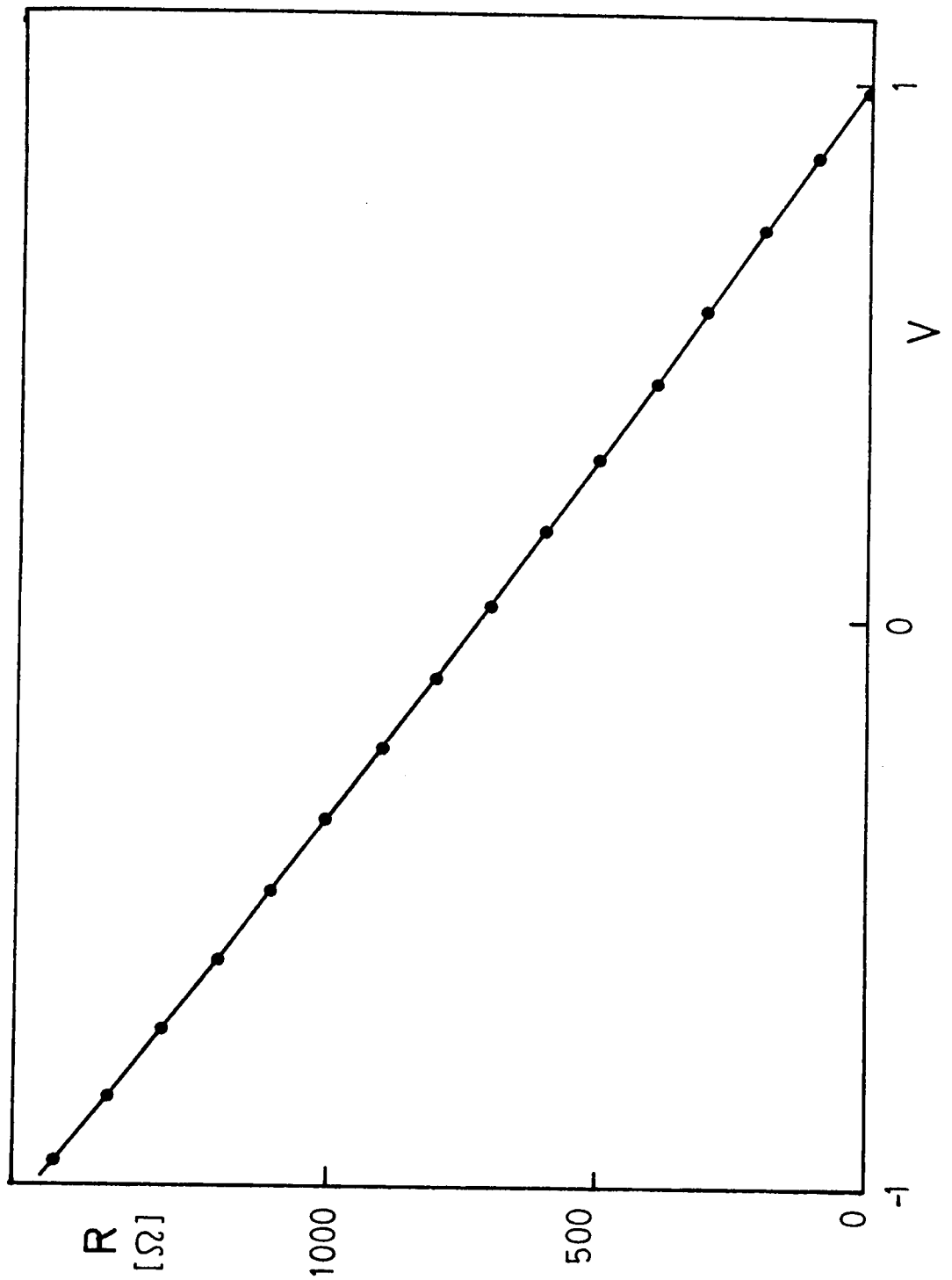


Figura III-16: Datos característicos para la calibración de la resistencia del termómetro en función de la salida del Lock-in.

IV- RESULTADOS

- a- Obtención de los datos de longitud de penetración
- b- Dependencia en temperatura de λ
- c- Longitud de penetración a $T=0$
- d- Evolución del amorfo con recocido
- e- Campo crítico para la entrada del primer vórtice

a - Obtención de los datos de longitud de penetración

Para la obtención de los datos se siguió la siguiente secuencia: a partir de una temperatura superior que la temperatura crítica del material a medir, se enfrió hasta la temperatura más baja que permite alcanzar el crióstato usado, aproximadamente 1.4 K, este proceso se hace sin campo aplicado por el imán , solo queda como campo aplicado el campo remanente terrestre de aproximadamente 20 mG. Una vez alcanzada la temperatura más baja se aplicó el campo magnético. Luego de esto se fue subiendo la temperatura y registrando la magnetización en función de la temperatura, hasta pasar la temperatura de transición.

El hecho de enfriar a campo nulo se hizo para evitar problemas de flujo atrapado. Con el procedimiento descrito en el párrafo anterior se logra que solo quede atrapado el flujo producido por el campo remanente. Es posible enfriar aplicando un campo opuesto al remanente de modo de lograr que el campo neto sea aproximadamente cero y por lo tanto evitar los problemas del flujo atrapado. En todos los casos se encontró que no era necesario hacerlo pues el flujo atrapado debido al campo remanente era muy pequeño frente a la señal de la muestra con el campo externo aplicado.

Para medir la dependencia en temperatura de λ se usaron campos entre 1 y 1.5 G evitando de este modo que la muestra entrase en el estado de vórtice hasta una temperatura próxima a la crítica. Es posible verificar si la muestra se encuentra en el estado Meissner y no en el de vórtice estudiando el comportamiento de la magnetización al subir y luego bajar la temperatura. Si la muestra ha entrado en el estado de vórtice al bajar la temperatura la magnetización será distinta de la obtenida al ir subiendo la temperatura. La Fig.IV-1 muestra un par de curvas características de la magnetización en función de la temperatura, obtenidas para dos campos distintos. Una de ellas totalmente reversible en el rango de temperatura de la medición, correspondiente a un campo de aproximadamente 1G, mientras que en la otra se observa que es reversible hasta una cierta temperatura, y a partir de ella deja de serlo, indicando que ha entrado en el estado de vórtice. Esta última corresponde a un campo de aproximadamente 20G. Ambas curvas están normalizadas por el campo aplicado.

La parte reversible en temperatura de la magnetización proviene del efecto Meissner y en consecuencia su dependencia en temperatura estará dada

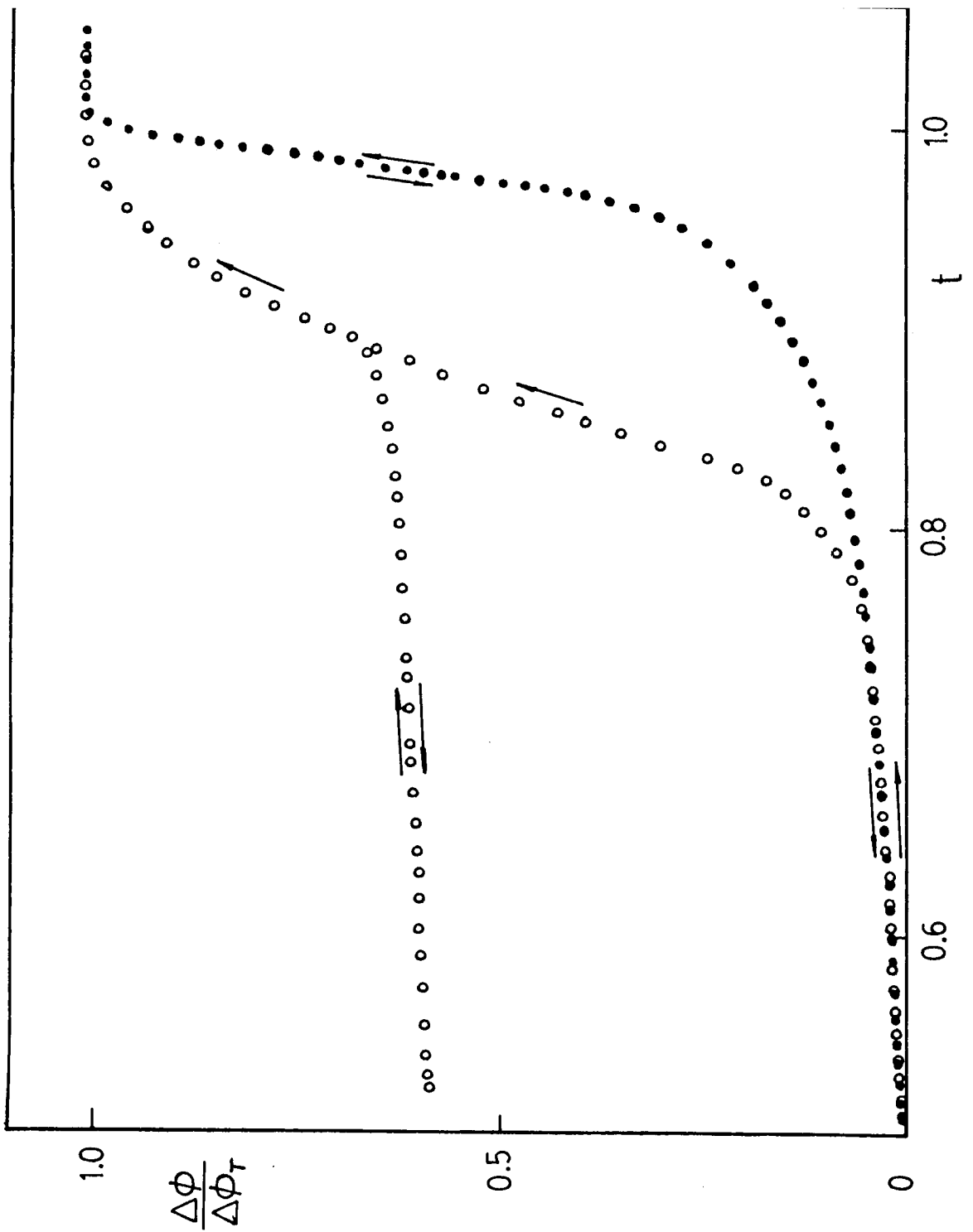


Figura IV-1: Datos característicos de la expulsión de flujo en función de la temperatura normalizados por el campo aplicado.
 • para $H(0) = 1$ Oe. , ○ para $H(0) = 20$ Oe. Las flechas indican reversibilidad.

por la dependencia en temperatura de λ . La variación de flujo $\Delta\phi$ producida por vuelta en el transformador que se acopló al SQUID, debido a las variaciones de λ en función de la temperatura está dada por

$$\Delta\phi = H_0 w (\lambda(t) - \lambda(0)) \quad (IV-1)$$

donde w es el ancho de la cinta y H_0 el campo aplicado.

Cuando la temperatura tiende a la temperatura crítica, es decir t tiende a 1, la longitud de penetración tiende al valor de $d/2$ donde d es el espesor de la cinta. Bajo estas circunstancias la expresión (IV-1) se transforma en

$$\Delta\phi_T = H_0 w (d/2 - \lambda(0)) \quad (IV-2)$$

Tanto la (IV-1) como la (IV-2) son correctas siempre y cuando se mida a partir de $T=0$. De lo contrario $\lambda(0)$ se reemplaza por el valor de la longitud de penetración a la mínima temperatura alcanzada. En general la variación de λ por debajo de $t=.5$ es prácticamente despreciable frente a la variación total entre esta temperatura y la temperatura crítica.

A partir de la ecuación IV-2 es posible determinar el valor de $\lambda(0)$ conociendo las dimensiones de la muestra, w y $d/2$, y midiendo $\Delta\phi_T$ y H_0 , el $\lambda(0)$ obtenido de esta forma lo llamamos $\lambda_1(0)$. Las mediciones de $\Delta\phi_T$ se hicieron con distintos campos aplicados para disminuir el error. Haciendo una regresión lineal con estos valores se obtiene de la pendiente el cociente $\Delta\phi_T/H_0$. Si para un dado campo aplicado, la temperatura a la cual se empieza a medir es tal que el sistema se encuentra en el estado de vórtice, las ecuaciones (IV-1) y (IV-2) dejan de ser válidas y el $\Delta\phi_T$ que se obtiene es menor que el que se obtendrá partiendo desde el estado Meissner.

En la Fig. IV-2 representamos los valores de $\Delta\phi_T$ en función de H_0 para una muestra de $La_{70}Cu_{30}$. Se ve que a partir de un cierto campo, H_1 , los puntos comienzan a apartarse de la línea recta. El valor H_1 es el campo a partir del cual la muestra entra en el estado de vórtice. Este H_1 corresponde a la temperatura T_1 por debajo de la cual se realizó la medición.

Lo mismo puede repetirse para distintas T_1 , obteniéndose así los correspondientes H_1 .

También a partir de la dependencia en temperatura de λ es posible obtener un valor para $\lambda(0)$. En este caso suponiendo que el modelo de los dos fluidos es válido en algún rango de temperatura, con lo cual $\lambda = \lambda(0)\gamma$, la ecuación (IV-1) se puede escribir como

$$\Delta\phi = H_0 w \lambda(0) (\gamma - 1) \quad (IV-3)$$

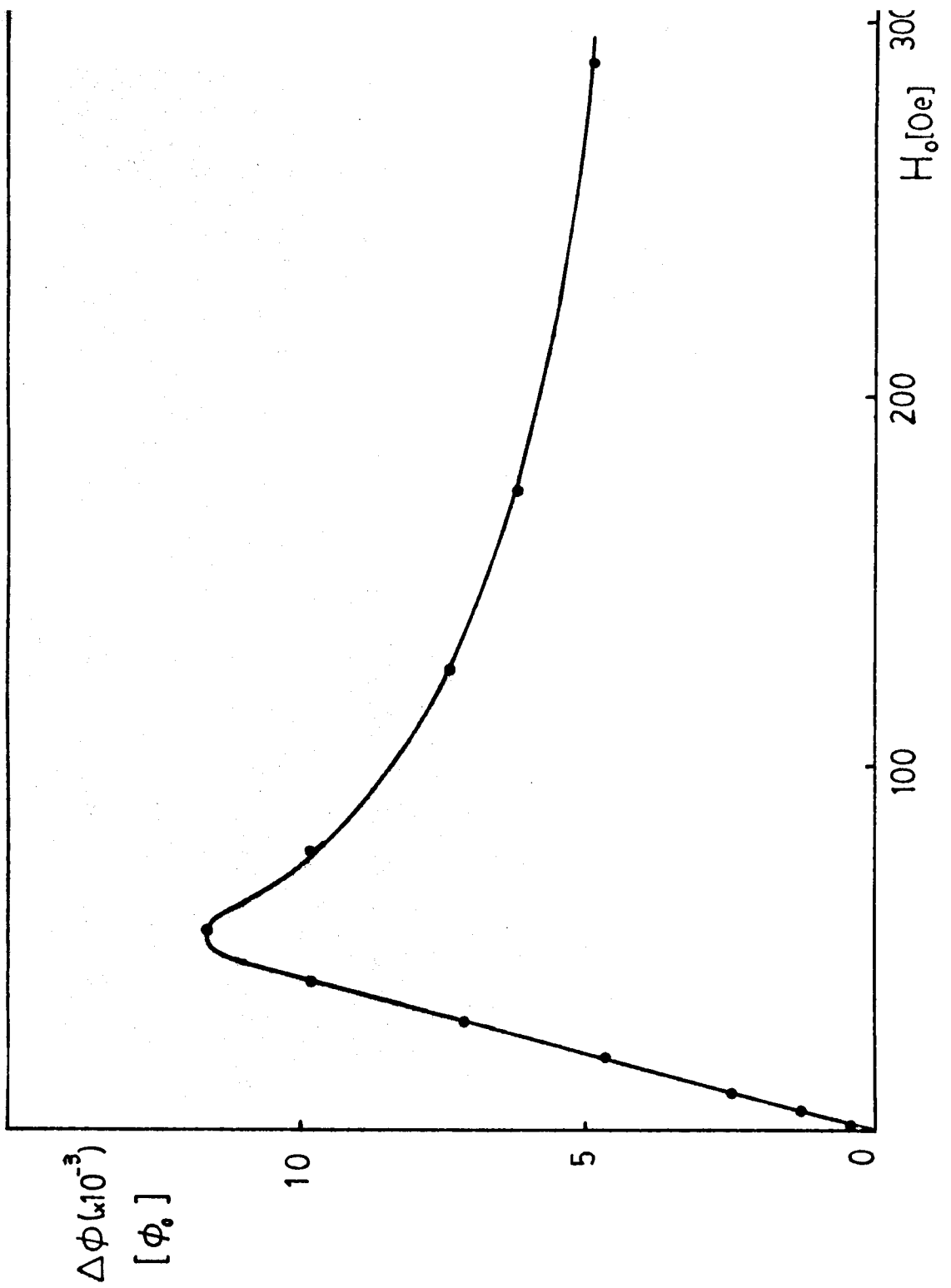


Figura IV-2: Datos típicos de la expulsión total de flujo en función del campo aplicado. Estos datos permiten estimar el campo crítico para la entrada del primer vórtice, H_1 , como se explica en el texto.

Representando, para un H_0 conocido, los valores de $\Delta\phi$ en función de Y y conociendo w es posible determinar $\lambda(0)$ sin conocer d . El $\lambda(0)$ obtenido de esta forma lo llamaremos $\lambda_2(0)$.

Por otro lado, de hacer el cociente entre (IV-3) y (IV-2) obtenemos:

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta\phi_\tau} = \frac{\lambda(0)}{\frac{d}{2} - \lambda(0)} (Y - 1) \quad (IV-4)$$

Representando los valores de $\frac{\Delta\phi}{\Delta\phi_\tau}$ en función de Y se puede determinar la pendiente de la zona donde λ se comporta como lo predice el modelo de los dos fluidos, y conociendo los valores del espesor d se puede determinar otro $\lambda(0)$ al que llamaremos $\lambda_3(0)$, en este caso sin conocer cual es el valor del campo aplicado.

Aparte de los errores propios de la medición de los distintos parámetros se debe notar que si bien $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$ deben ser iguales entre sí, dado que ambos surgen de suponer válido el modelo de los dos fluidos, no ocurre lo mismo con $\lambda_1(0)$, para este último no se ha supuesto ningún modelo. Como se discutió en el capítulo II, a partir de los valores de $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$ es posible obtener el verdadero $\lambda(0)$, siempre y cuando el material se comporte de acuerdo a lo predicho por la teoría, usando una ecuación análoga a la (II-33).

Al referirnos a la ecuación (II-33) debemos tener en cuenta que la misma es válida cuando $2\Delta/kT_c = 3.5$. Una generalización de esta ecuación se puede escribir como

$$\lambda_4(0) = \lambda_2(0) / K \quad (IV-5)$$

donde $\lambda_4(0)$ es el equivalente a $\lambda_{ef}(0)$ mientras que K puede determinarse extrapolando las curvas de la figura II-7 para valores grandes de Y y de acuerdo al valor de $2\Delta/kT_c$ que corresponda al material dado.

Por otro lado la determinación del $\lambda_1(0)$ posee un error relativamente grande dado que proviene de comparar dos magnitudes semejantes. Sobre esto volveremos más adelante.

Otro factor que se tuvo en cuenta es el hecho de que las dimensiones de la muestra son finitas, originando esto efectos de tamaño en la longitud de penetración.

En tal caso la longitud de penetración medida, δ , está relacionada con la longitud de penetración, λ , a la misma temperatura por la ecuación:

$$\delta(T) = \lambda(T) \operatorname{tgh} [d/2\lambda(T)] \quad (IV-6)$$

En general los valores de $d/2\lambda(0)$ oscilaron entre 4 y 9 dependiendo de la muestra, esto hizo que el valor medido $\delta(0)$ sea igual al $\lambda(0)$. No obstante, a medida que T aumenta también lo hace $\lambda(T)$ y por lo tanto el efecto de tamaño modifica la dependencia en temperatura del $\Delta\phi$ medido. Para los valores dados de $d/2\lambda(0)$ y suponiendo un modelo de los dos fluidos para $\lambda(T)$, las correcciones por efecto de tamaño a la dependencia en temperatura de $\Delta\phi$ solo son importantes cuando la variable Y supera el valor de 2.5 ($t \cong 0.96$). Por encima de este valor de Y comienza a ser importante la forma de definir la temperatura crítica.

Para ello la pendiente del gráfico $\Delta\phi$ en función de Y para la determinación de $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$, se tomó en todos los casos por encima del valor $Y=1.5$ ($t=0.86$) y por debajo de $Y=2$ ($t=0.93$).

En el caso de las mediciones magnéticas para determinar la temperatura crítica no existe un criterio fijo como en el caso de las mediciones resistivas. Por ello optamos por definir la temperatura crítica al 90% de la transición total.

No obstante la arbitrariedad de la definición, variaciones mayores que 20 mK sobre el valor tomado provocan en el gráfico de $\Delta\phi$ en función de Y distorsiones propias de una mala definición de T_c .

Las características fundamentales de las muestras utilizadas se detallan en la tabla IV-1. En ella figuran los datos de resistividad, temperatura crítica y ancho de la transición.

N°	Muestra	T _c (K)	T _c (K)	ρ (*) ($\mu\Omega\text{cm}$)
I	La ₇₀ Cu ₃₀	3.740	0.050	170
II	La ₇₀ Cu ₃₀	3.583	0.037	170
III	La ₇₀ Cu ₃₀	3.570	0.048	170
V	La ₈₀ Au ₂₀	3.608	0.030	150(+)
VI	La ₈₀ Au ₂₀	3.288	0.045	150(+)
VII	La ₇₇ Ga ₂₃	3.594	0.066	192
VIII	La ₇₀ Al ₃₀	2.892	0.027	172
IX	Zr ₇₀ Cu ₃₀	2.610	0.100	152
X	Zr ₇₀ Cu ₃₀	2.533	0.090	186

(*) El valor de la resistividad en las muestras de La₇₀Cu₃₀ fue tomado como el promedio de las muestras medidas en la referencia (9).

(+) Resistividades sacadas de la referencia (60).

Tabla IV-1: Valores de la temperatura crítica, ancho de transición y resistividad a T= 4K, para las muestras medidas.

b - Dependencia en temperatura de λ

La dependencia en temperatura de la longitud de penetración fue medida en los sistemas $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$, $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$, $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$ y $\text{La}_{77}\text{Ga}_{23}\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$.

Los datos obtenidos a través del programa de adquisición de datos tal como se describió en el capítulo III fueron almacenados en cinta magnética. Los datos fueron almacenados como: el vector $B(I)$ que es el $\Delta\phi$ de la ecuación (IV-1) y el vector $A(T)$ que es la temperatura correspondiente. A partir de ello se reconstruyó la dependencia en temperatura de λ con un programa como el que se describe en el apéndice II. Partiendo de un conjunto de datos como el de la figura IV-3, en este caso correspondientes a una muestra de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$, se reconstruyen los valores de $\delta(t)/\delta(0)$ (Utilizaremos δ en lugar de λ para recalcar que los datos están afectados por el efecto de tamaño). Como primer paso se resta de los $B(I)$ la señal de fondo propia del equipo. Luego se suma al $B(I)$ modificado una constante C la cual es el producto del campo H_0 , el ancho w y el $\lambda(0)$. Además se le suma una segunda constante C' la cual es el producto de H_0 por w y por la variación de λ entre temperatura cero y su valor a la temperatura mínima alcanzado por el equipo durante la medición. La determinación de C se hace conociendo H_0 y w , y midiendo $\lambda(0)$ de alguna de las formas expuestas en el punto anterior.

En la Fig. IV-4 graficamos $\delta(t)/\delta(0)$ en función de Y , estos valores fueron obtenidos a partir de los datos de la Fig. IV-3. El $\lambda(0)$ utilizado fue el $\lambda_2(0)$. La línea llena corresponde al modelo de los dos fluidos. El valor de C' elegido es arbitrario y en primera aproximación podría obtenerse a partir del modelo de los dos fluidos. Otra posibilidad es calcular C' a partir de la teoría de BCS, pero en este caso es necesario suponer un valor para el parámetro $2\Delta/kT_C$. Más adelante aclaramos cual fue el criterio utilizado en definitiva.

Una vez determinado el cociente $\delta(t)/\delta(0)$ y conociendo el valor de $d/2\lambda(0)$ se dedujo la dependencia λ con temperatura sin efecto de tamaño utilizando para ello la ecuación (IV-6). Como ya se discutió $\delta(0) \approx \lambda(0)$, dado que a $T=0$ el efecto de tamaño es despreciable, pero para temperaturas mayores, donde se necesita hacer las correcciones, se tomó para la dependencia en temperatura de λ el modelo de los dos fluidos. Los errores cometidos por haber tomado esta dependencia en temperatura son despreciables dado que en la zona donde la corrección se torna importante ($t > 0.95$), el modelo es aplicable. El valor de $d/2\lambda(0)$ usado fue calculado con el $\lambda_2(0)$ que se obtiene en la zona donde el efecto de tamaño no es importante. A pesar de es

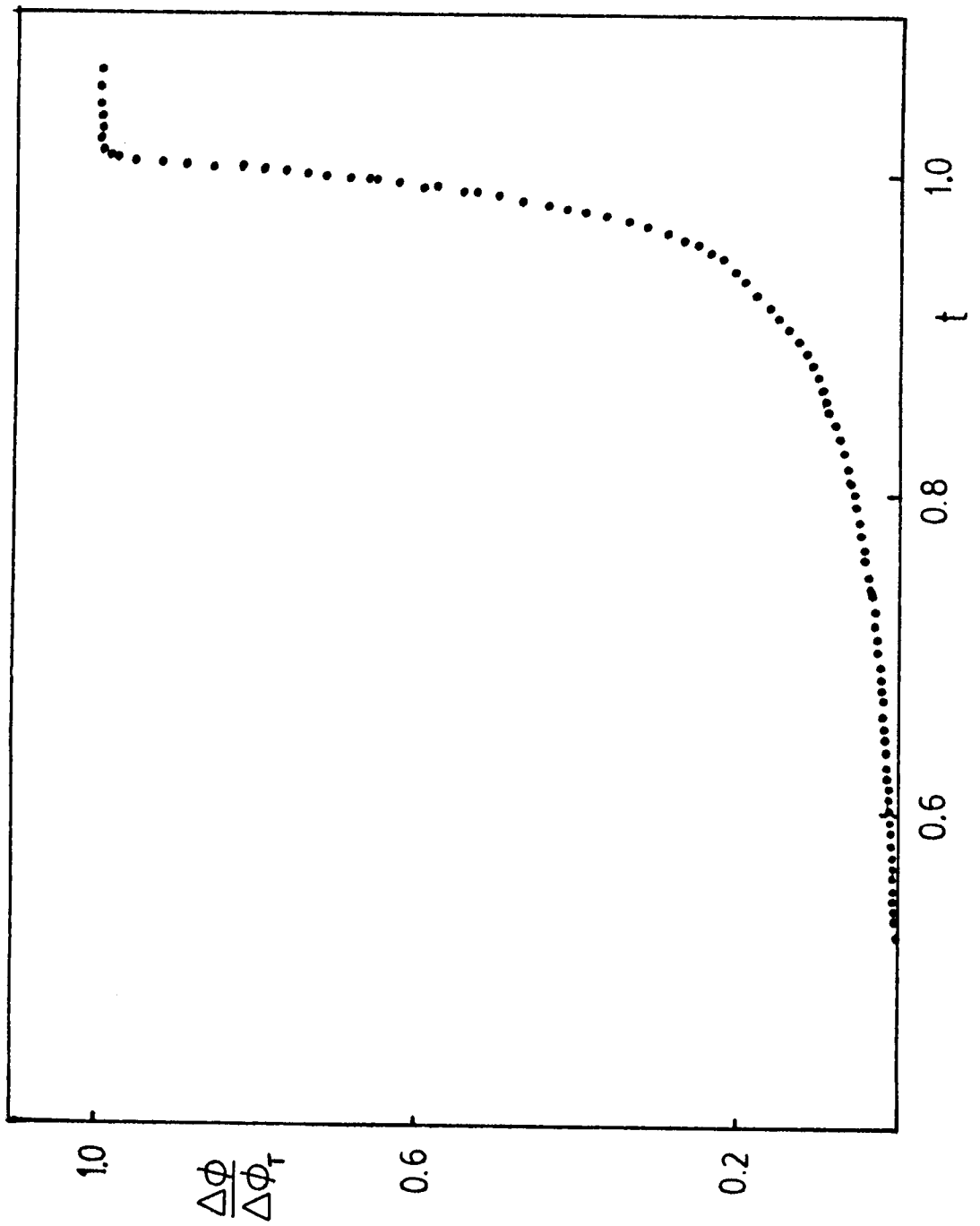


Figura IV-3: Datos correspondientes a la expulsión de flujo normalizados por la expulsión máxima de flujo, en función de la temperatura reducida, correspondientes a la muestra I.

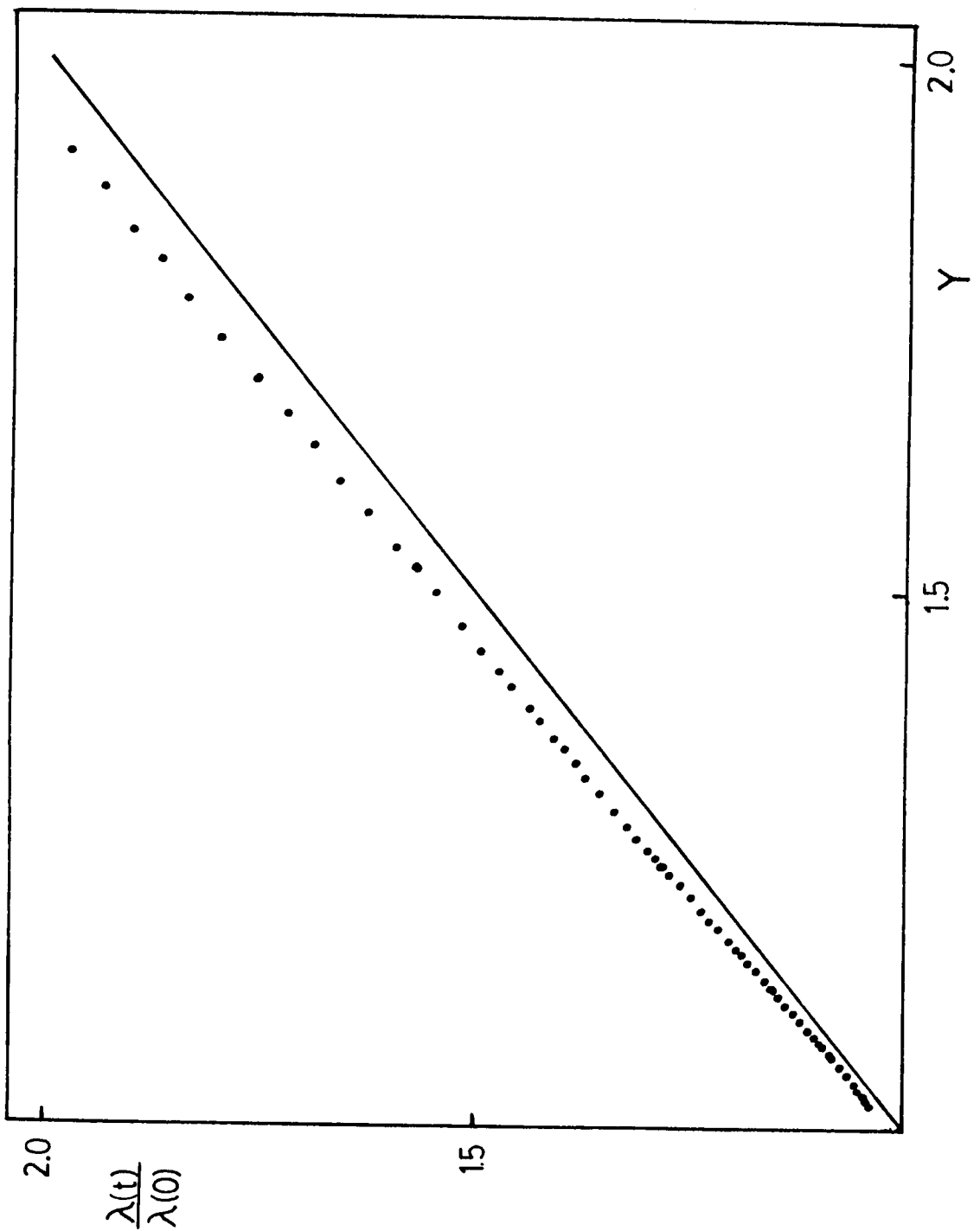


Figura IV-4: Valores de la longitud de penetración obtenidos con los datos de la figura IV-3. Estos valores están normalizados con el $\lambda_2(0)$. A los mismos se les ha sumado la constante C' tal como se describe en el texto. La línea recta representa el modelo de los dos fluidos.

tas correcciones ~~los~~ puntos que aparecen en la figura IV-4 no se ven modificados sustancialmente.

La otra posibilidad para calcular C fue tomar el valor de $\lambda(0)$ que se calcula a partir de la ecuación (IV-5), en este caso se obtienen los puntos de la figura IV-5. Para corregir por efecto de tamaño se utilizó el mismo criterio que en el caso anterior.

Al considerar el efecto de tamaño podría tomarse para $\lambda(0)$ el valor medido de $\lambda_1(0)$. En la mayoría de los casos, dado que $\lambda_1(0)$ es bastante más grande que $\lambda_2(0)$, la dependencia en temperatura predicha por el efecto de tamaño difiere notablemente de la dependencia en temperatura medida.

Con los valores obtenidos para $\lambda(t)/\lambda(0)$ se generó el gap superconductor utilizando el método de Waldram descrito en el capítulo II. Mediante este método y a partir de los datos de la figura IV-4 se obtiene el gráfico de la figura IV-6. Durante el desarrollo de este punto se fija el valor de C' . El mismo es elegido de modo que los puntos de menor t tiendan a un valor prácticamente constante dado que por debajo de estas temperaturas el gap superconductor se modifica muy poco con temperatura. No obstante ello, no siempre es posible obtener estas condiciones con solo elegir un adecuado C' dada la dependencia en temperatura del gap impuesta por los valores experimentales. En tal caso se eligió un C' tal que en promedio los puntos de más bajas temperaturas del gap obtenido caigan en torno a los valores predichos por BCS para este gap. En este último caso cualquiera sea el valor elegido para C' la forma del gap experimental no coincidirá con lo predicho por BCS.

Los datos de la figura IV-4, IV-5 y IV-6 corresponden a la muestra I del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ para un campo aplicado de 1.1 G. Las barras de error que se grafican en la figura IV-6 provienen de la indeterminación en el campo aplicado. El gráfico de la figura IV-6 se obtuvo utilizando el método de Waldram con un valor de 3.8 para el parámetro $2\Delta/kT_c$. Si en lugar de utilizar $\lambda_2(0)$ como en este caso, se usa el $\lambda(0)$ que se calcula con la expresión IV-5, con el K correspondiente $2\Delta/kT_c = 3.8$, es decir $K = 1.2$, se obtiene el gráfico de la figura IV-7. Si usamos el mismo método pero tomando $2\Delta/kT_c = 4.3$ tenemos nuevamente dos posibilidades. La primera de ellas es con $\lambda(0) = \lambda_2(0)$, en tal caso tenemos el gráfico de la figura IV-8. Mientras que usando un $\lambda(0)$ obtenido a partir de la ecuación (IV-5), tomando en este caso $K = 1.15$ se obtiene el gráfico de la figura IV-9. Teóricamente el $\lambda(0)$ en todos los casos debería calcularse a través de la expresión (IV-5), no obstante, la dependencia en temperatura de los datos graficados en la figura IV-4 es más parecido a un modelo de dos fluidos que a la dependencia que predice la teoría de BCS con distintos valores para el parámetro

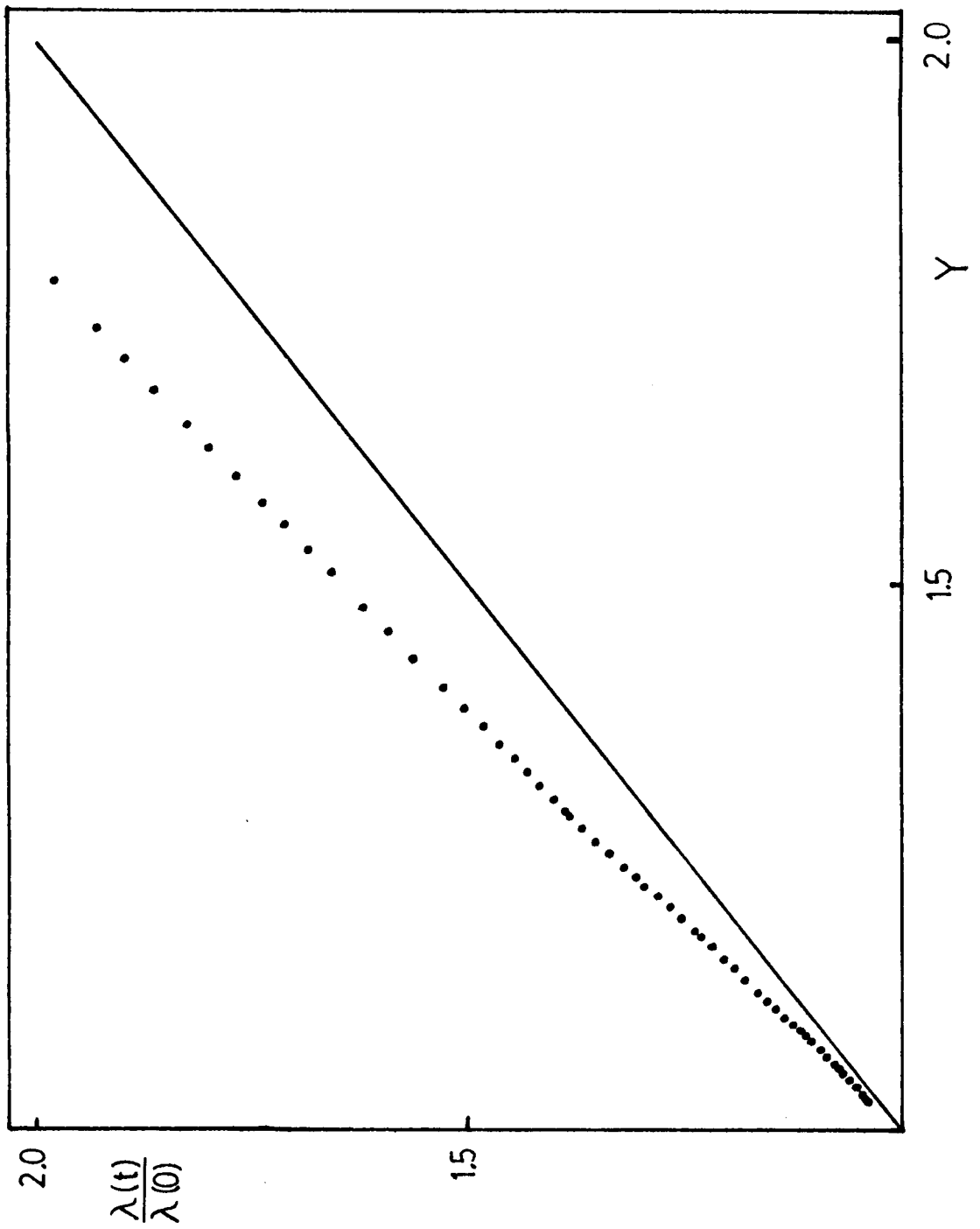


Figura IV-5: Este gráfico es el mismo de la figura IV-4, pero en este caso λ está normalizado por el $\lambda_4(0)$.

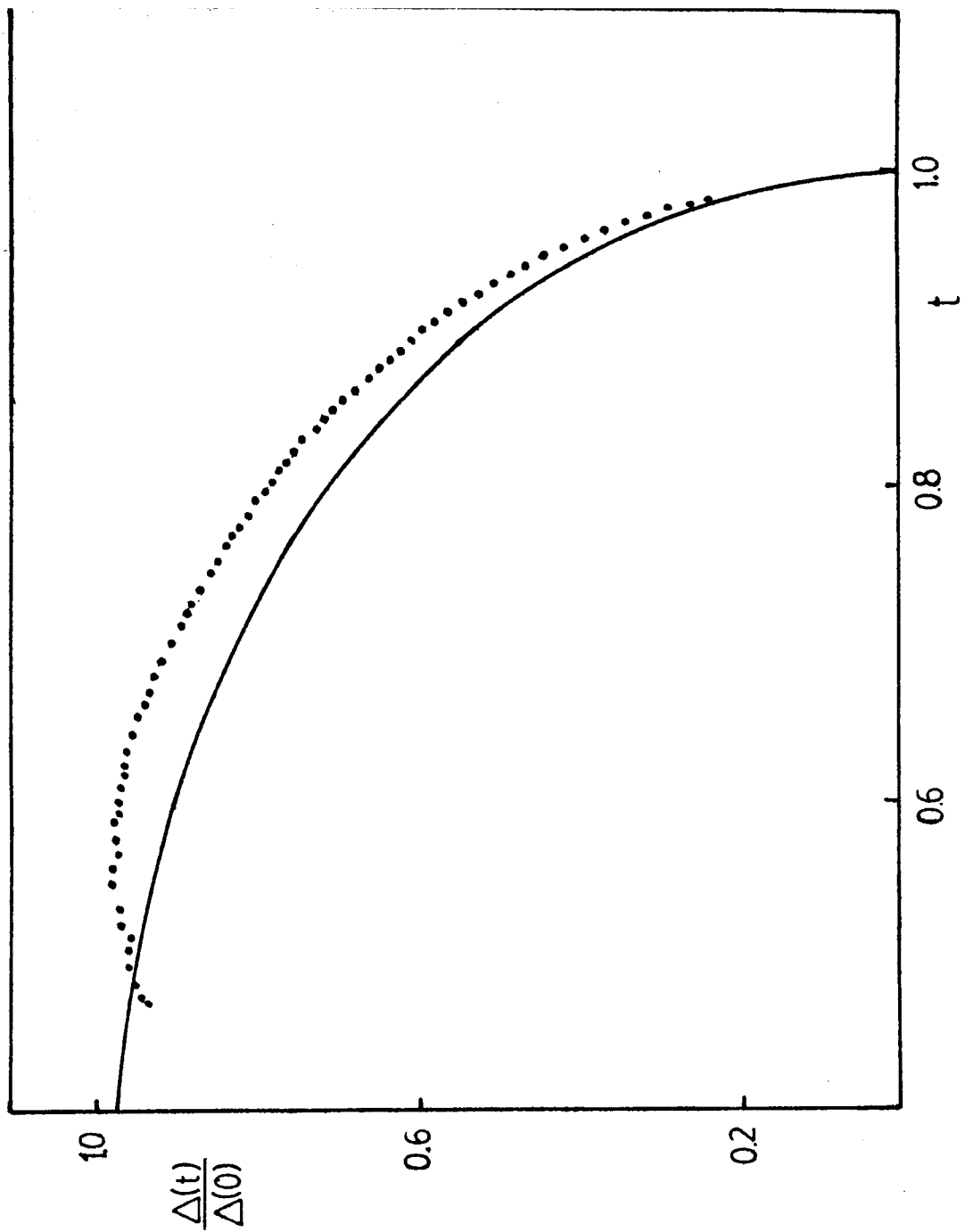


Figura IV-6: Gap experimental obtenido por el método de Waldram para la muestra I, con los datos de la figura IV-4, para $\frac{2\Delta}{kT_c} = 3.8$. La línea llena representa la forma funcional de $\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)}$ dada por la teoría de BCS.

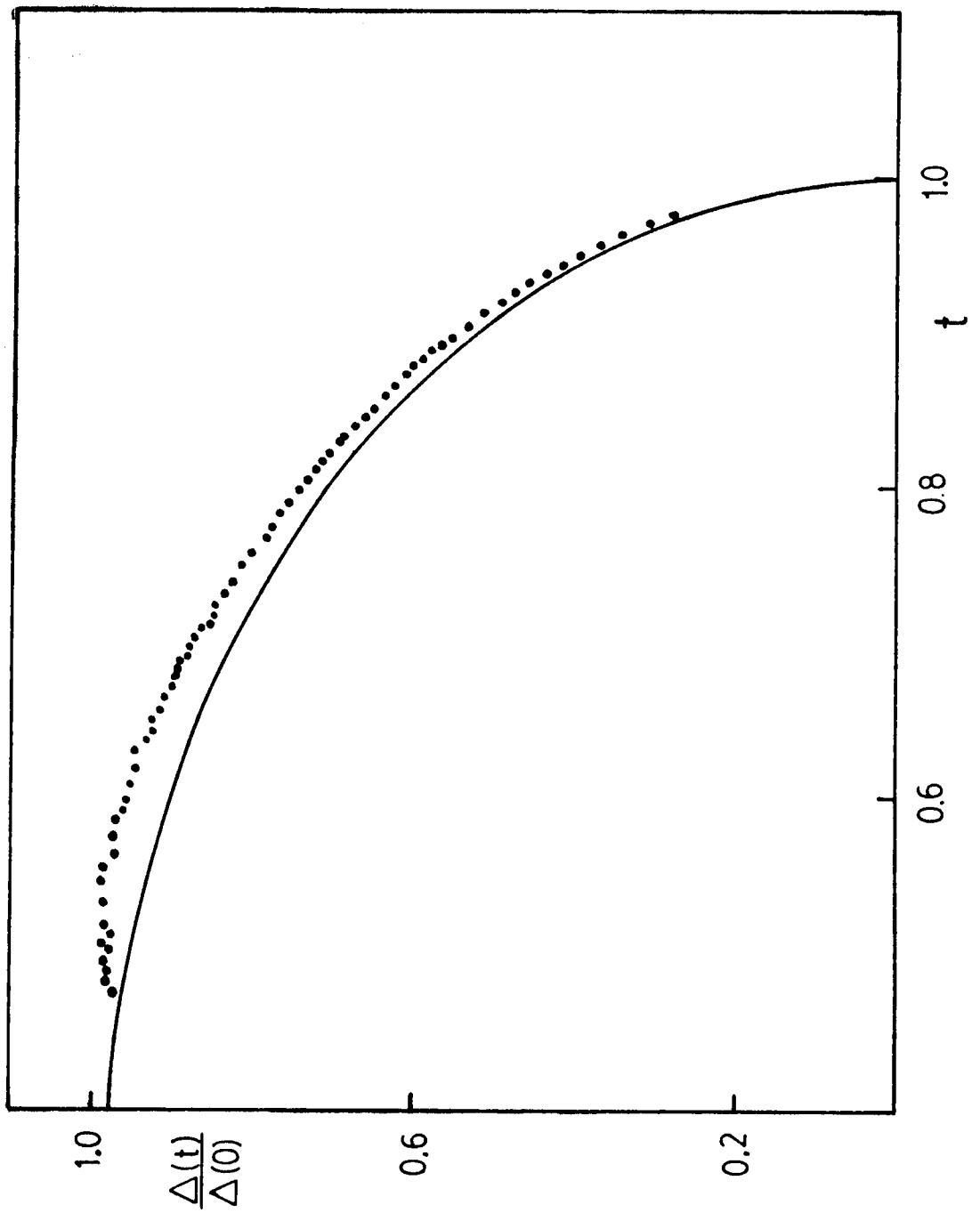


Figura IV-7: Gap experimental obtenido por el método de Waldram para la muestra I, utilizando los datos de la figura IV-5. El valor de $\frac{2\Delta}{kT_c}$ empleado es de 3.8.

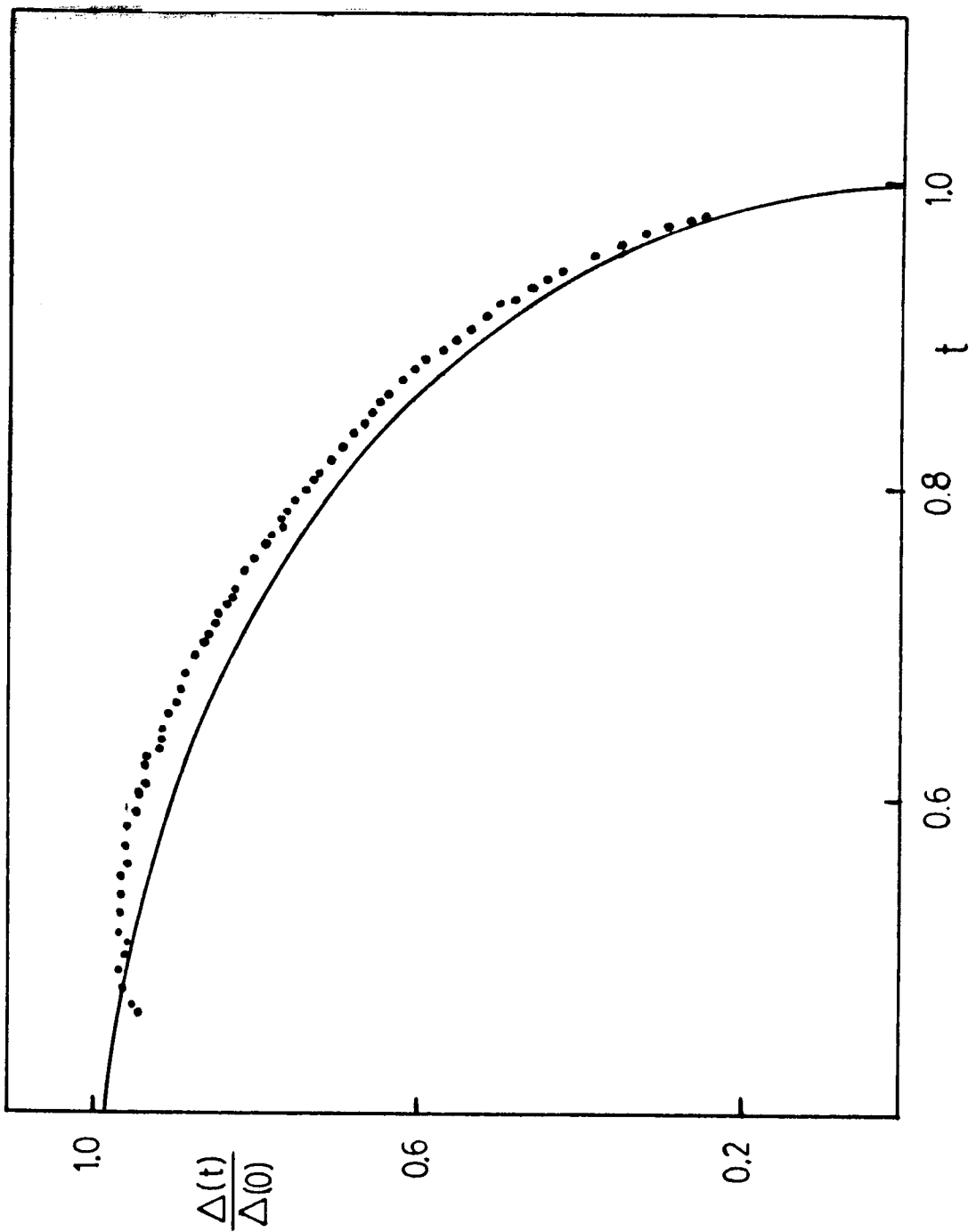


Figura IV-8: Gap experimental obtenido $\Delta(t)/\Delta(0)$ de modo análogo a los anteriores, para la muestra I, con los datos de la figura IV-4 y utilizando un $2\Delta/kT_c = 4.3$.

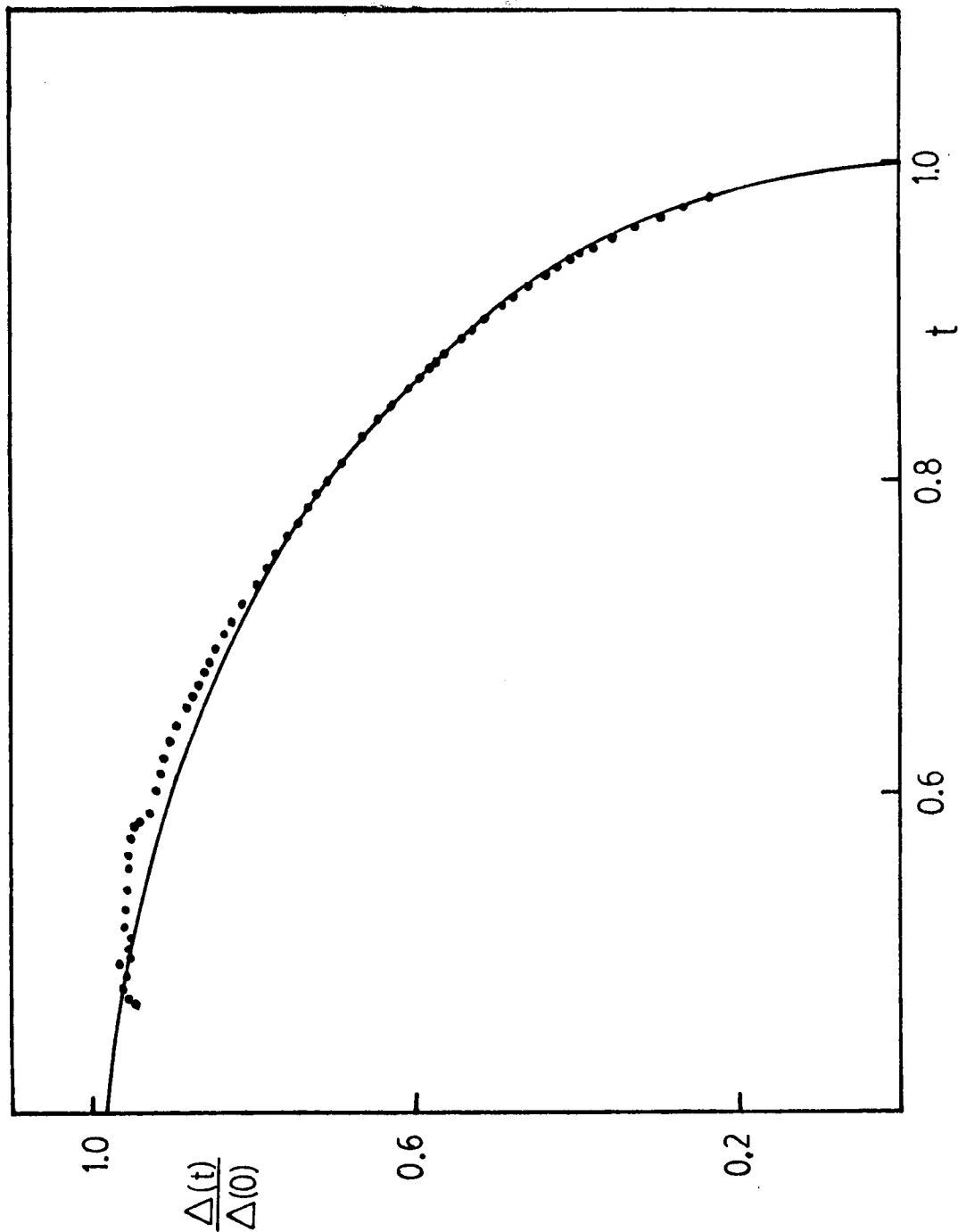


Figura IV-9: Idéntico al anterior, usando los datos de la figura IV-5.

$2\Delta/kT_c$, esto hace que no sea obvia la aplicación de la expresión (IV-5) en el cálculo del $\lambda(0)$.

Idéntico procedimiento se utilizó con las muestras II y III de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$:

Las figuras IV-10 y IV-11 son los gráficos de $\lambda(t)/\lambda(0)$ en función de Y para estas muestras, ambos tomando $\lambda(0) = \lambda_2(0)$. En ambos casos se observa que la derivada $d\lambda(t)/dY$ es prácticamente constante como en el caso de la muestra I.

Se puede observar en estos gráficos que los puntos experimentales se encuentran desplazados respecto a la recta de dos fluidos, en una constante. Esto se debe a que al graficar $\lambda(t)/\lambda(0)$ se ha adicionado la constante C' , de la cual se habló en el capítulo anterior.

Para la muestra III se grafica el gap experimental obtenido por el método de Waldram, en el primer caso, figura IV-12, tomando $2\Delta/kT_c = 3.8$ y el $\lambda(0)$ calculado con la expresión (IV-5), mientras que en la figura IV-13 el mismo gráfico se obtiene en este caso tomando $2\Delta/kT_c = 4.3$ y usando la expresión (IV-5) para el cálculo de $\lambda(0)$.

El error por indeterminación en el campo depende de las dimensiones de la muestra. Esto se debe a que el error surge al restar la señal de fondo, la cual es proporcional al campo aplicado, en consecuencia cuanto mayor sea el área de la muestra y en consecuencia mayor la señal que proviene de la muestra, menor será la contribución de la señal de fondo a la señal total. Las barras de error que se grafican en la figura IV-12 no corresponden al introducido por la indeterminación en H_0 , la cual en este caso es despreciable, sino que provienen de la indeterminación en la constante C' cuyo origen fue discutido en un párrafo anterior. Se observa que aún con esta indeterminación en el gap obtenido, la forma del mismo sigue siendo prácticamente la misma.

El resto de las muestras de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ no han sido graficadas pues presentan idénticas características que las presentadas en los párrafos anteriores. Los resultados de la única muestra medida cuyo coeficiente de resistividad con temperatura fue aproximadamente cero, se presentan en la figura IV-14. Dado que su dependencia en temperatura dista mucho de lo que predice la teoría de BCS o el modelo de los dos fluidos, no tiene sentido intentar, a partir de estos datos, obtener el gap por el método de Waldram. El posible origen de esta dependencia en temperatura se discute en el capítulo V.

Siguiendo con la serie del lantano en la figura IV-15 presentamos los datos correspondientes a la muestra de $\text{La}_{77}\text{Ca}_{23}$ (muestra VII), normalizados por $\lambda_2(0)$. Se observa que al igual que en el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ los datos difieren bas-

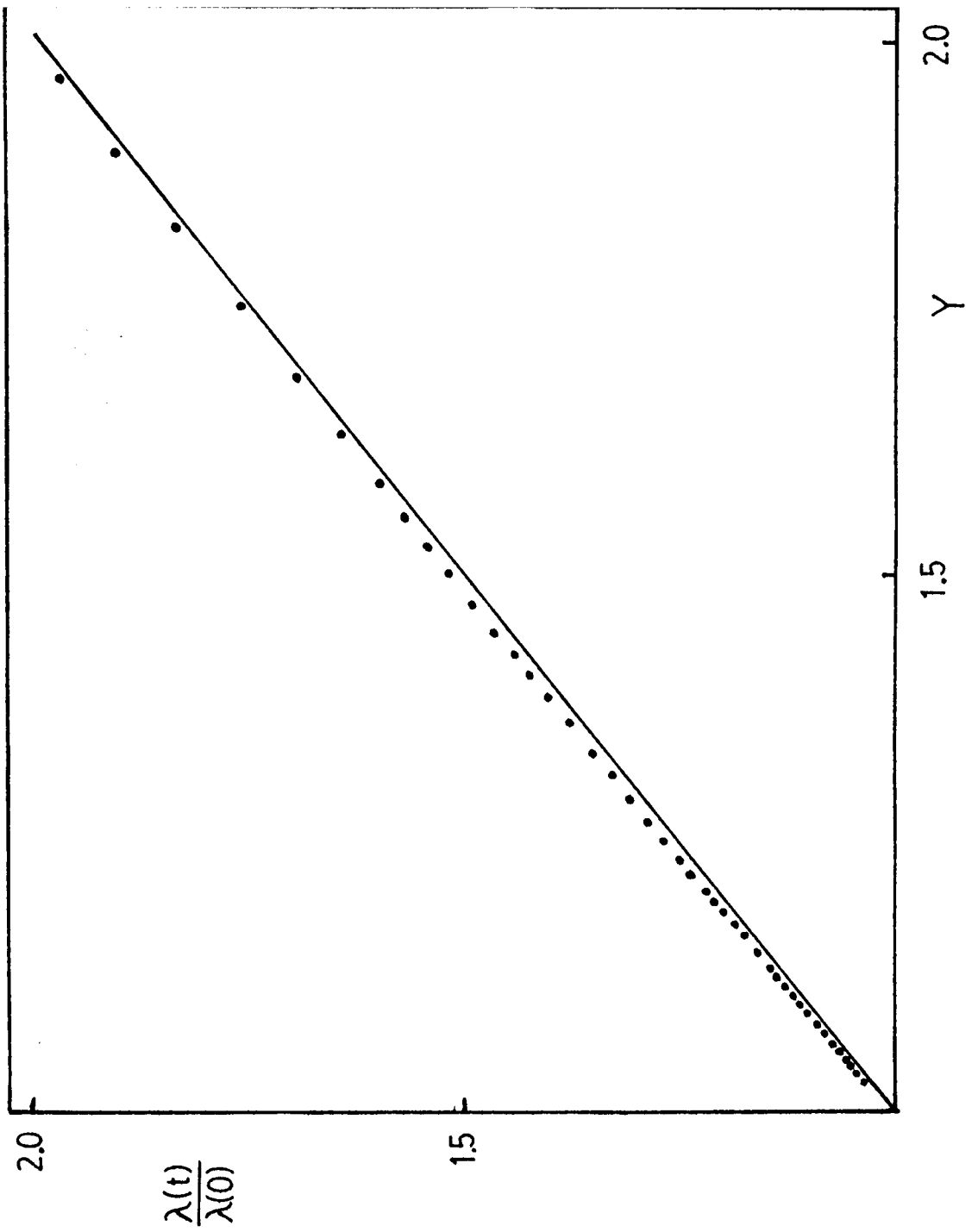


Figura IV-10: Valores de $\lambda(t)$ correspondientes a la muestra II, normalizados por el $\lambda_2(0)$, en función de la variable Y .

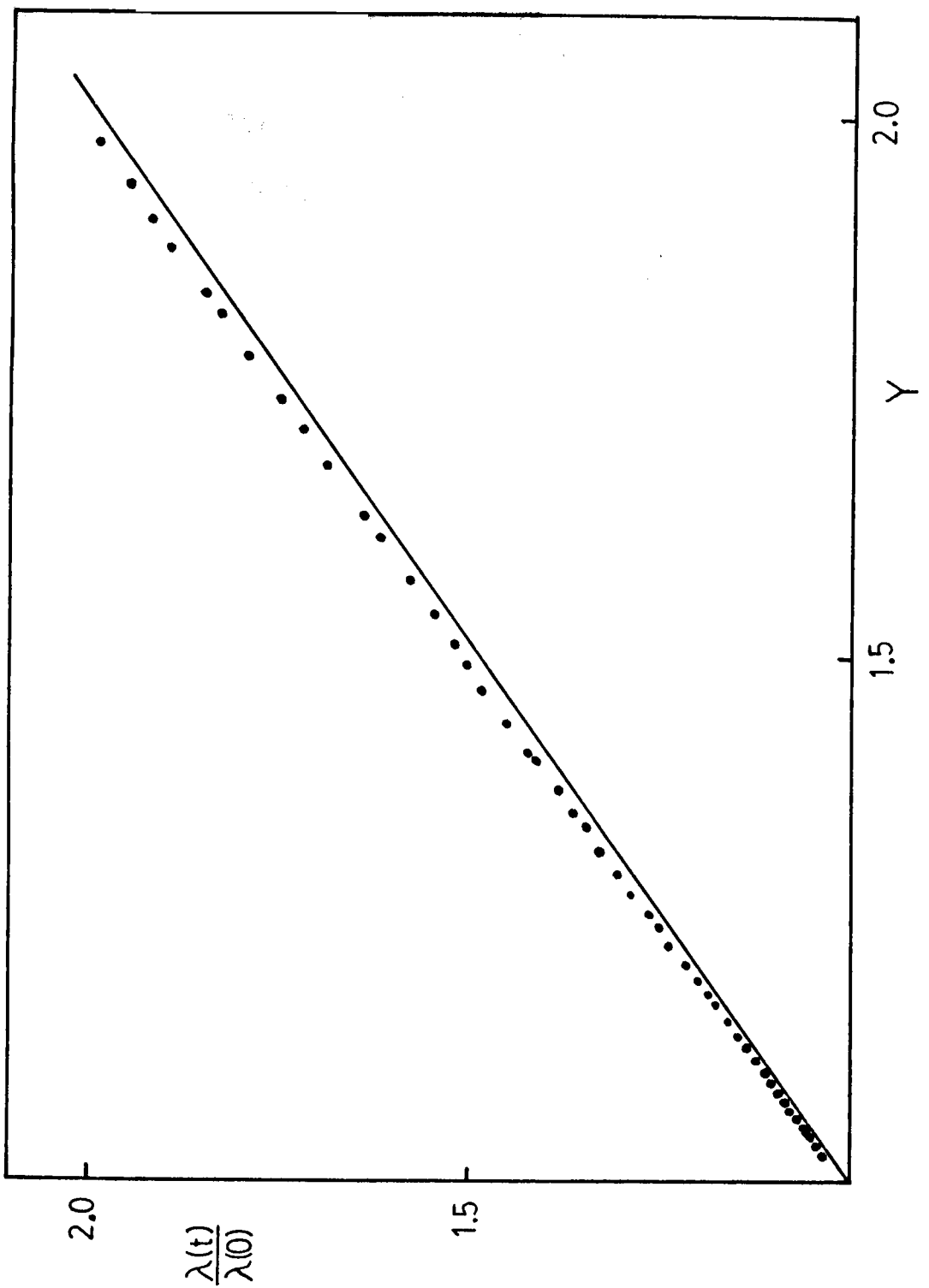


Figura IV-11: Datos de $\lambda(t)$ correspondientes a la muestra III, normalizados por el $\lambda_2(0)$, en función de la variable Y .

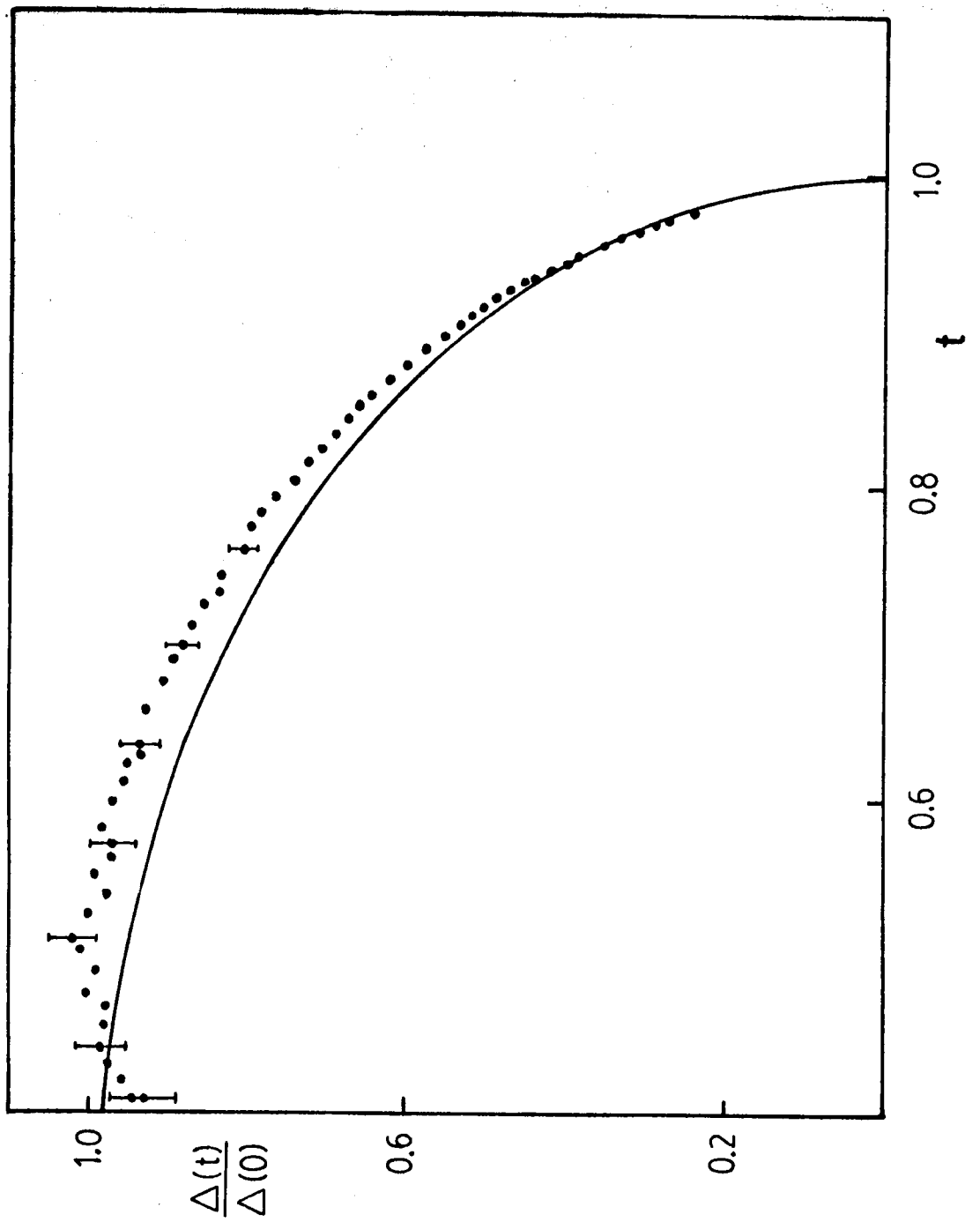


Figura IV-12: Gap experimental obtenido para la muestra III, utilizando un $2\Delta/kT_c=3.8$ y $\lambda_4(0)$. Las barras de error provienen de la indeterminación en la constante C' .

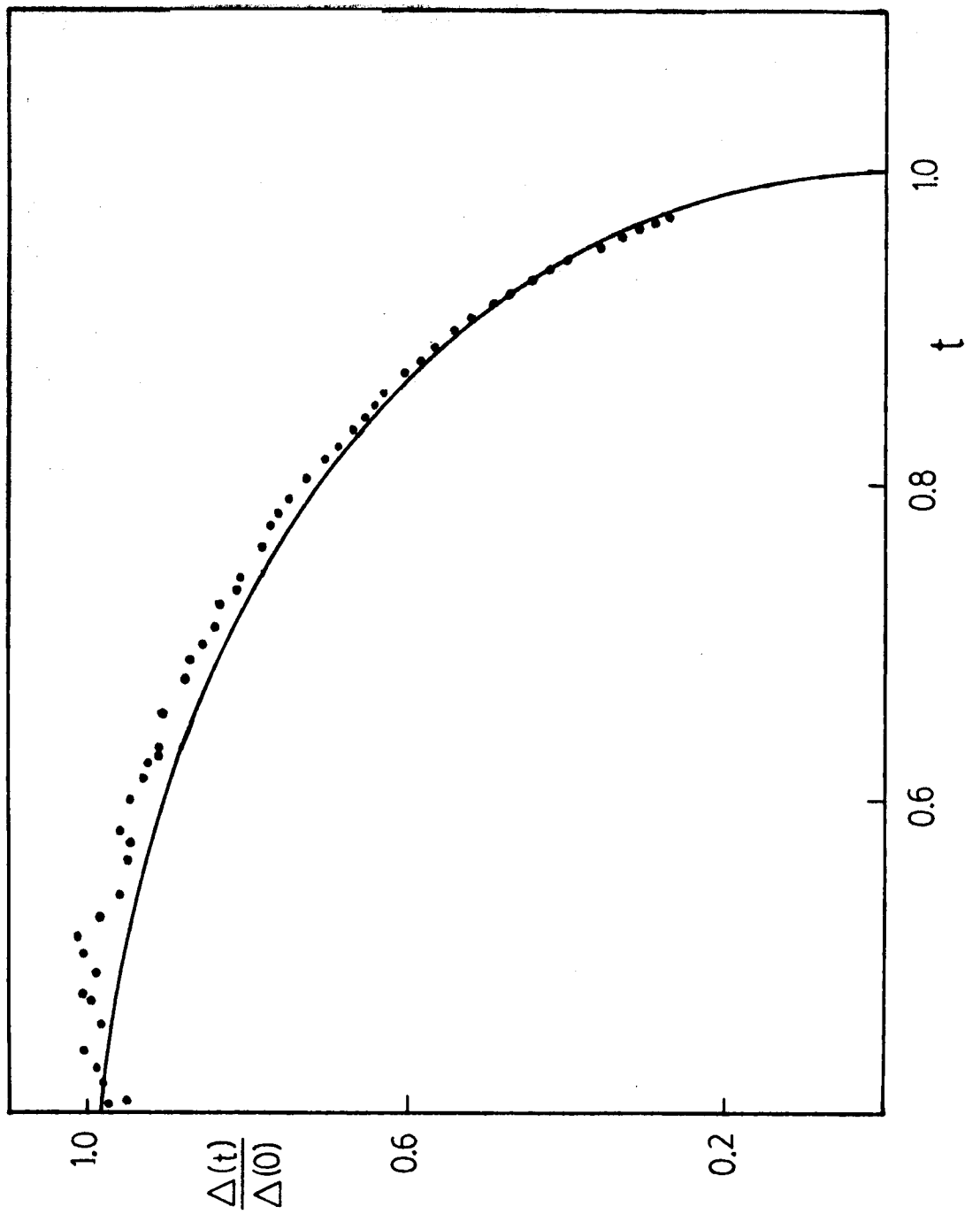


Figura IV-13: Idéntico a la figura IV-12 pero utilizando en el método de Waldram un $2\Delta/kT_c = 4.3$.

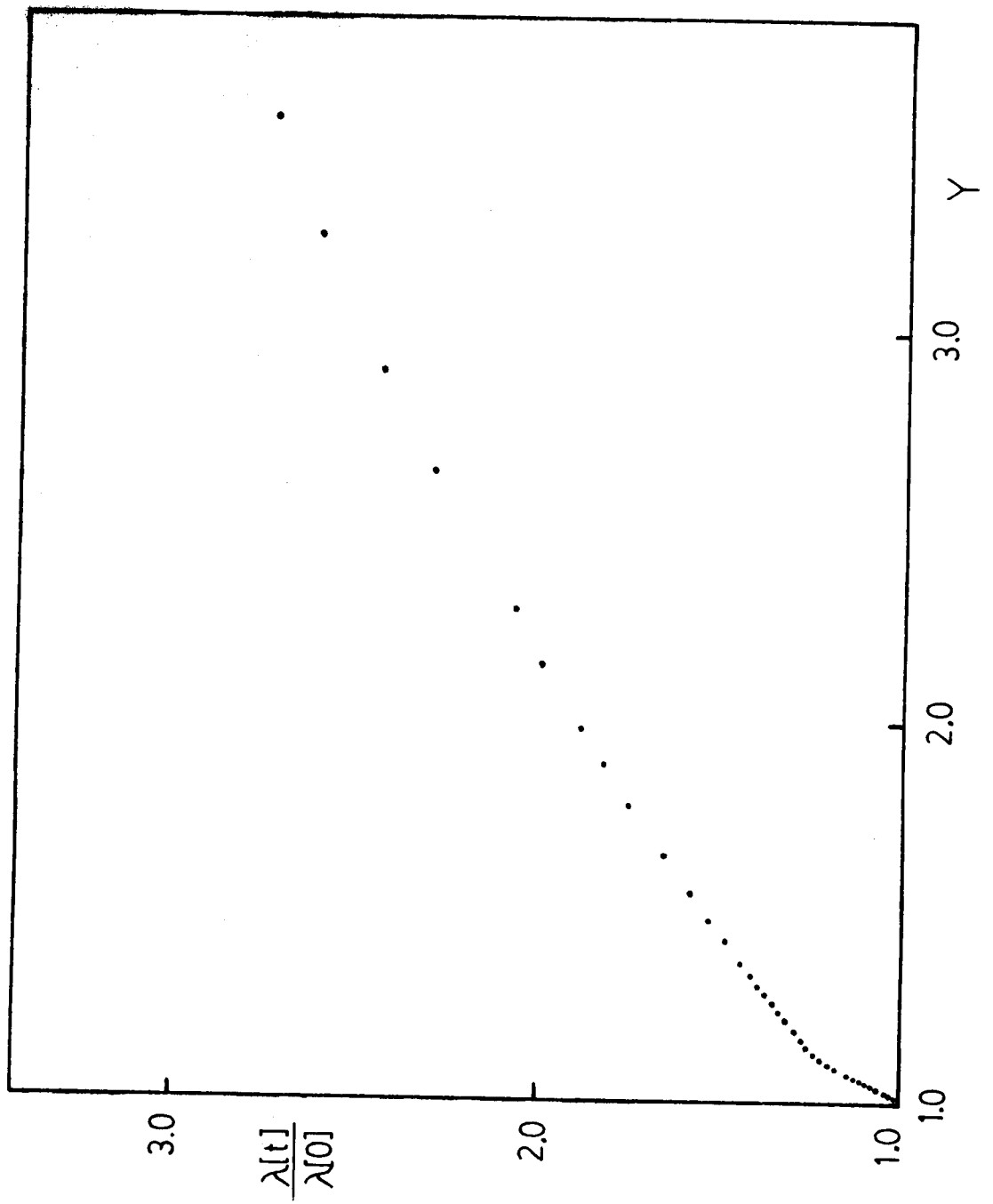


Figura IV-14: Dependencia en temperatura de λ para una muestra de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ cuyo coeficiente de resistividad con temperatura es aproximadamente cero.

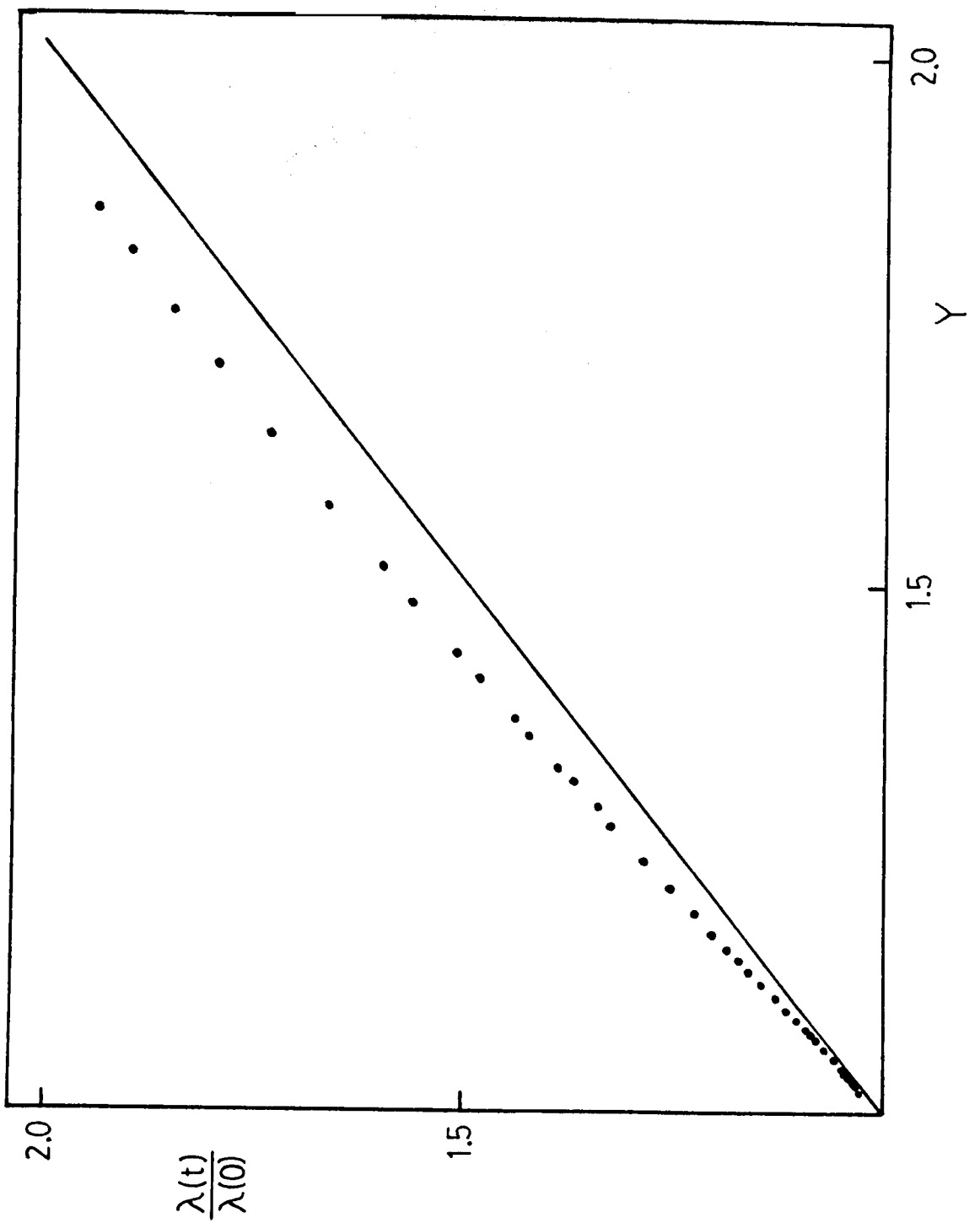


Figura IV-15: Valores de λ en función de la variable Y , para la muestra VII de $\text{La}_{77}\text{Ga}_{23}$, normalizados por $\lambda_2(0)$.

tante de lo que predice la teoría de BCS con $2\Delta/kT_c$ variable, e incluso poseen una débil curvatura a bajas temperaturas en el sentido opuesto al que predice BCS. En este caso el valor de $2\Delta/kT_c$ ha sido medido⁽⁴⁹⁾ con el calor específico, se encontró que el $\text{La}_{77}\text{Ga}_{23}$ es un superconductor de carácter intermedio con $2\Delta/kT_c \approx 3.8$. Si utilizamos este valor en la obtención del gap experimental a partir de los valores de $\lambda(t)$ obtenemos los datos de la figura IV-16 (para ello se ha usado el correspondiente $\lambda_4(0)$). Solo con el fin de comparar, también se obtuvo el gap tomando $2\Delta/kT_c = 4.3$ y el correspondiente $\lambda_4(0)$, el mismo se grafica en la figura IV-17. Para esta muestra el error producido por la indeterminación en el campo se torna importante debido a las dimensiones de la misma. En la figura IV-16 se grafican las barras de error correspondientes a la indeterminación en el campo.

Para el $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$ se midió la dependencia en temperatura de λ en dos muestras (muestras V y VI). Los datos, normalizados por $\lambda_2(0)$, se grafican en la figura IV-18 y IV-19. Al igual que para los casos anteriores, se grafica el gap para la muestra V, donde el rango en temperatura de la medición es mayor que el correspondiente a la muestra VI. Los resultados obtenidos se grafican en la figura IV-20, en este caso tomando $2\Delta/kT_c = 3.8$ y el correspondiente $\lambda_4(0)$, mientras que tomando $2\Delta/kT_c = 4.3$ y el correspondiente $\lambda_4(0)$ se obtienen los datos de la figura IV-21. Como en el caso anterior, en este superconductor se midió el calor específico⁽⁵⁰⁾, según estos resultados se trata de un superconductor de acoplamiento intermedio ($2\Delta/kT_c \approx 3.8$).

El último de los materiales de esta serie es el $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$ (muestra VIII). Los datos de $\lambda(t)$ normalizados por la $\lambda_2(0)$ se presentan en la figura IV-22. En este caso como en el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ no ha sido medido el carácter del superconductor. Siguiendo la misma sistemática que la empleada en los otros materiales, en la figura IV-23 se grafica el gap obtenido por el método de Waldram imponiendo que $2\Delta/kT_c$ sea 3.8. Mientras que en el gráfico de la figura IV-24 se muestran los datos en este caso imponiendo que $2\Delta/kT_c$ sea 4.3.

El hecho de haber tomado para comparar los valores de 3.8 y 4.3 para el parámetro $2\Delta/kT_c$ se basa en que, como se dijo, en las aleaciones amorfas de metales de transición donde ha sido medido este parámetro se ha encontrado estar próximo al valor de 3.8. Por otro lado, está como excepción el caso del $\text{La}_{80}\text{Zn}_{20}$ ⁽²³⁾ amorfo en el cual se encontró que $2\Delta/kT_c = 4.2$, y es por ello que se eligió el segundo valor, 4.3.

Para el $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ se ha medido la dependencia en temperatura de dos

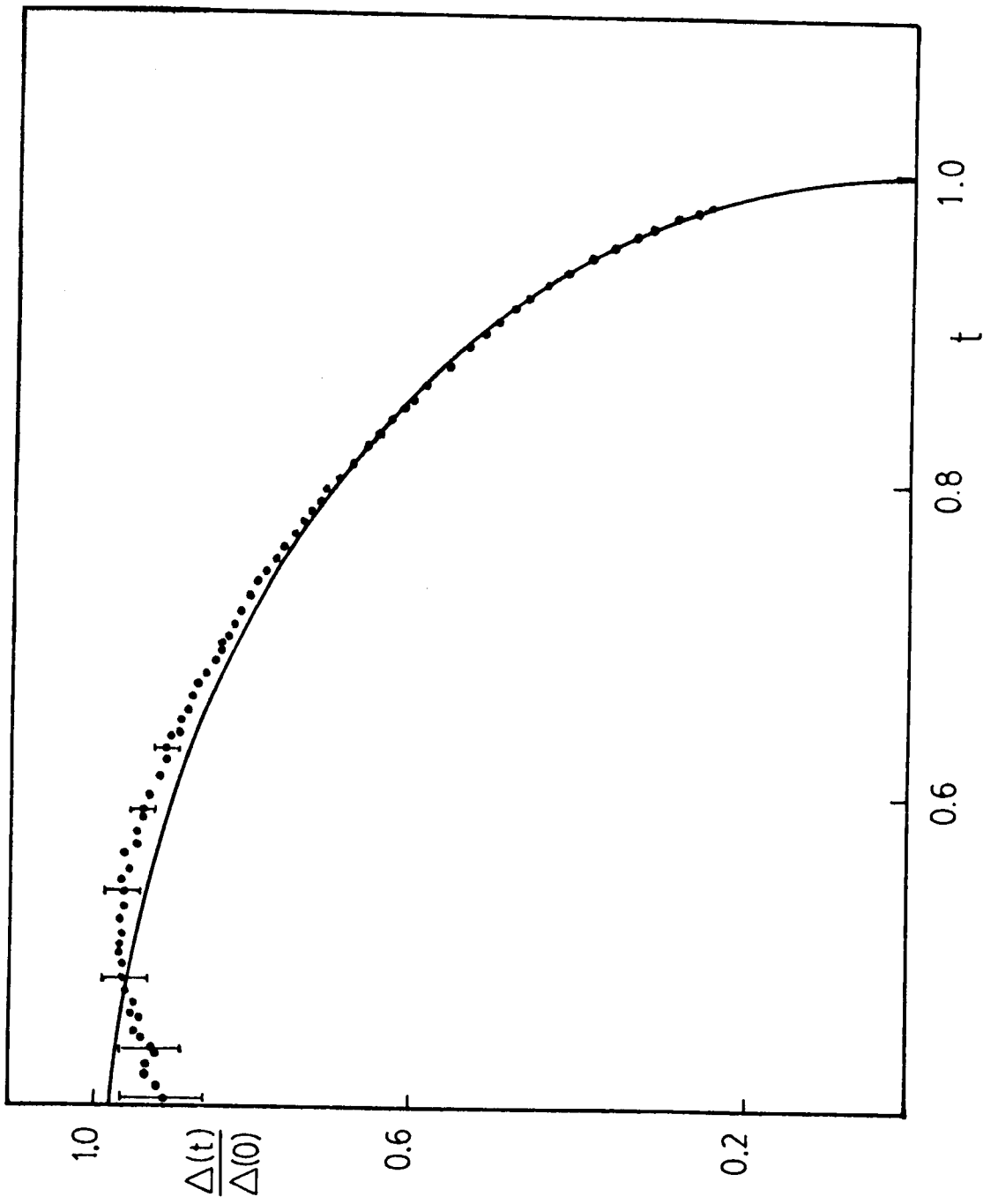


Figura IV-16: Gap experimental para el $\text{La}_{77}\text{Ga}_{23}$ obtenido empleando $\lambda_4(0)$ y un $2\Delta/kT_c=3.8$. Las barras de error provienen de la determinación del campo aplicado.

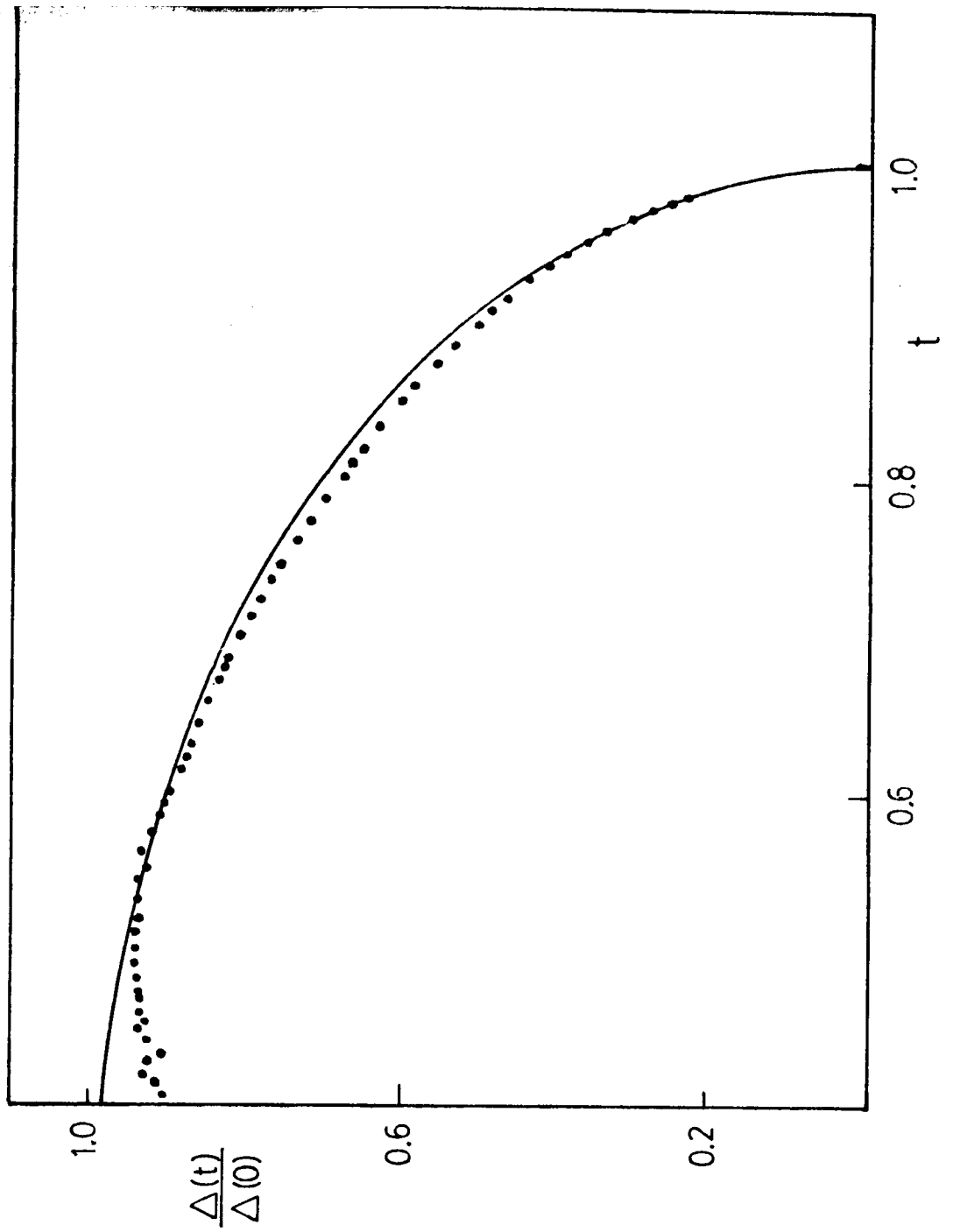


Figura IV-17: Idéntico a la figura IV-16 pero utilizando el valor de $2\Delta/kT_c = 4.3$.

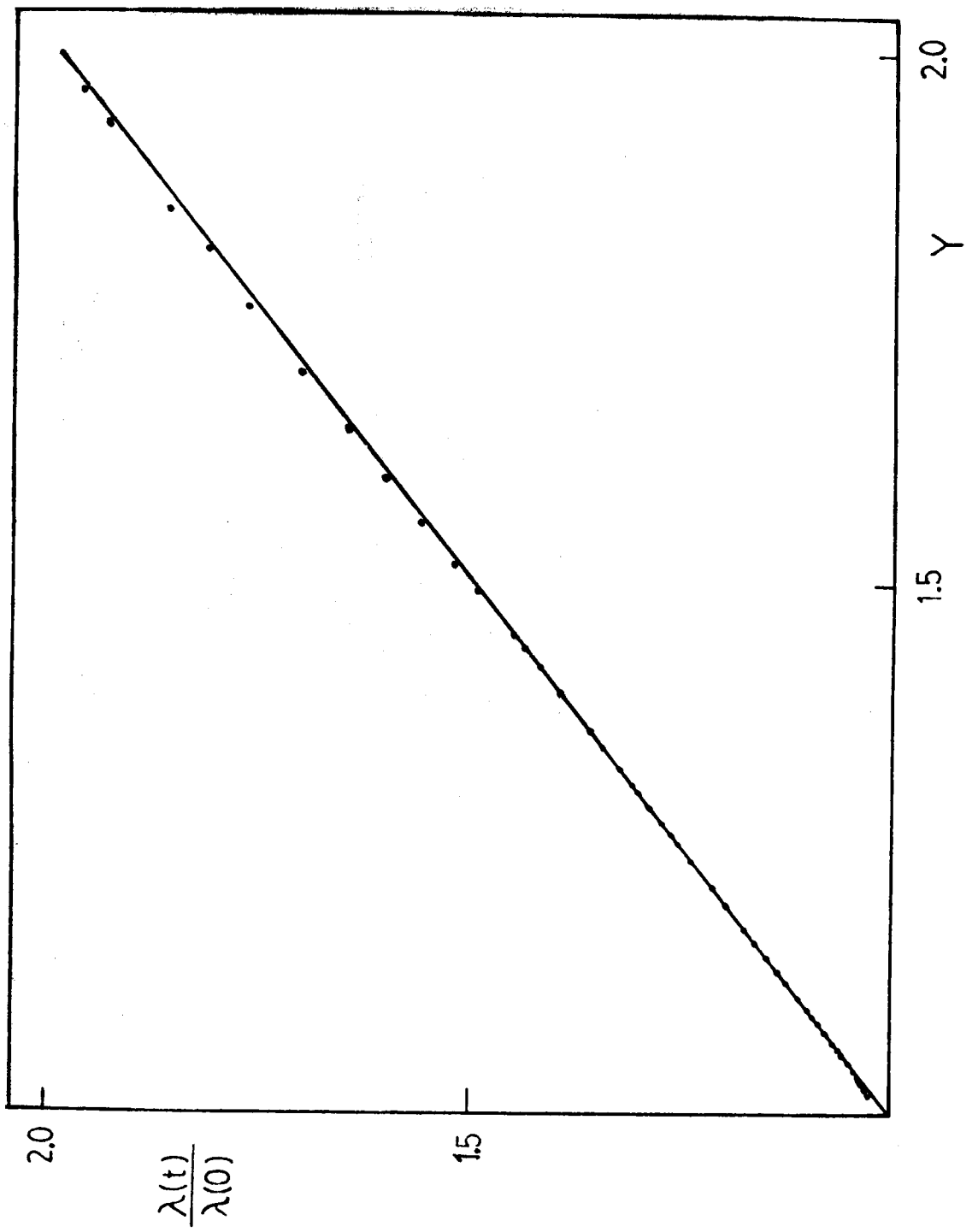


Figura IV-18: Resultados de $\lambda(t)$ normalizados por $\lambda_2(0)$ para la muestra V. de $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$.

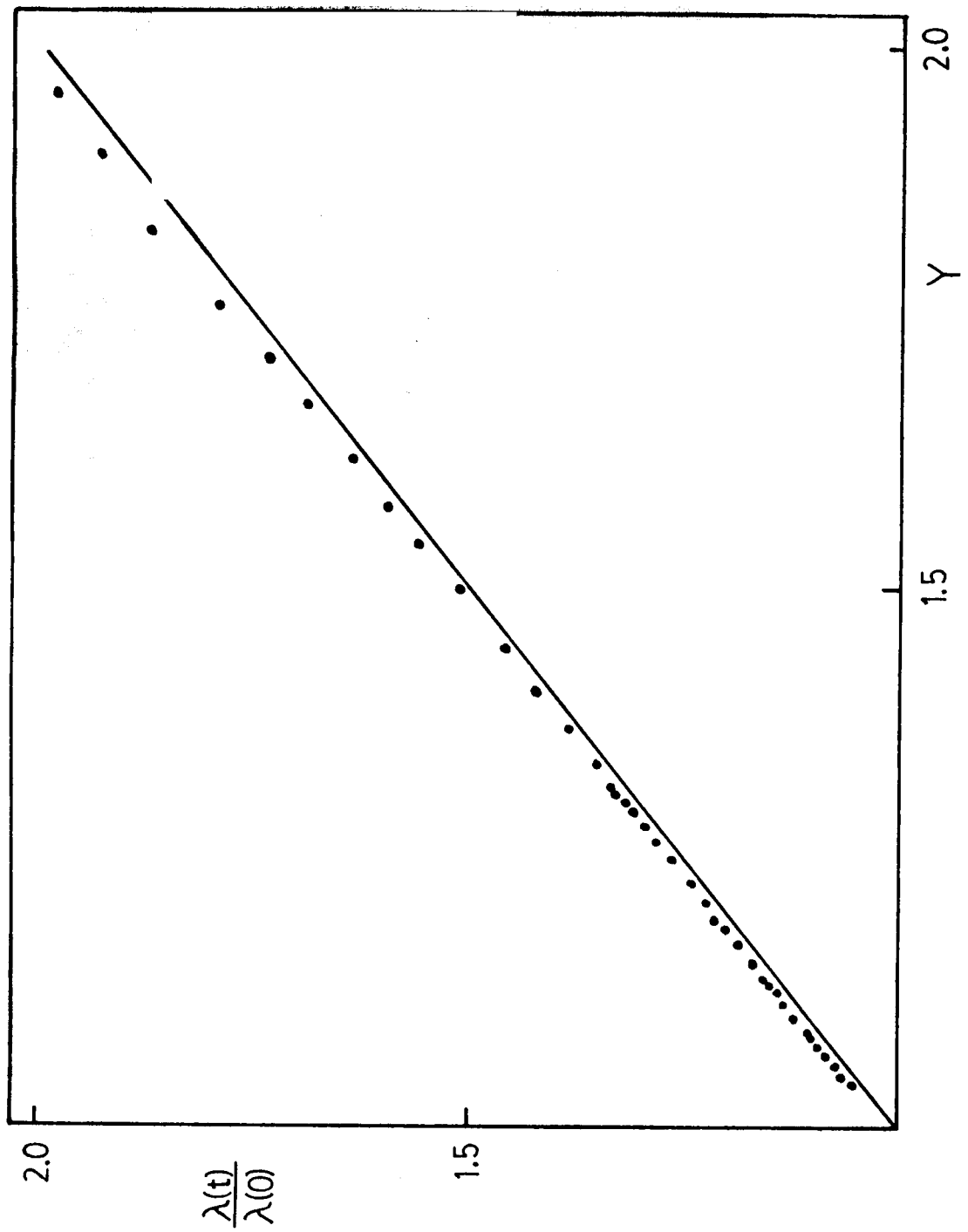


Figura IV-19: Resultados de $\lambda(t)$ normalizados por $\lambda_2(0)$ para la muestra VI de $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$.

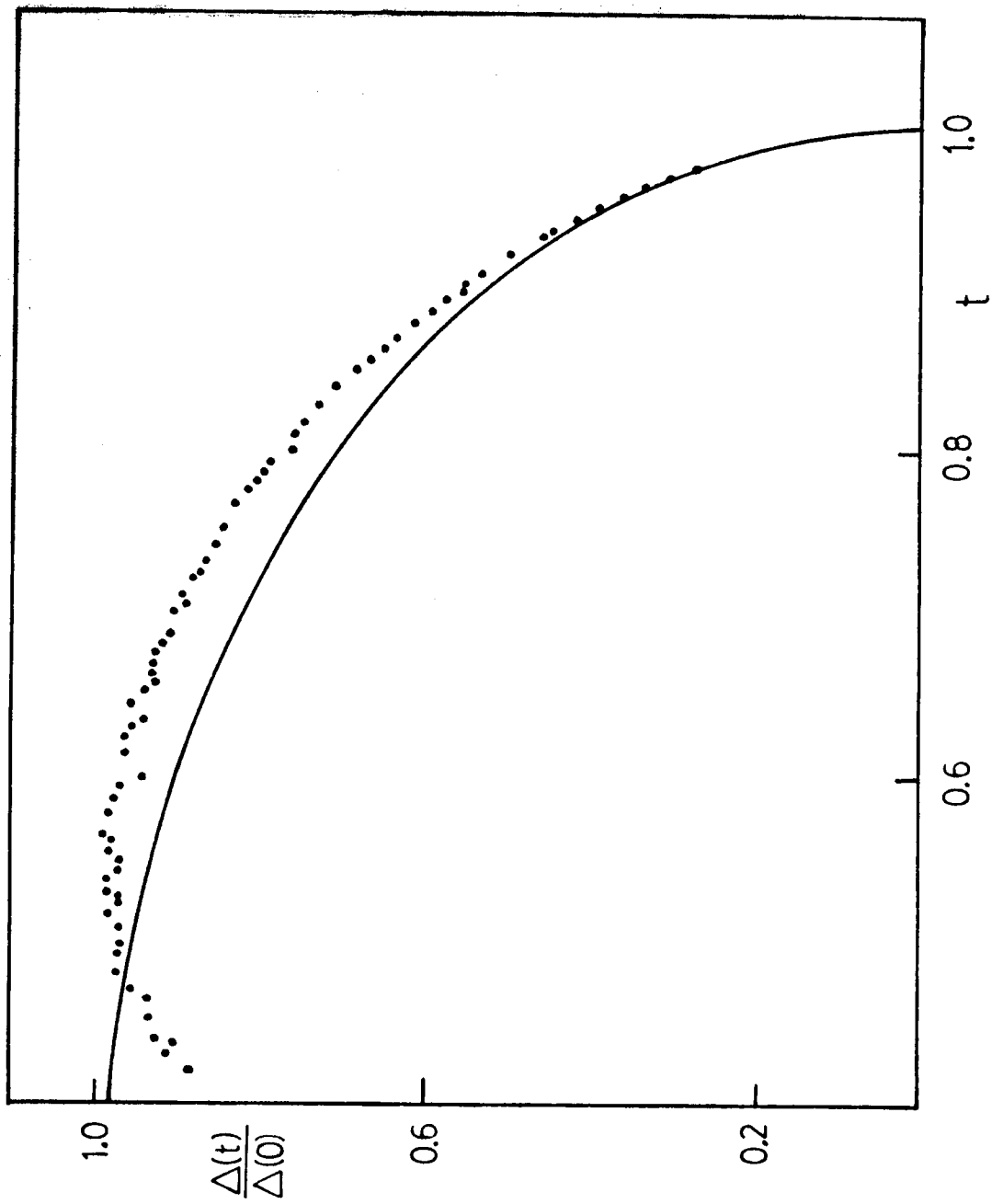


Figura IV-20: Gap experimental en función de la temperatura, utilizando $\lambda_4(0)$ y para $2\Delta/kT_c$ el valor de 3.8, para la muestra V de $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$.

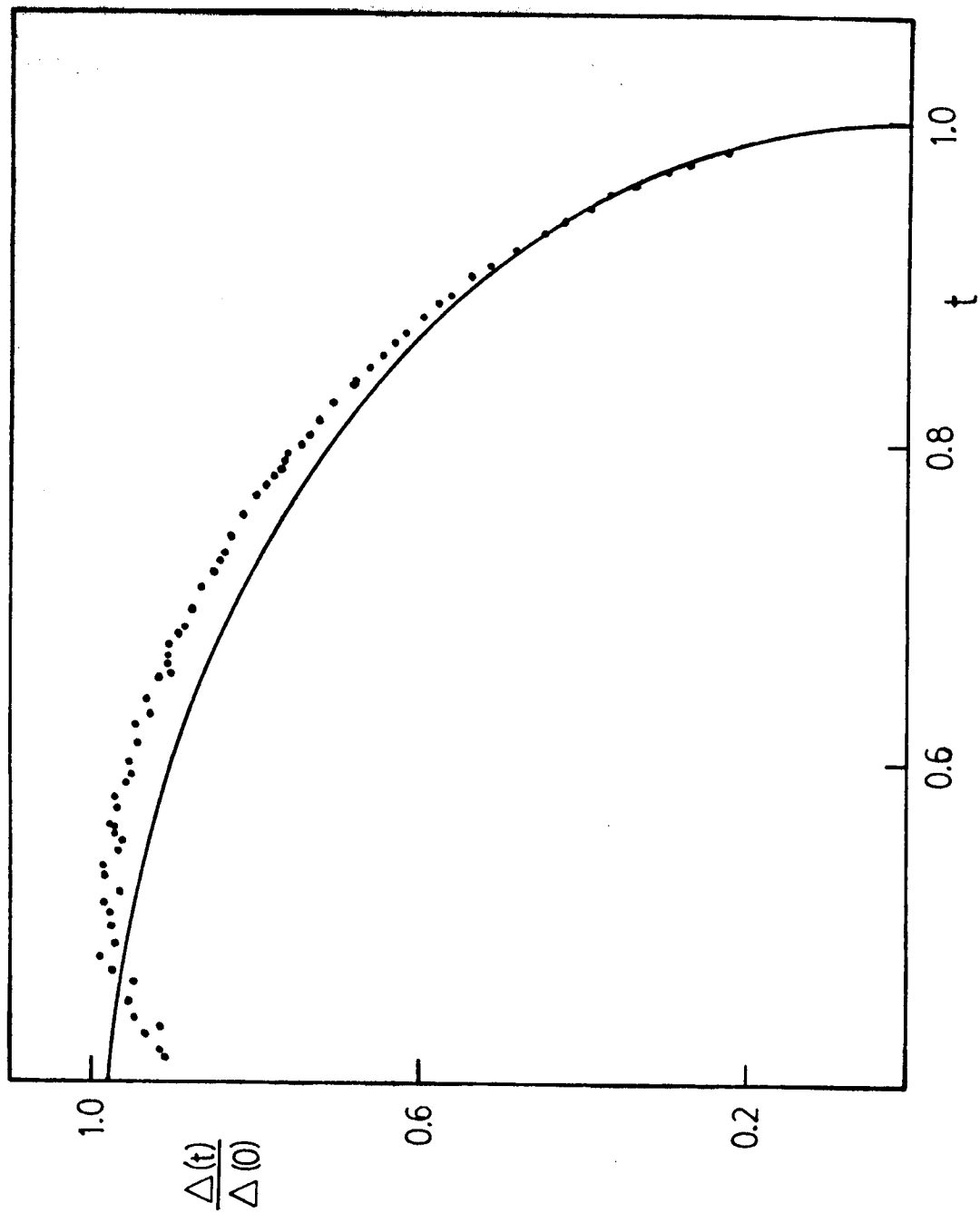


Figura IV-21: Idéntico a la figura anterior pero usando $2\Delta/kT_c = 4.3$ con el correspondiente $\lambda_4(0)$.

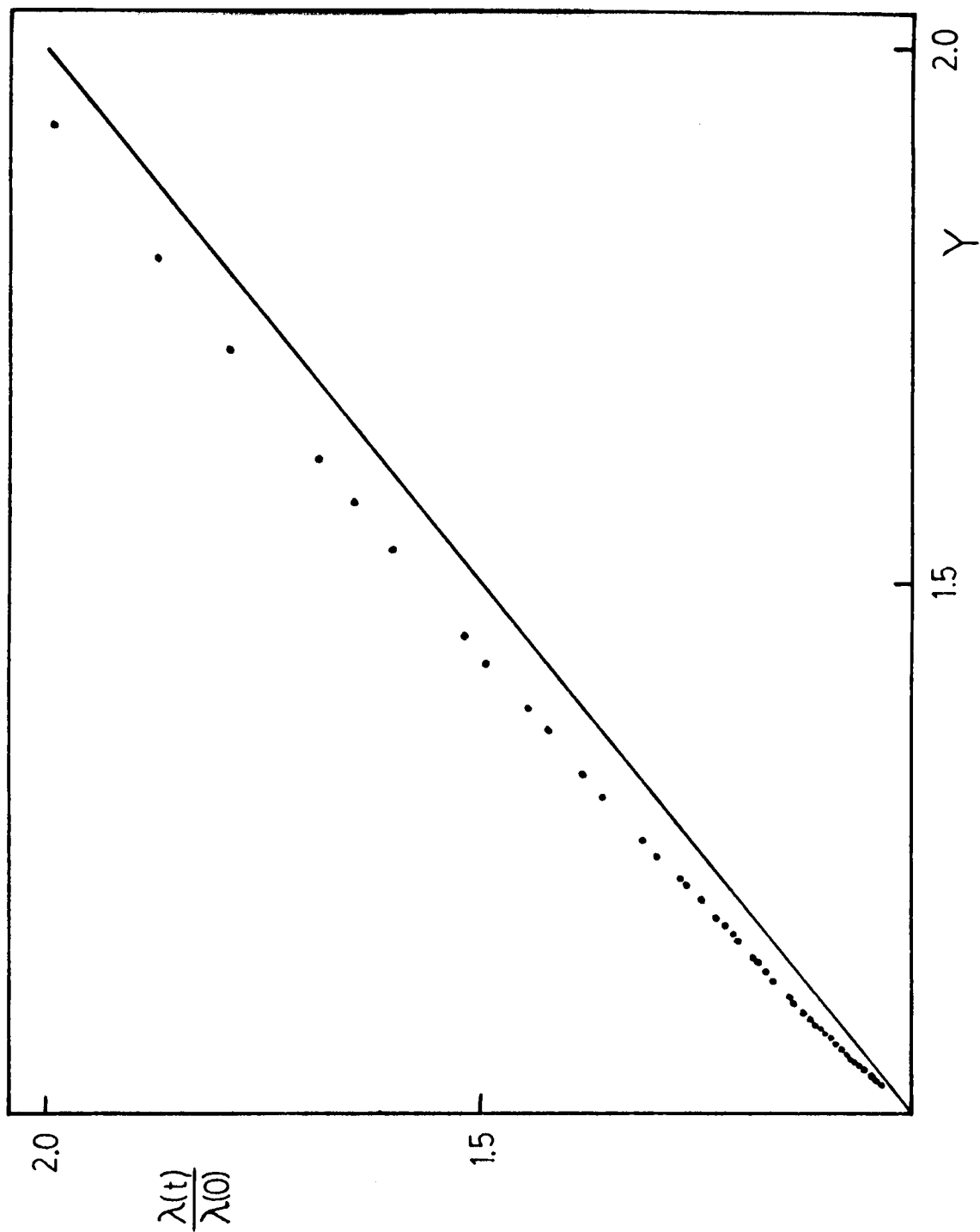


Figura IV-22: Valores de la longitud de penetración para la muestra VIII de $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$, en función de la variable Y , normalizados por $\lambda_2(0)$.

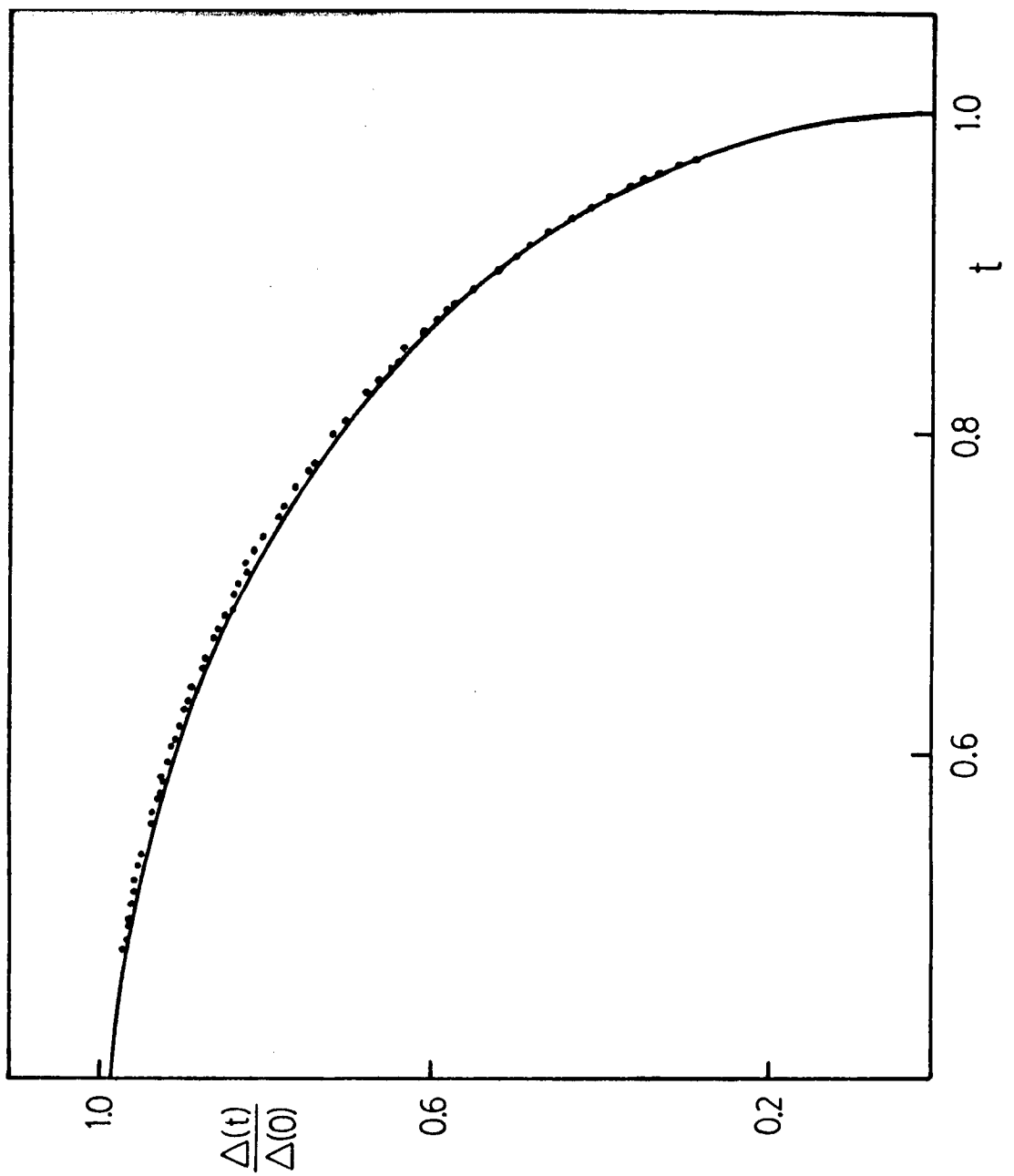


Figura IV-23: Gap experimental en función de la temperatura, obtenido por el método de Waldram utilizando $2\Delta/kT_c = 3.8$ y el correspondiente $\lambda_4(0)$, para la muestra VIII de $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$.

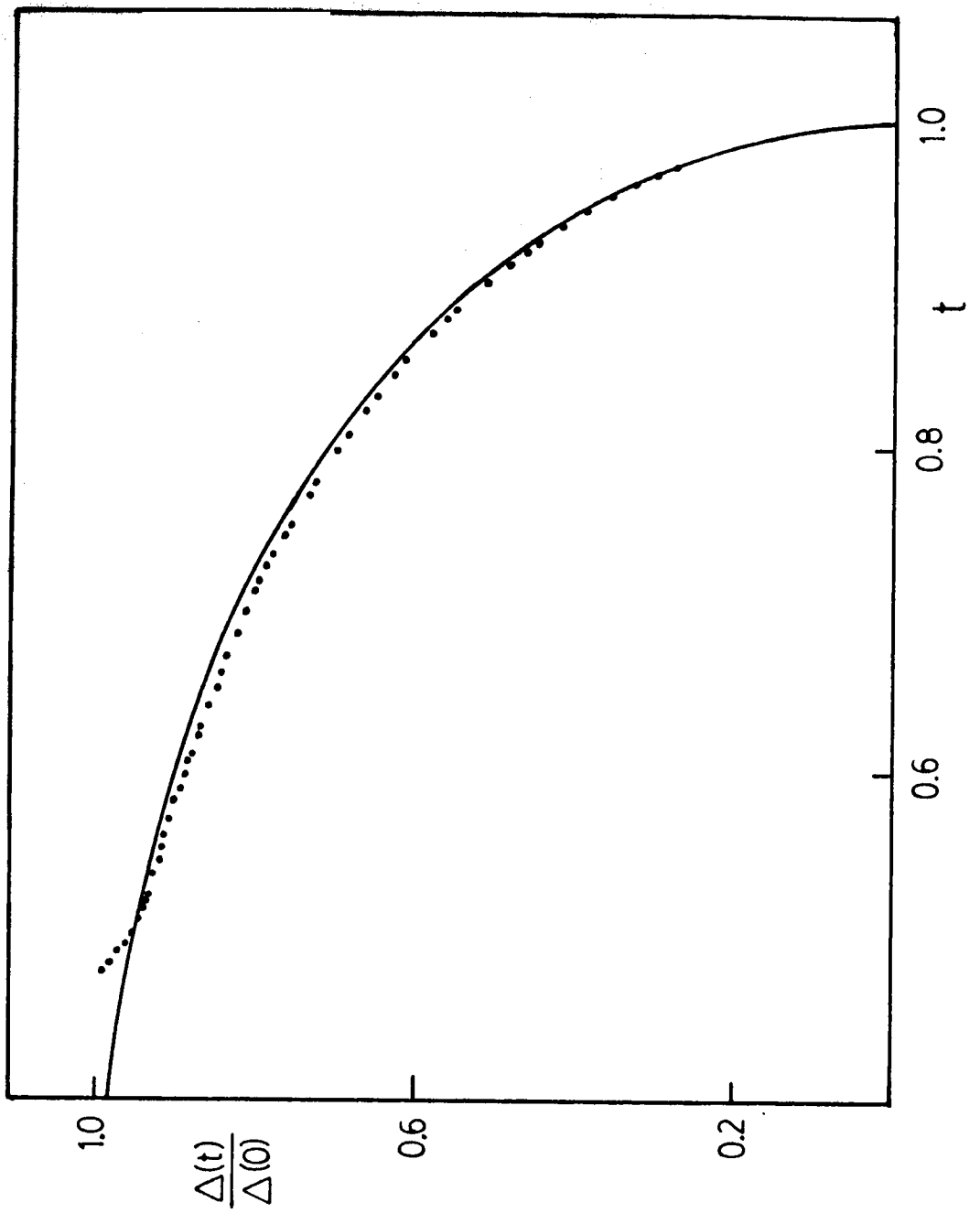


Figura IV-24: Idéntico a la figura anterior, pero usando $2\Delta/kT_c = 4.3$ para la muestra VIII.

muestras (muestras IX y X). En este material se ha medido el gap superconductor encontrándose⁽⁵¹⁾ ser éste un superconductor de acoplamiento intermedio.

Los datos de $\lambda(t)$ normalizados por $\lambda_2(0)$ se encuentran graficados en las figuras IV-25 y IV-26 para las muestras IX y X respectivamente. A partir de estos datos e imponiendo que $2\Delta/kT_c$ sea 3.8, de acuerdo a lo medido⁽⁵¹⁾, se obtienen los resultados de las figuras IV-27 y IV-28 para las muestras IX y X respectivamente. Se ha usado en ambos casos el $\lambda_4(0)$ obtenido de la expresión (IV-5). Para ambas muestras y a los efectos de comparar se presentan los datos del gap obtenido imponiendo el valor de 4.3 para el parámetro $2\Delta/kT_c$, los mismos se grafican en la figura IV-29 y IV-30.

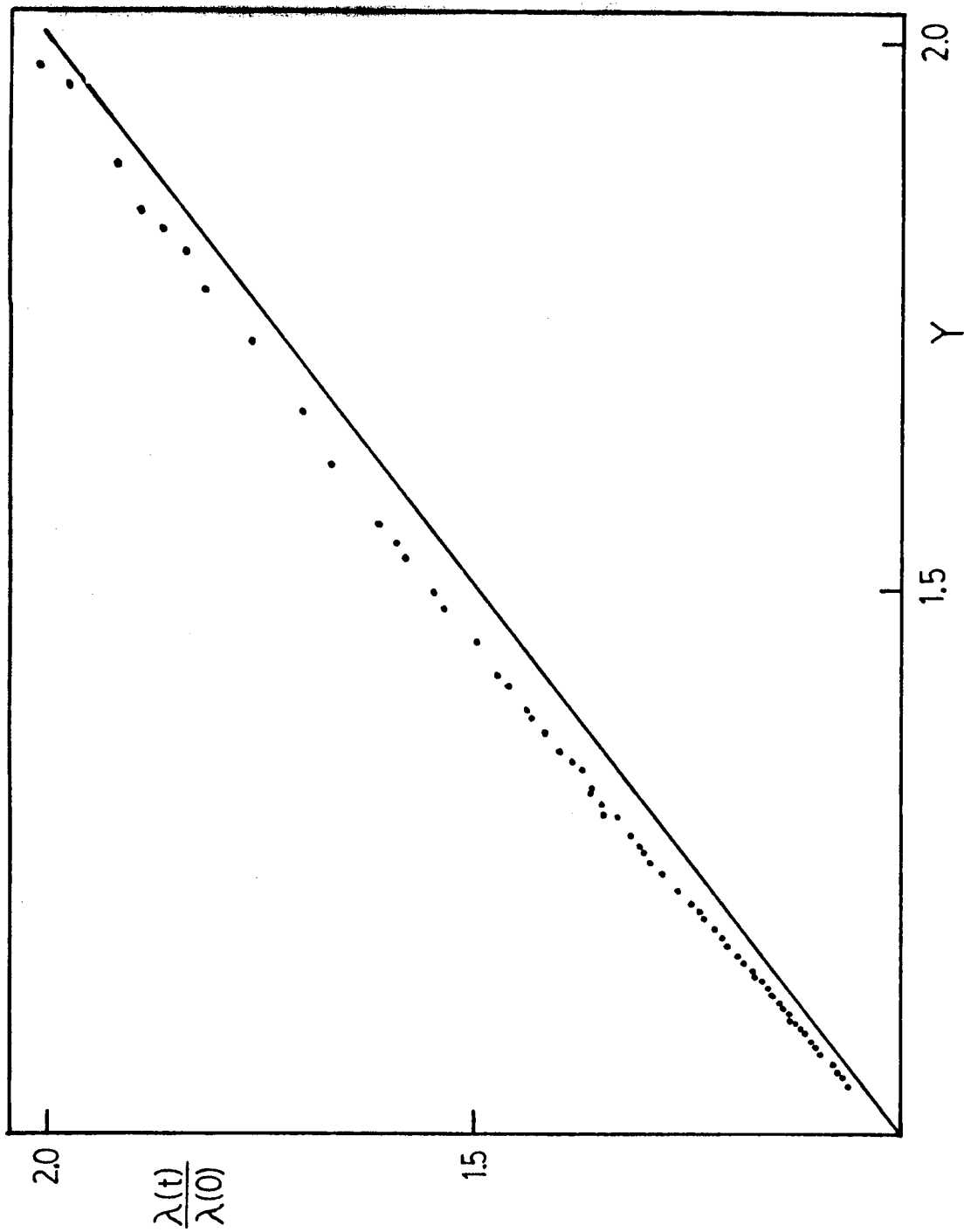


Figura IV-25: Datos de longitud de penetración normalizados por $\lambda_2(0)$ para la muestra IX de $Zr_{70}Cu_{30}$.

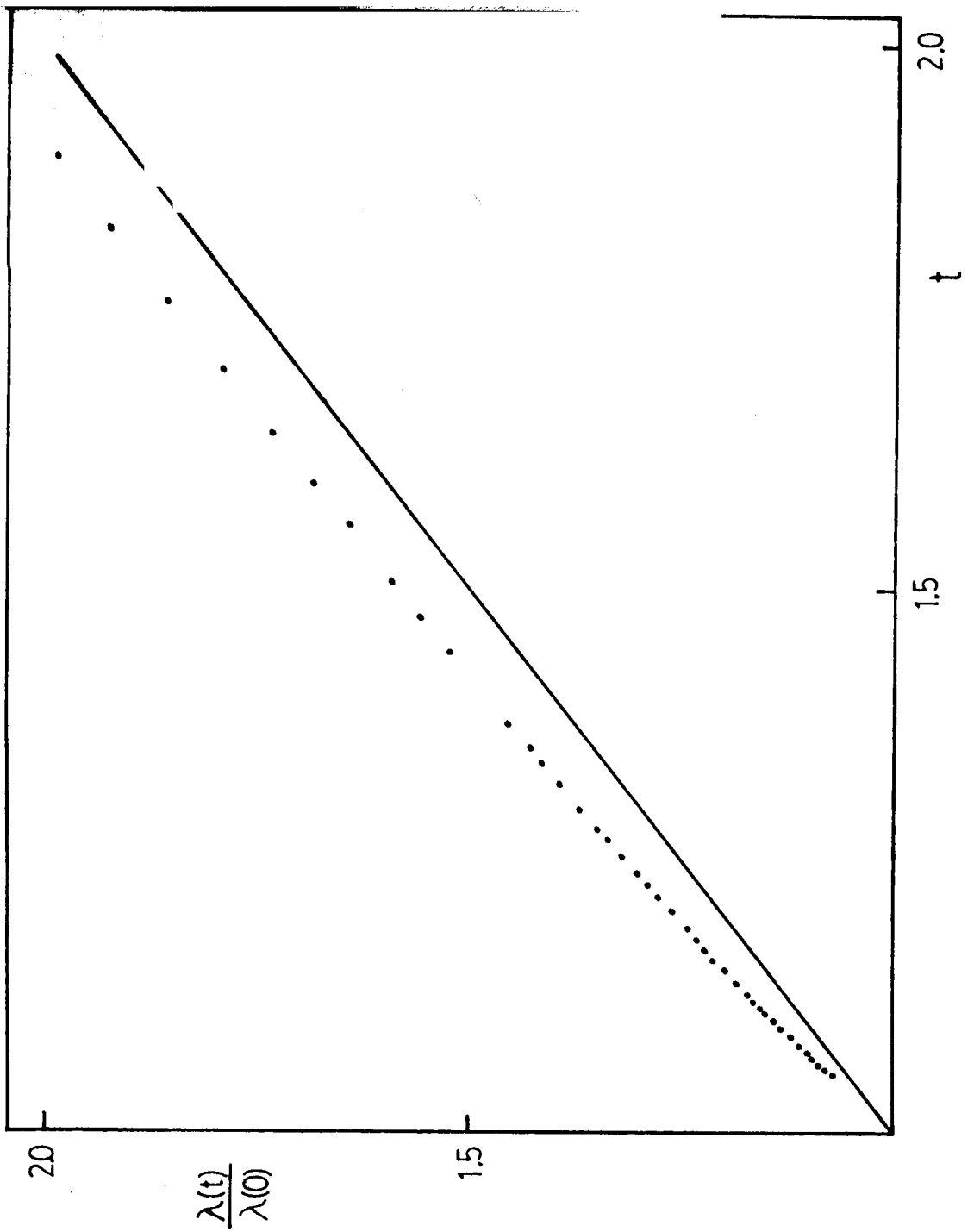


Figura IV-26: Datos de la longitud de penetración normalizados por $\lambda_2(0)$ para la muestra X de $Zr_{70}Cu_{30}$.

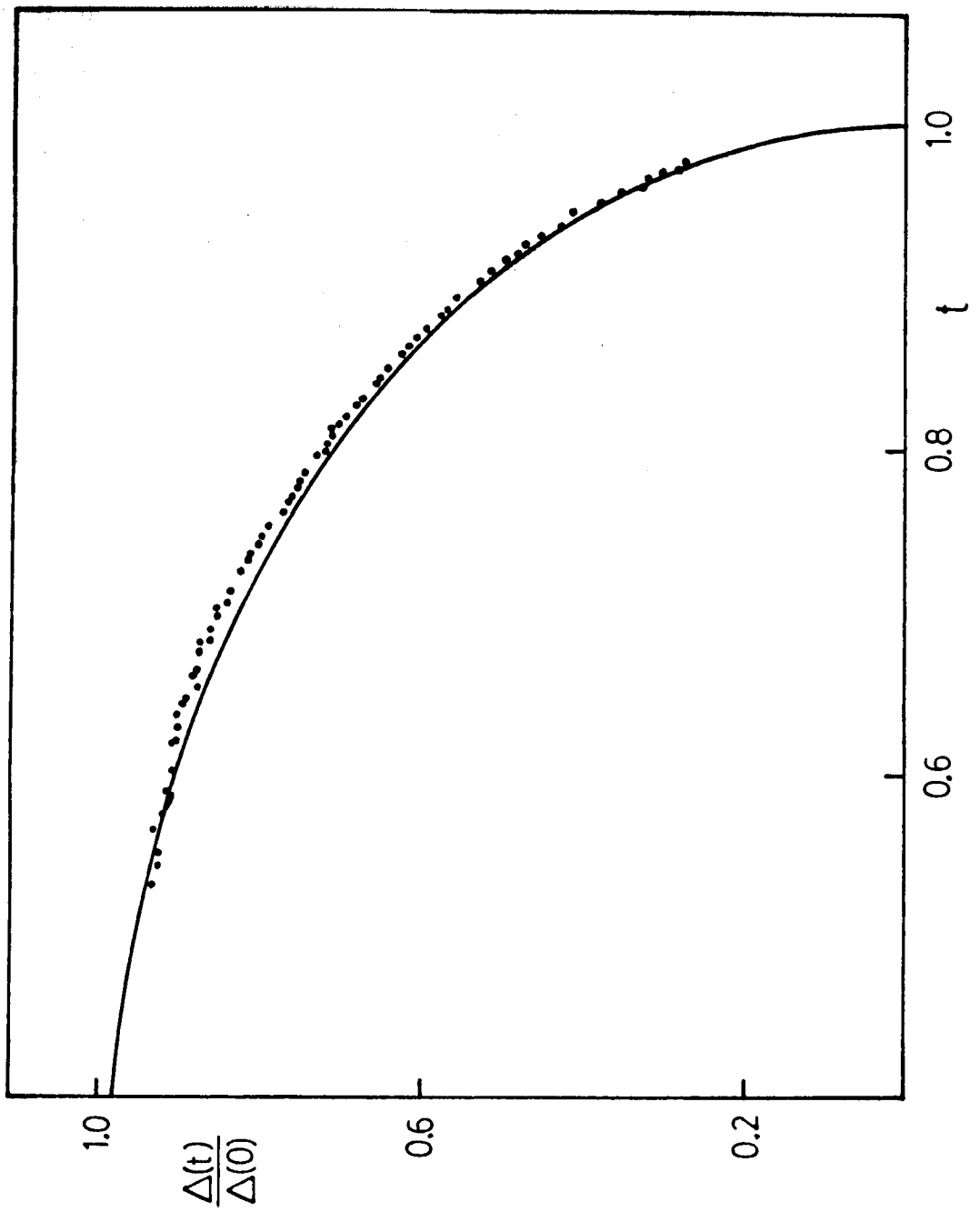


Figura IV-27: Gap obtenido para la muestra IX de $Zr_{70}Cu_{30}$, utilizando el método Waldram, y empleando un $\frac{2\Delta}{kT_c} = 3.8$, con el correspondiente $\lambda_4(0)$.

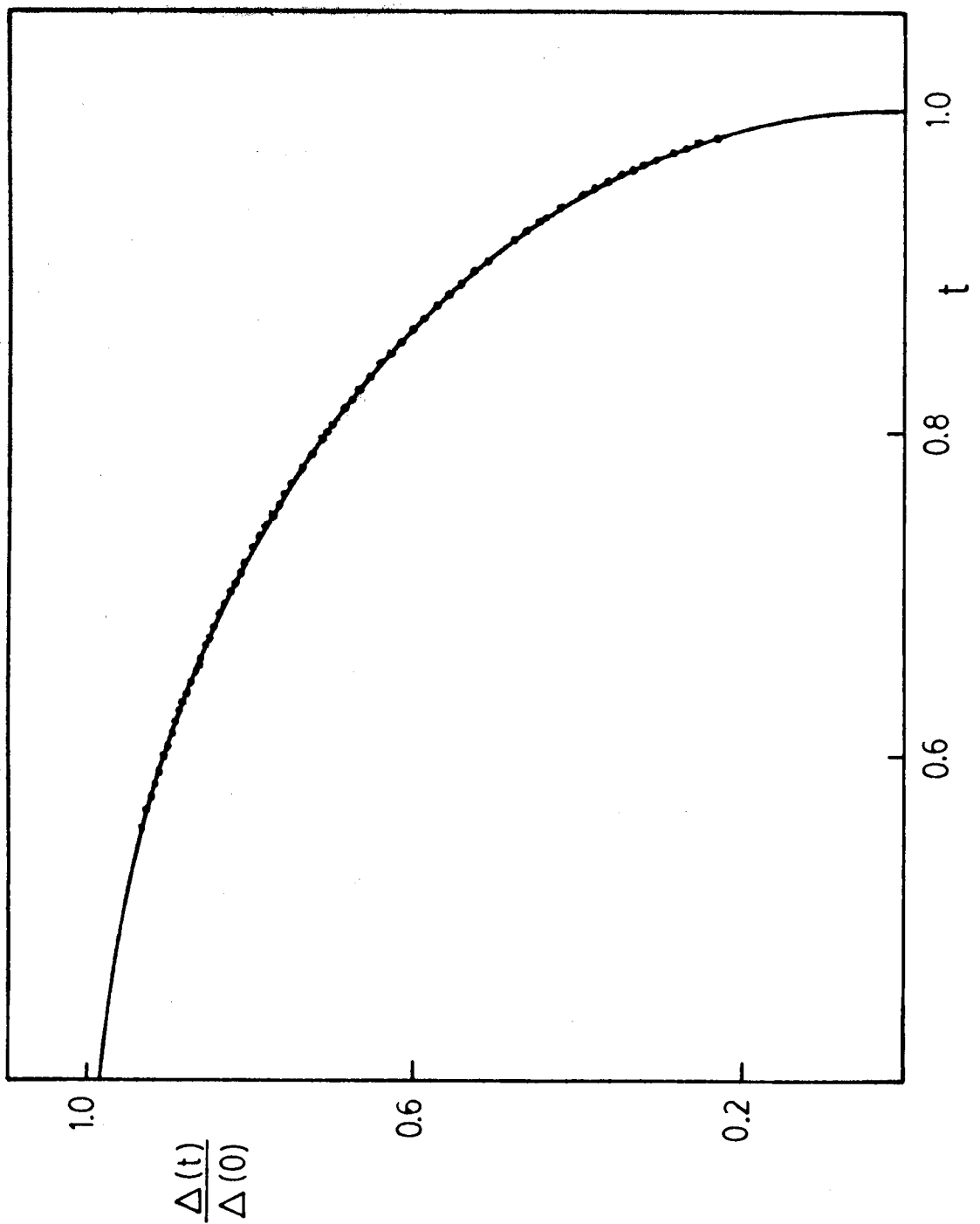


Figura IV-28: Gap experimental obtenido para la muestra X de $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ en función de la temperatura reducida, utilizando $\lambda_4(0)$ y con un $2\Delta/kT_c = 3.8$. La línea llena representa el gap predicho por la teoría de BCS.

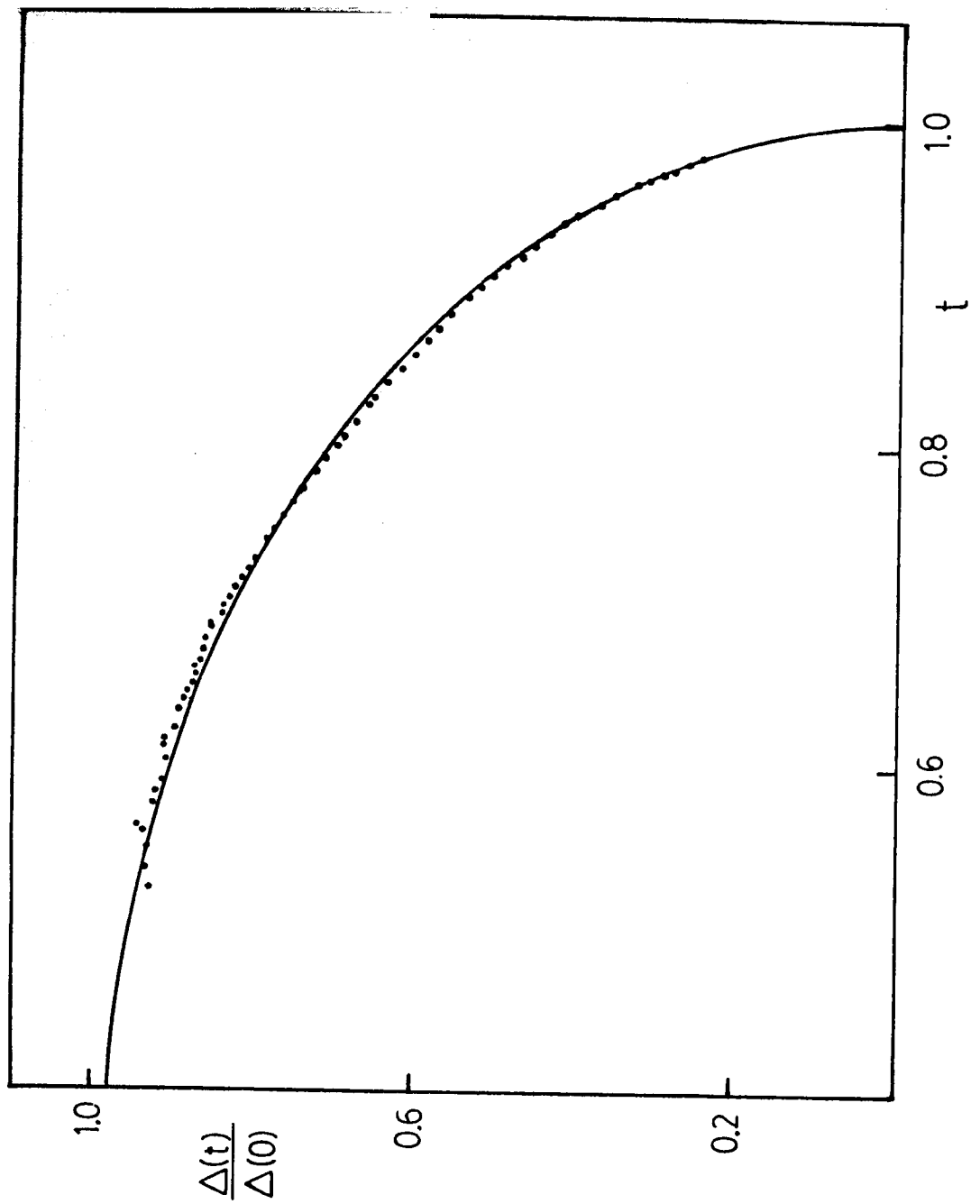


Figura IV-29: Gap experimental obtenido para la muestra IX, utilizando $\lambda_4(0)$ y un $\frac{2\Delta}{kT_c} = 4.3$.

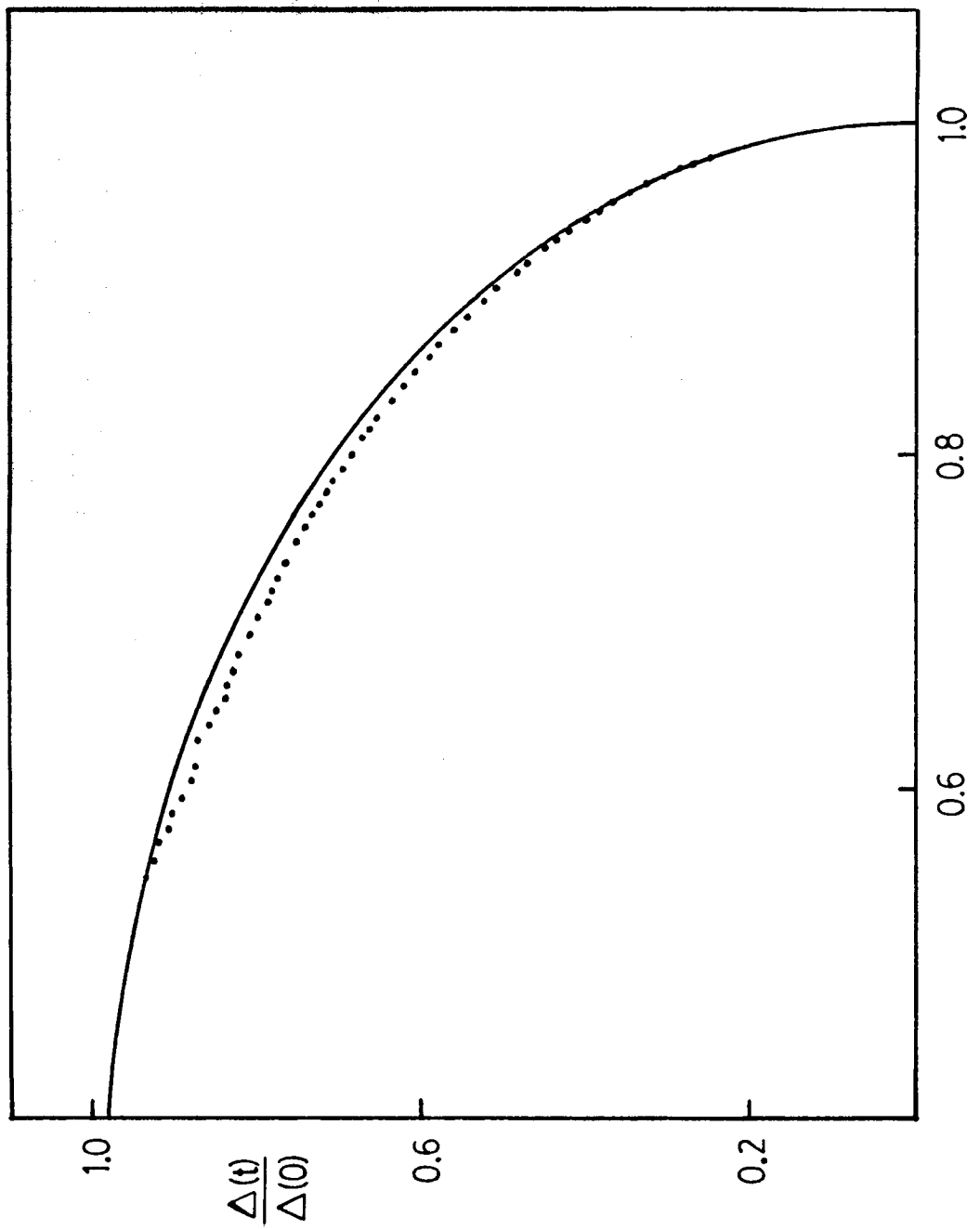


Figura IV-30: Idéntico a la figura anterior, pero para la muestra X. Se puede observar un apartamiento notable respecto al gap predicho por BCS.

En el punto IV-a se detallaron las distintas formas de interpretar los resultados y a partir de ellos determinar el valor de $\lambda(0)$. En este punto presentamos los datos de los $\lambda(0)$ para los distintos materiales en los cuales se midió la magnetización.

En la tabla IV-2 se dan los detalles de las dimensiones de las distintas muestras junto a los valores de los correspondientes $\lambda(0)$.

Cabe hacer aquí una discusión sobre los errores en cada una de las distintas $\lambda(0)$ determinadas. Tomando como ejemplo la muestra III, se tiene que el error en la determinación del espesor d es de unos $0,3 \mu\text{m}$, el error en la medición del ancho es de aproximadamente $0,001 \text{ cm}$, mientras que el error en la determinación de $\Delta\phi_T / H$ es de unos 2%, con estos valores es posible determinar $\lambda_1(0)$ con un error de aproximadamente $0,2 \mu\text{m}$. En el cálculo de este error la mayor contribución proviene del error en la determinación del espesor mientras que le sigue en peso el error en la determinación del ancho. Si solo se considerase el error que proviene de la medición del espesor, entonces el error en $\lambda_1(0)$ sería de $0,15 \mu\text{m}$, esto da una idea de la importancia que tiene la determinación del espesor.

Por otro lado los errores de $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$ se calculan de una manera análoga. En este caso se debe tener en cuenta que la medición de la pendiente del gráfico $\Delta\phi/\Delta\phi_T$ en función de Y tiene un error de aproximadamente 2%. Dividiendo ambos miembros de la ecuación IV-3 por $\Delta\phi_T$ se tiene la expresión:

$$\frac{\Delta\phi}{\Delta\phi_T} = \frac{w \lambda(0)}{\Delta\phi_T / H_0} (1 + Y) \quad (\text{IV-7})$$

la cual al igual que la IV-3 sirve para determinar $\lambda_2(0)$, en este caso midiendo la pendiente del gráfico $\Delta\phi/\Delta\phi_T$ en función de Y . Con esta ecuación y la ecuación (IV-4) se puede calcular el error en $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$ con los datos dados hasta aquí. Para la muestra III este cálculo da como resultado un error de aproximadamente $0,03 \mu\text{m}$ en la medición de $\lambda_2(0)$.

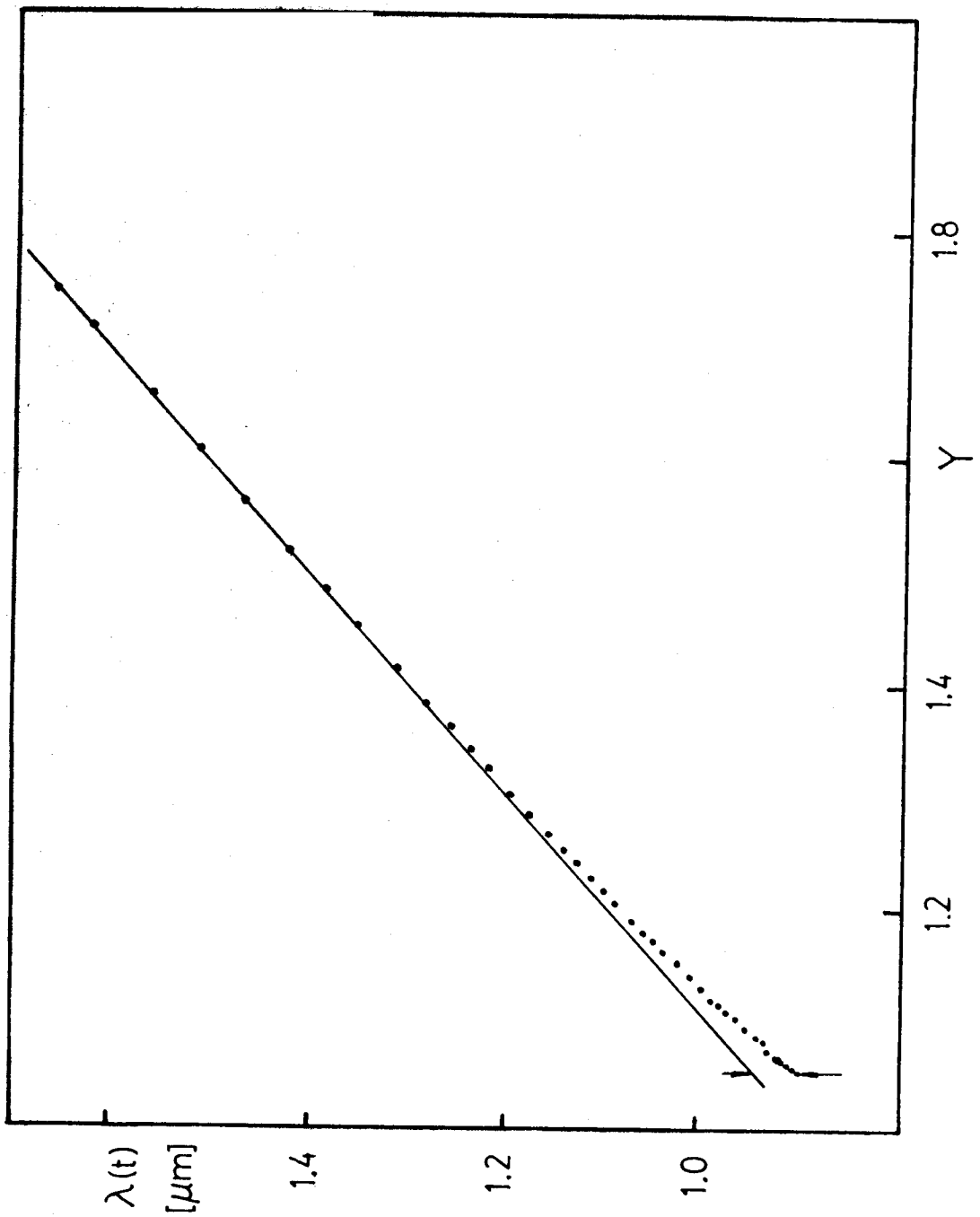
El mismo error se obtiene de hacer la correspondiente propagación de errores en el cálculo de $\lambda_3(0)$.

En la última columna de la tabla IV-2 figuran los valores del $\lambda(0)$ calculados por la expresión (II-57) a los efectos de comparar con los resultados. Se debe recordar que los valores de $\lambda(0)$ obtenidos por esta expresión se deben comparar con los obtenidos de suponer el modelo de los dos fluidos para la longitud de penetración, es decir con $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$.

N°	Muestra	d (μm)	w (cm)	$\Delta\phi_t/H(0)$ (ϕ_0/Oe)	$\frac{d(\Delta\phi)}{dY(\Delta\phi_t)}$	$\lambda_1(0)$ (μm)	$\lambda_2(0)$ (μm)	$\lambda_3(0)$ (μm)	$E_c(II-57)$ (μm)
I	La70Cu30	11.19	0.058	251	0.204	1.26	0.88	0.95	0.87
II	La70Cu30	14.86	0.114	728	0.148	1.04	0.94	0.96	0.89
III	La70Cu30	11.58	0.041	174	0.197	1.54	0.84	0.95	0.89
V	La80Au20	12.28	0.041	201	0.194	1.24	0.95	1.00	0.83
VI	La80Au20	15.56	0.065	401	0.142	1.61	0.88	0.97	0.85
VII	La77Ga23	6.35	0.055	131	0.260	0.79	0.62	0.65	0.94
VIII	La70Al30	9.20	0.062	218	0.236	1.08	0.83	0.88	1.00
IX	Zr70Cu30	8.90	0.038	137	0.274	0.84	0.99	0.96	0.99
X	Zr70Cu30	14.46	0.080	510	0.157	0.85	1.00	0.98	1.11

Tabla IV-2: Dimensiones de las muestras medidas y valores obtenidos para los distintos $\lambda(0)$. La última columna corresponde al $\lambda(0)$ calculado con las ecuaciones de Gorkov, con los valores de f y T_c que figuran en la tabla IV-1.

El $\lambda_1(0)$ no debe ser comparado con los valores de $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$ dado que en principio y si la dependencia en temperatura de λ fuese la predicha por la teoría de BCS, para obtener el verdadero $\lambda(0)$ a partir de $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$ se debe utilizar la ecuación (IV-5). Por otro lado si la temperatura a la cual comienza la medición de la magnetización fuese tal que el comportamiento del $\lambda(t)$ correspondiera a un modelo de dos flúidos, $\lambda_1(0)$ debería coincidir con $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$. Esto último es lo que debería ocurrir, por ejemplo; con la muestra I (ver figura IV-4). Las posibles razones por lo cual esto no ocurre son discutidas en el capítulo V. En el caso del $Zr_{70}Cu_{30}$ donde el comportamiento de $\lambda(t)$ se asemeja mucho al predicho por BCS, por lo que se dijo $\lambda_1(0)$ no tiene que ser igual a $\lambda_2(0)$, debe ser menor que estos pero tampoco debe ser igual a $\lambda_4(0)$ dado que la temperatura a la cual comienza la medición es finita. En la figura IV-31 se muestra un gráfico de $\lambda(t)$ en función de Y para la muestra X. A partir de la zona en la cual λ sigue el modelo de los dos flúidos se extrapola una recta para el límite de Y tendiendo a 1. La diferencia entre el punto experimental de más baja temperatura y la recta extrapolada a esa misma temperatura debería dar como resultado la diferencia entre $\lambda_1(0)$ y $\lambda_2(0)$.



La evolución de los materiales amorfos con recocido representa un punto de particular interés en el conocimiento de estos materiales. Su estudio ha permitido detectar procesos de relajación del amorfo⁽⁵²⁾ como así también identificar los procesos que llevan al material amorfo hacia su cristalización en una o más fases cristalinas estables⁽⁵³⁾. En los amorfos superconductores este estudio se ha hecho a través de propiedades tales como la temperatura crítica⁽⁵⁴⁾, la resistividad eléctrica⁽⁹⁾, la conductividad térmica⁽⁵⁵⁾, los campos críticos⁽⁹⁾ y el calor específico⁽⁵⁶⁾. En este punto presentamos los resultados de la evolución de la longitud de penetración con recocidos en los sistemas $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ amorfo y $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ amorfo.

Sistema de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$: Parte de los resultados que se presentan han sido publicados previamente⁽⁵⁷⁾. Los recocidos efectuados en las muestras I, II y III se hicieron siguiendo una secuencia en tiempo y en temperatura similar a la presentada en la referencia (58), permitiendo esto comparar los resultados con los de resistividad y temperatura crítica que figuran en esta referencia.

Cada muestra evolucionó de un modo particular impidiendo ésto caracterizar la evolución por medio de los tiempos y temperaturas de recocido.

En la figura IV-32 se presentan los datos correspondientes a $\lambda_2(0)$ para las muestras I, II y III, en función de la variable ζ , donde ζ es el cociente entre la temperatura crítica del material después del recocido y la temperatura crítica de la muestra sin recocido (T_{ci}). La razón de haber elegido esta variable para representar el recocido se basa en que los resultados parecerían indicar que los efectos del recocido sobre la longitud de penetración están estrechamente relacionados con lo que ocurre con la temperatura crítica.

En este mismo gráfico se representa con línea punteada la evolución del $\lambda(0)$ calculado a partir de la ecuación (II-57) usando los valores de resistividad y temperatura crítica de la referencia (9). En la figura IV-33 el mismo gráfico se ha hecho en este caso para comparar la evolución de $\lambda_1(0)$ y $\lambda_2(0)$ en la muestra I. La evolución de $\lambda_1(0)$ y $\lambda_2(0)$ en la muestra III se representa en la figura IV-34. Paralelamente a la determinación de $\lambda(0)$ se hizo un estudio sistemático con rayos X⁽⁵⁹⁾. Estos no muestran variaciones sustanciales en el espectro de las muestras recocidas frente al espectro de una muestra virgen.

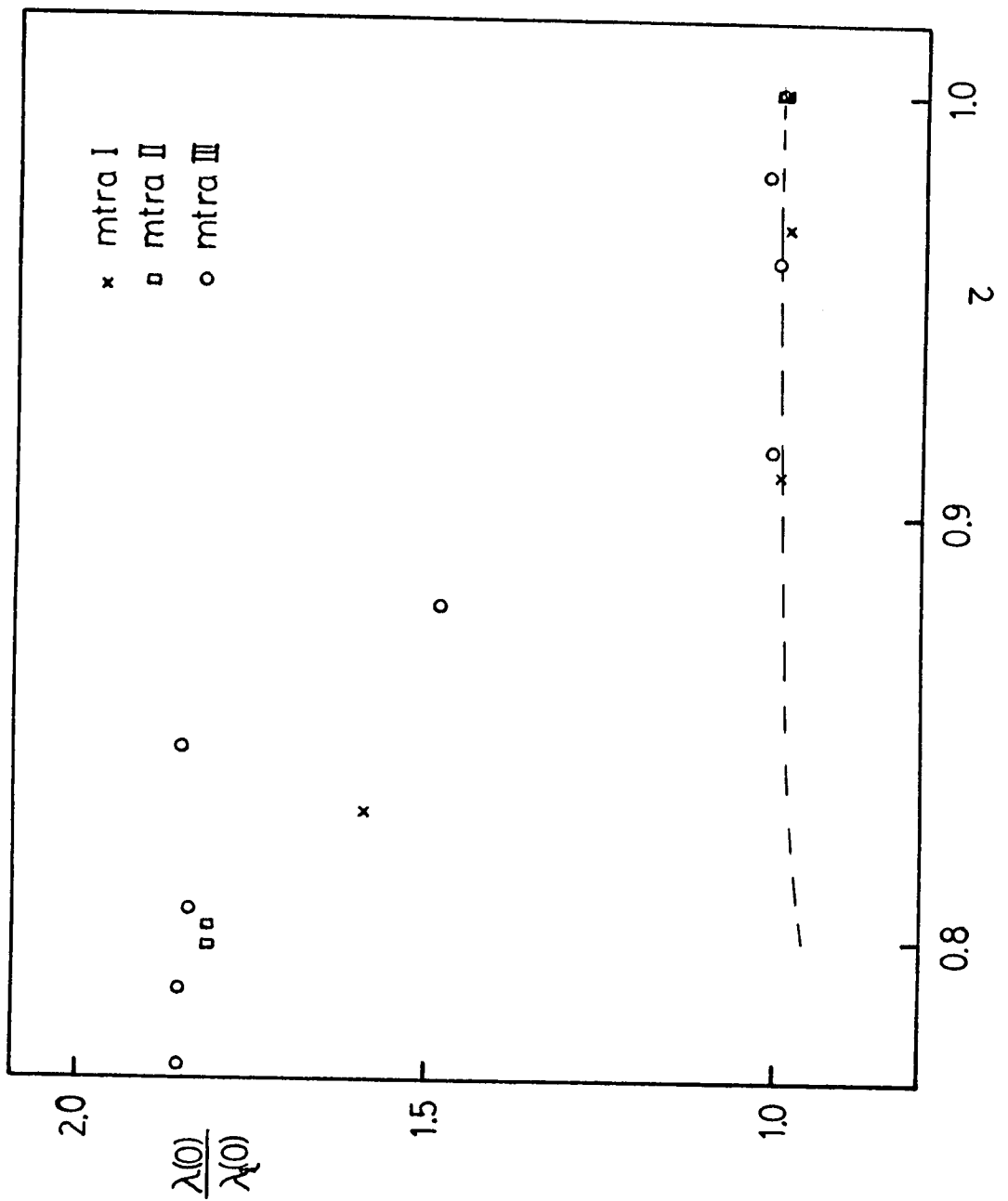


Figura IV-32: Evolución de $\lambda_2(0)$ con el recocido, en función de la variable ζ definida en el texto, para las distintas muestras medidas de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$. La línea de trazos representa la evolución de la longitud de penetración calculada a partir de la resistividad y la temperatura crítica con las ecuaciones de Gorkov.

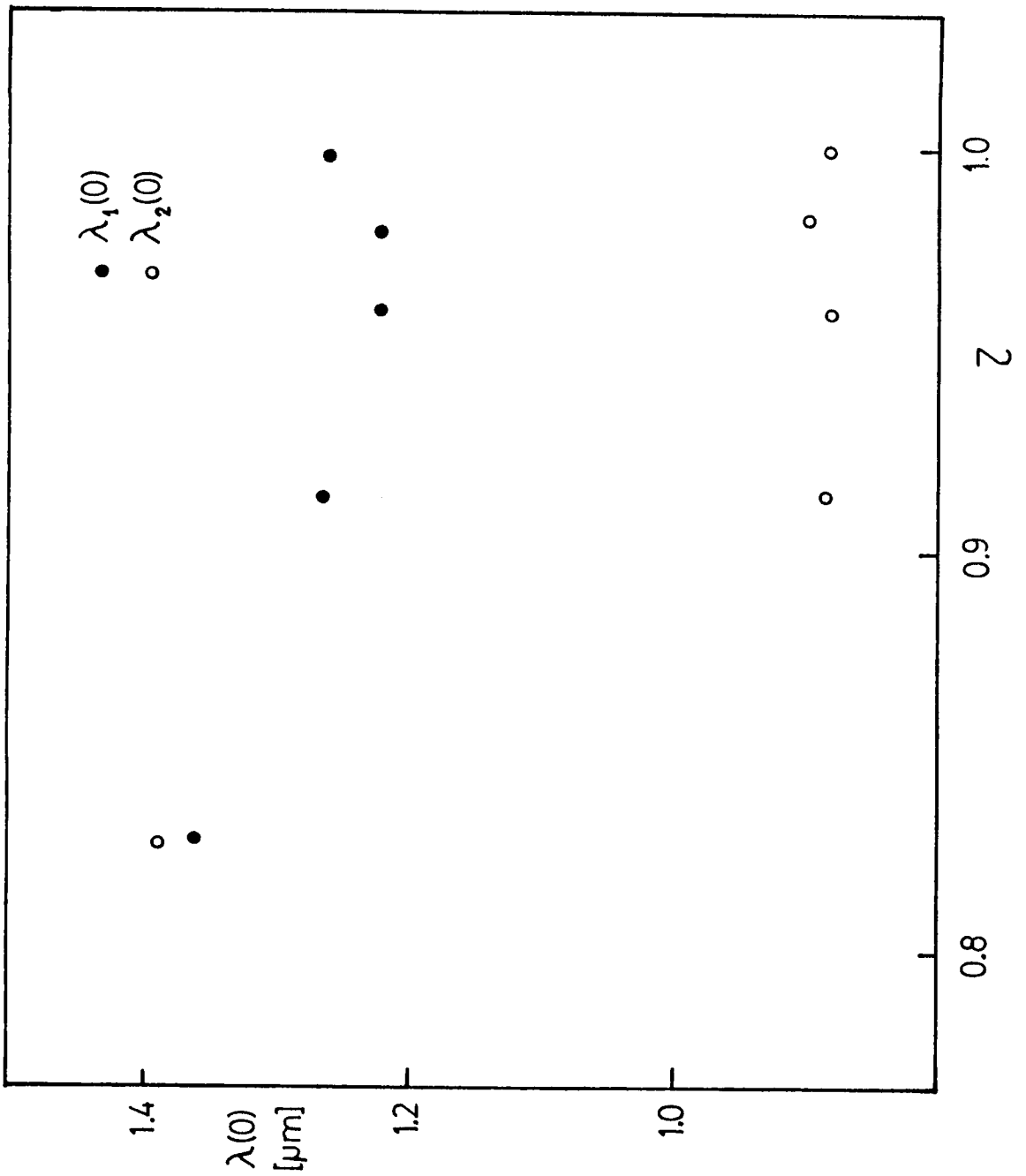


Figura IV-33: Evolución con recocidos de $\lambda_1(0)$ y $\lambda_2(0)$ en la muestra I, en función del parámetro z definido en el texto. El significado de los distintos símbolos se detalla en el gráfico.

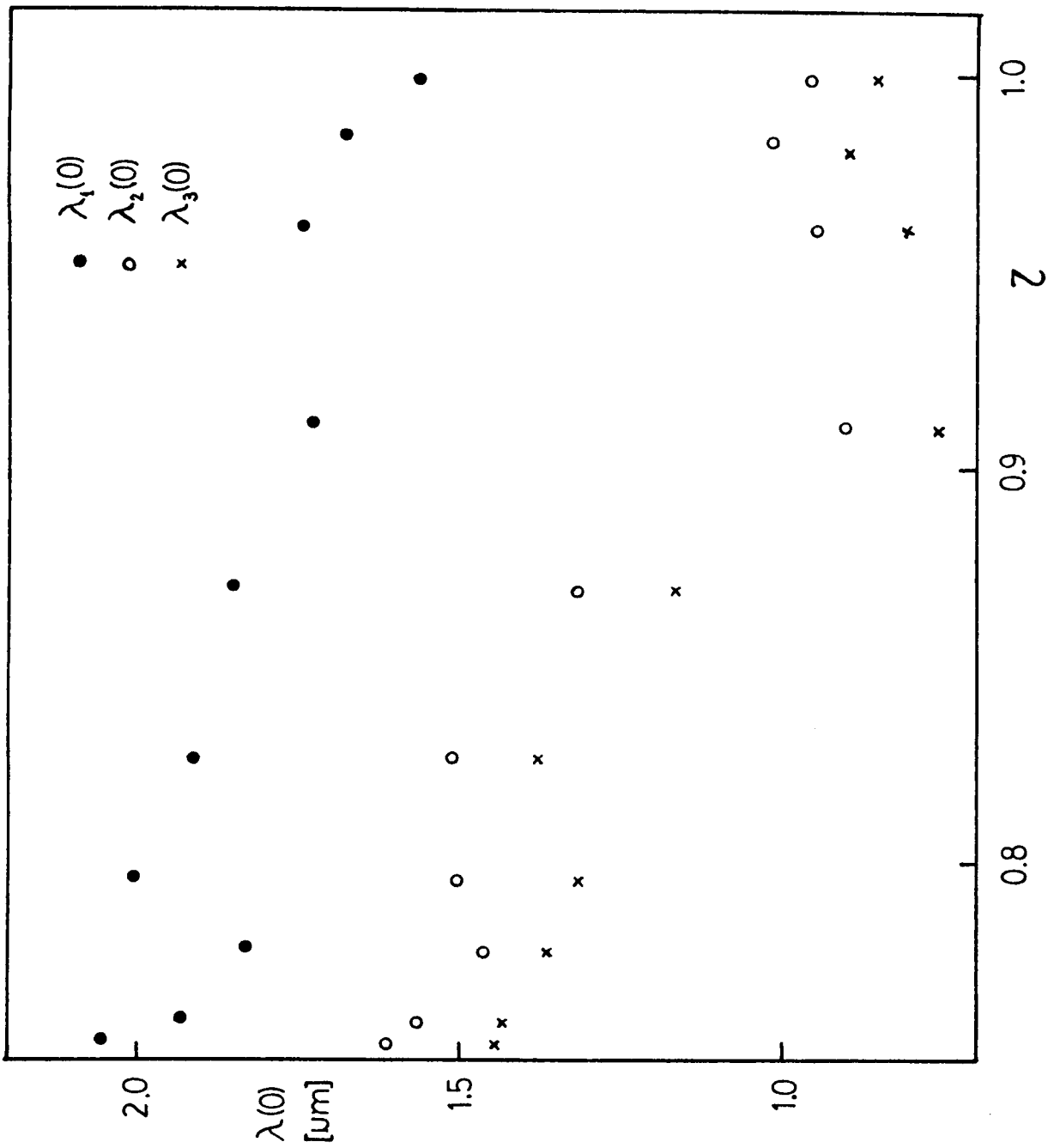


Figura IV-34: Evolución de $\lambda_1(0)$, $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$, al efectuar distintos recocidos en la muestra III de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$. El significado de los distintos símbolos se detalla en el gráfico.

Además de las modificaciones observadas en las distintas $\lambda(0)$ también se observan variaciones notables en la dependencia en temperatura de la longitud de penetración, las cuales se reflejan en la forma del gap obtenido por el método de Waldram. Presentamos aquí los datos correspondientes a la evolución de la muestra III. Para las muestras I y II las modificaciones observadas en la dependencia en temperatura con el recocido son similares a las observadas en la muestra III.

En la figura IV-35 se grafican los datos de $\lambda(t)$ de la muestra III en función de Y y utilizando los $\lambda_1(0)$ que figuran en el gráfico de la figura IV-34. Para caracterizar la evolución en estos gráficos se utiliza el parámetro ζ descrito anteriormente.

A partir de estos datos y utilizando el método de Waldram se obtienen los datos del gap superconductor. En el conjunto de figuras que van desde la IV-36 a la IV-40 se representan los datos correspondientes a la evolución de la dependencia en temperatura del gap para la muestra III. Para caracterizar el recocido en cada uno de estos gráficos se ha utilizado el parámetro ζ . Además se ha utilizado para el parámetro $2\Delta/kT_c$ el valor de 3.8 mientras que para $\lambda(0)$ se utilizó el $\lambda_4(0)$ obtenido de la expresión (IV-5). Para comparar, a este conjunto de datos se debe agregar el de la figura IV-12 correspondiente al de la muestra sin recocidos.

Sobre la muestra IV de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ se ha hecho un recocido distinto de los anteriores. El mismo se divide en tres etapas, en la primera de ellas se subió la temperatura hasta $T = 136^\circ\text{C}$ con una velocidad de aproximadamente $5^\circ\text{C}/\text{min.}$, luego se dejó enfriar hasta temperatura ambiente con una velocidad de aproximadamente $7^\circ\text{C}/\text{min.}$ Posteriormente se midió la magnetización de la muestra. Los datos de $\Delta\phi$ en función de Y para la muestra vírgen y los correspondientes a este recocido se grafican en las figuras IV-41 y IV-42 respectivamente. Posteriormente se recoció la muestra a 160°C durante 7 hs. Los datos de $\Delta\phi$ correspondientes a este recocido son los que aparecen en la figura IV-43. La medición de la resistividad y transición superconductor realizada sobre un trozo de la misma cinta, después de un tratamiento similar, indica un principio de ensanchamiento en la transición superconductor⁽¹⁰⁾, acusando la aparición de inhomogeneidades en la muestra. No obstante ello la forma de la magnetización con temperatura no parece haberse modificado sustancialmente frente a la magnetización medida en muestras en las cuales no se detectaban ensanchamientos en T_c debido a los recocidos. Posteriormente se recoció a 160° durante 14 hs. Los datos de $\Delta\phi$ en función de Y se encuentran graficados en la figura IV-44, estos datos van acompañados de un ensanchamiento

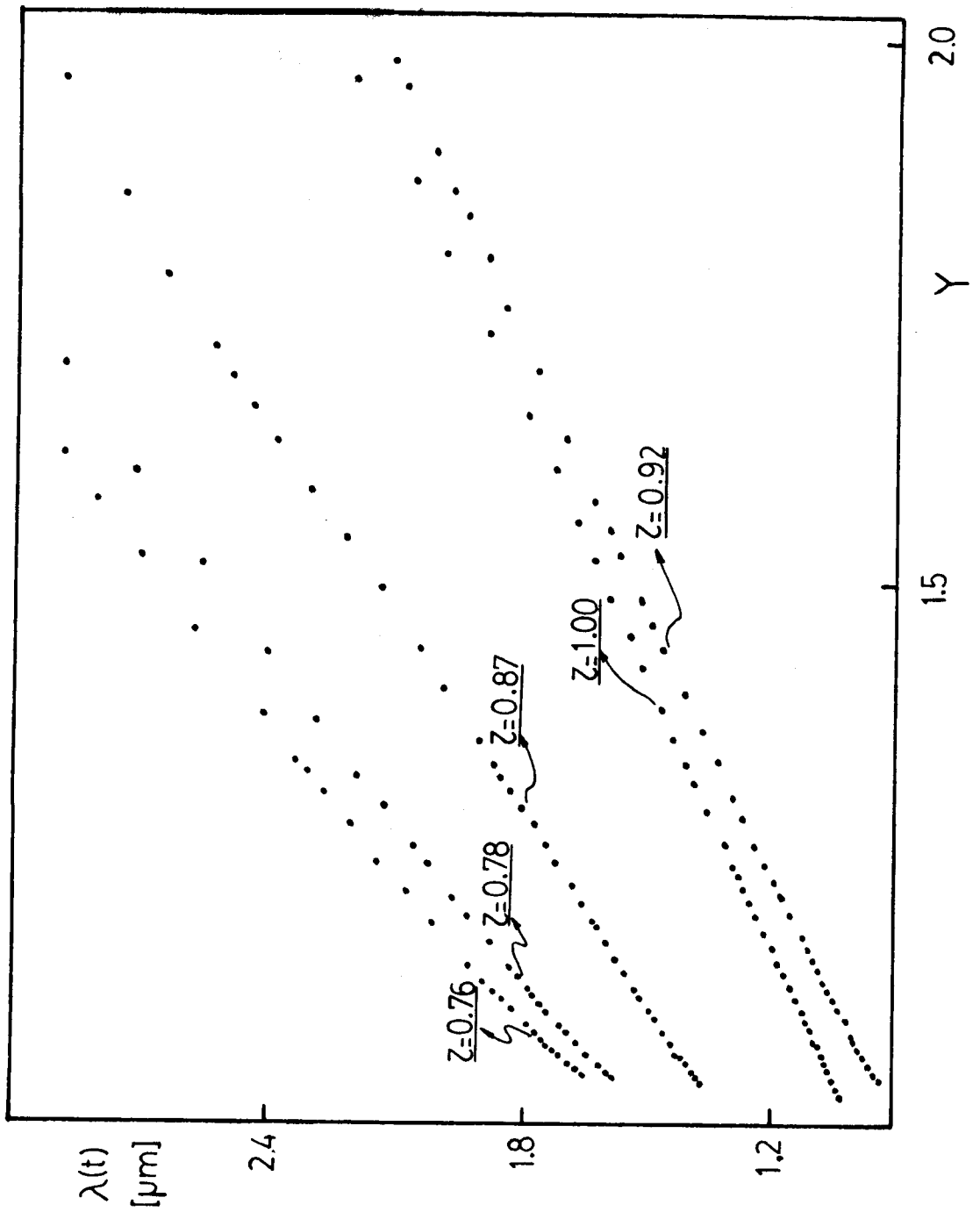


Figura IV-35: Evolución de la dependencia en temperatura de $\lambda(t)$ con el recocido. Este último se identifica a través del parámetro Z . Los puntos corresponden a la muestra III de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$.

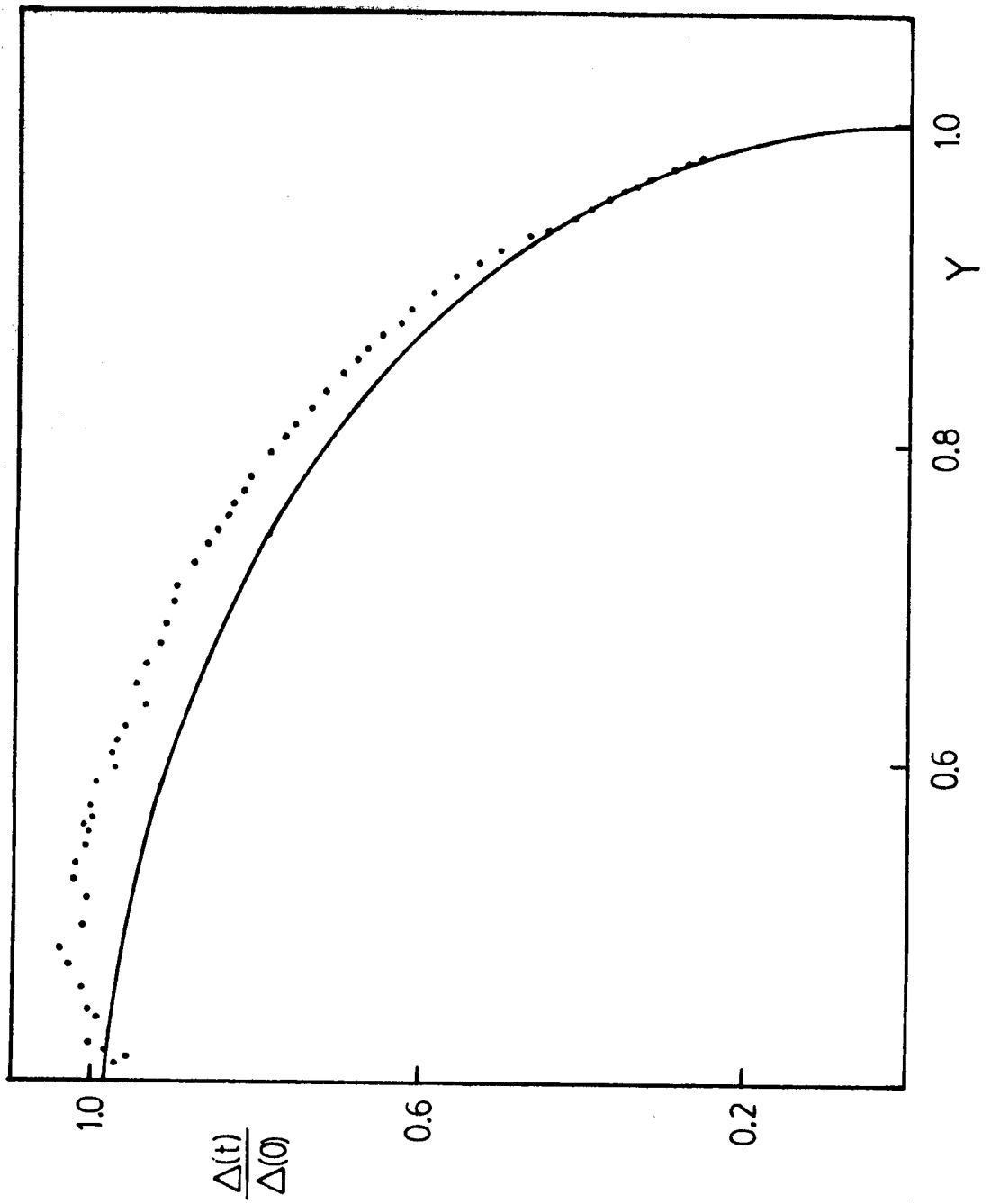


Figura IV-36: Dependencia en temperatura del gap experimental para la muestra III de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$, después de un recocido. El ζ correspondiente en este caso es de 0.98 .

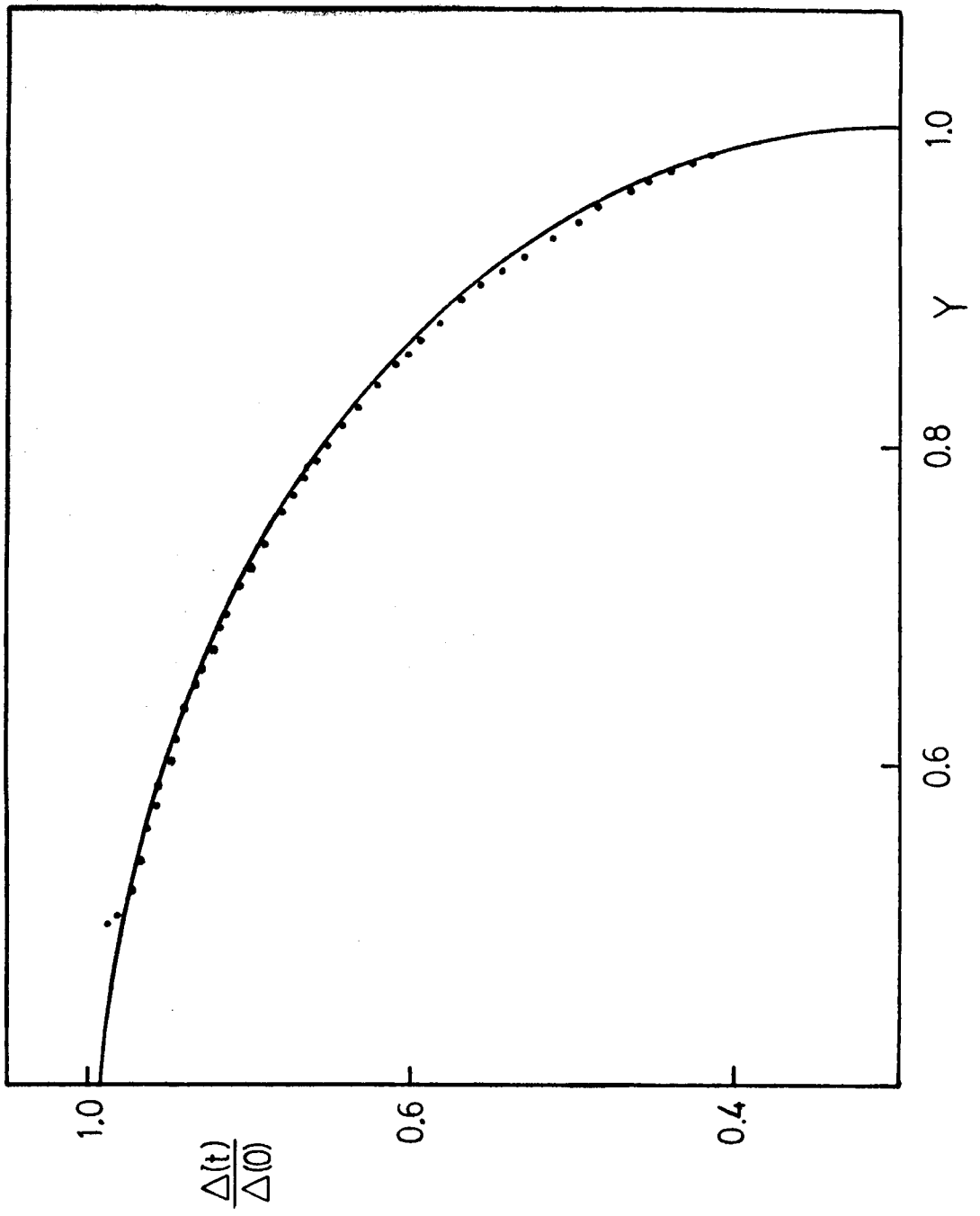


Figura IV-37: Gap experimental correspondiente a la muestra III con un recocido tal que $Z = 0.9$.

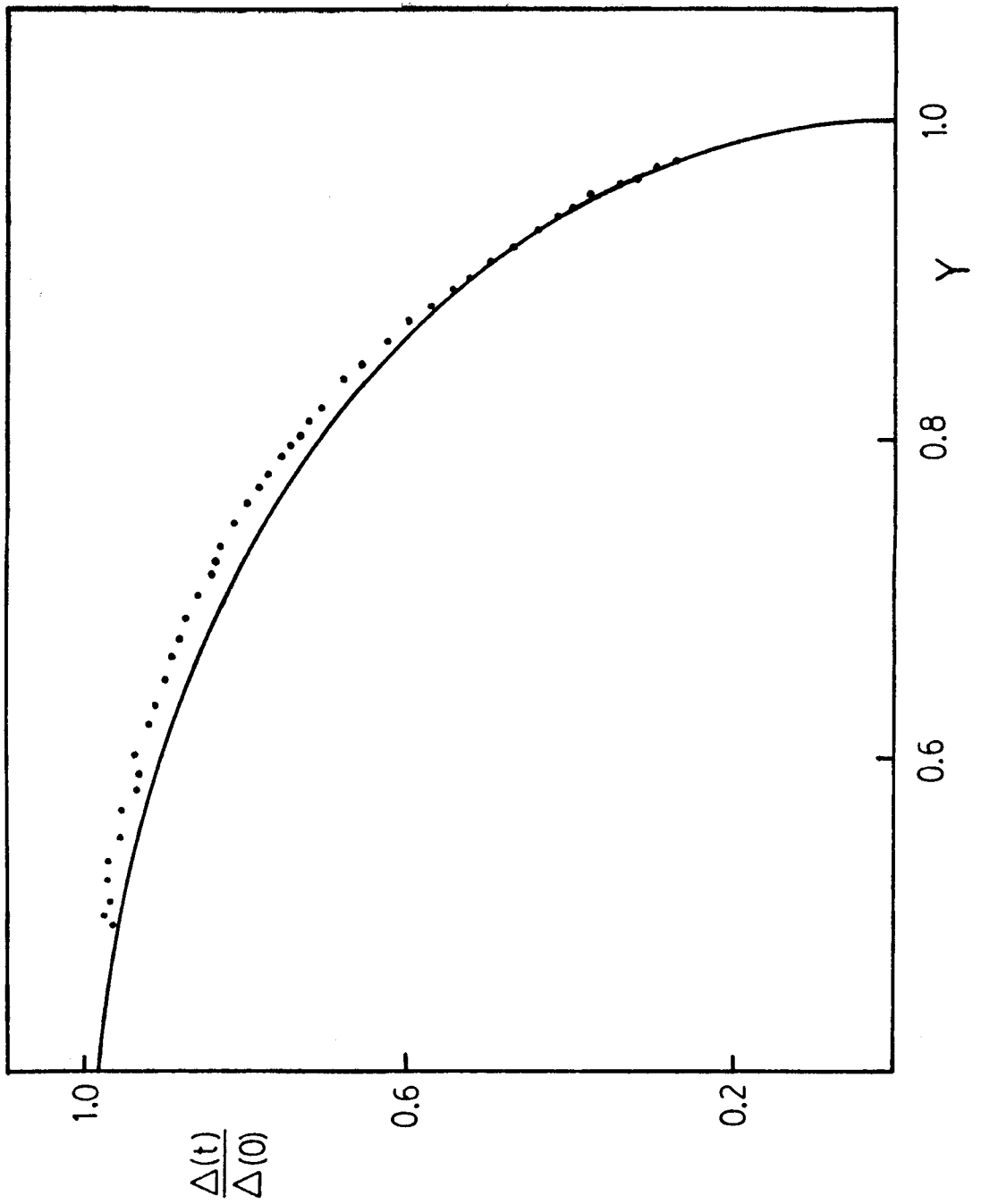


Figura IV-38: Dependencia en temperatura del gap experimental para la muestra III despues de un recocido de modo tal que el parámetro ζ es 0.87 .

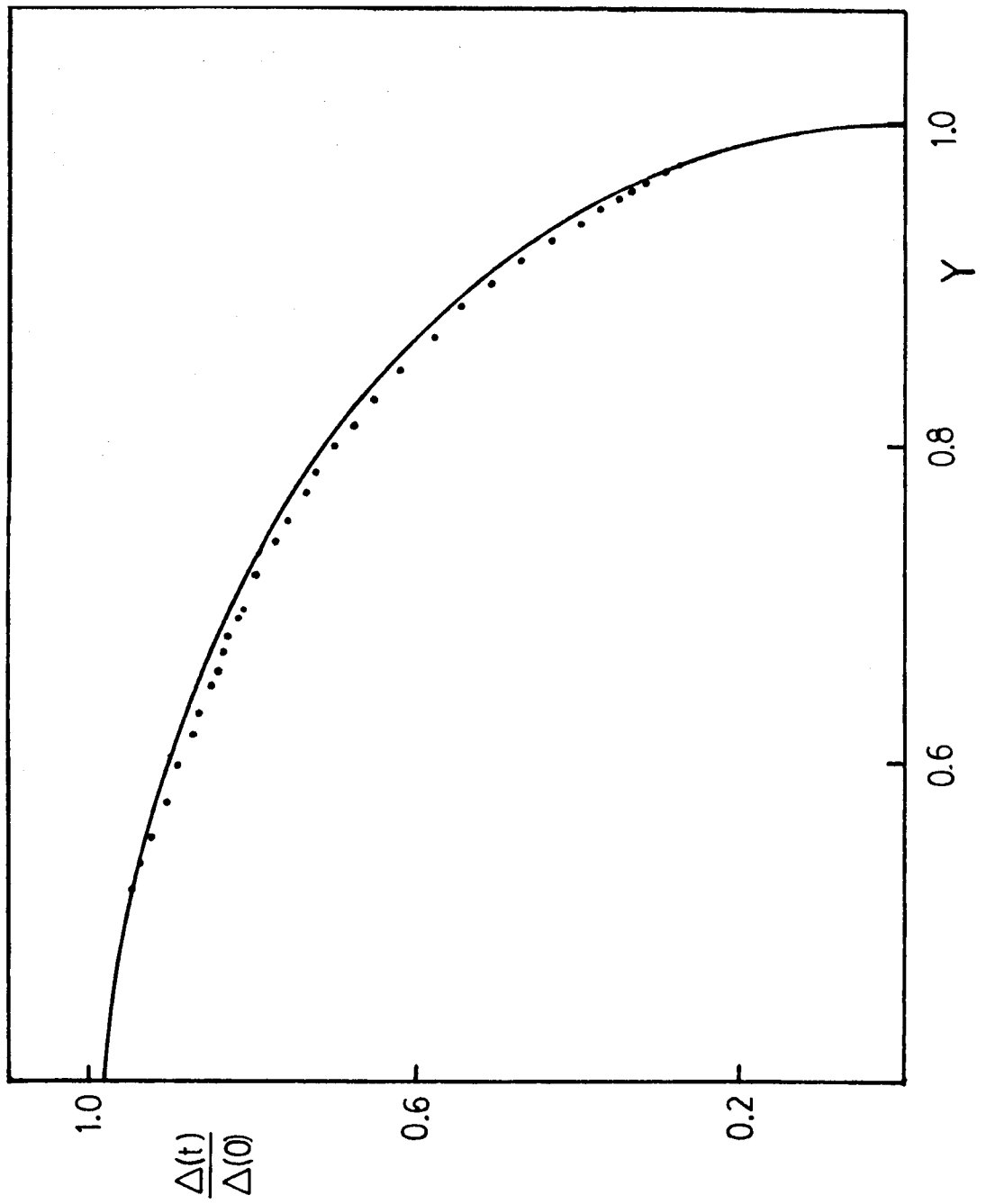


Figura IV-39: Gap experimental obtenido para la muestra III cuando el parámetro ζ alcanza el valor 0.78 .

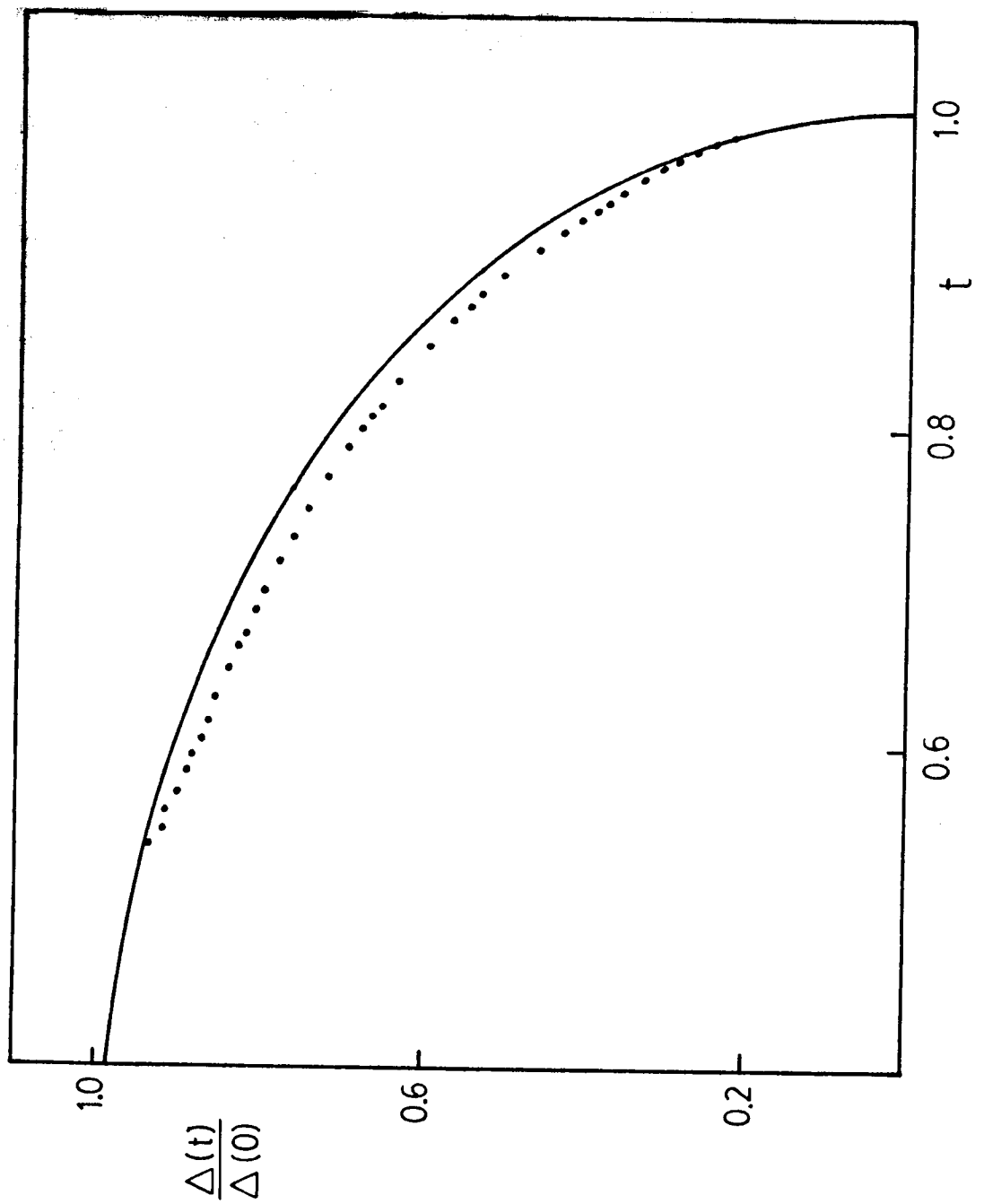


Figura IV-40: Dependencia en temperatura del gap experimental para la muestra III, después de un recocido tal que el parámetro ζ alcanza el valor 0.76 .

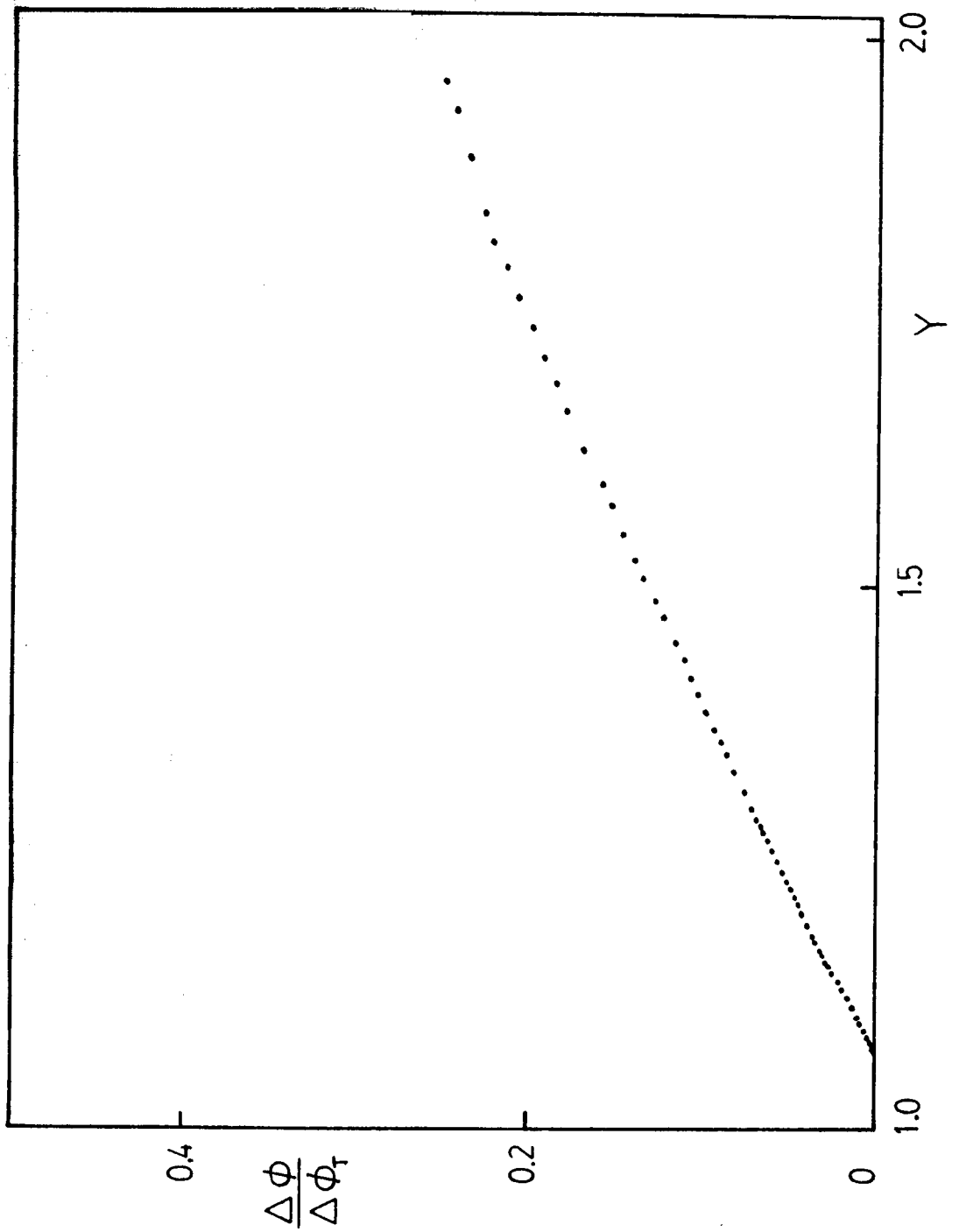


Figura IV-41: Datos de la expulsión de flujo, normalizados por la expulsión de flujo Meissner, en función de la variable Y , para la muestra IV de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ en su estado virgen.

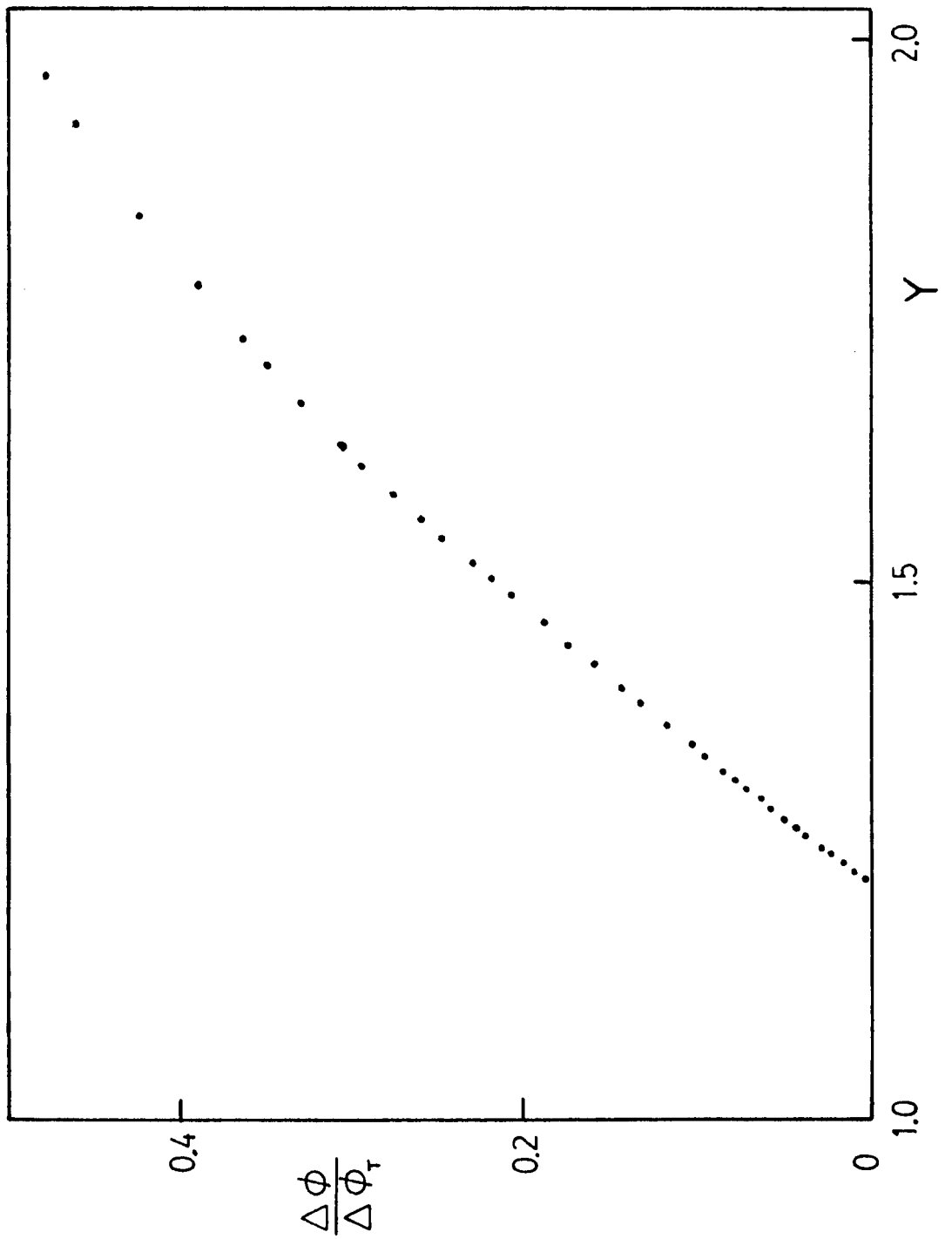


Figura IV-42: Datos de la expulsión de flujo normalizados por la expulsión de flujo Meissner, en función de Y , para la muestra IV, después del primer recocido especificado en el texto ($Z=0.70$).

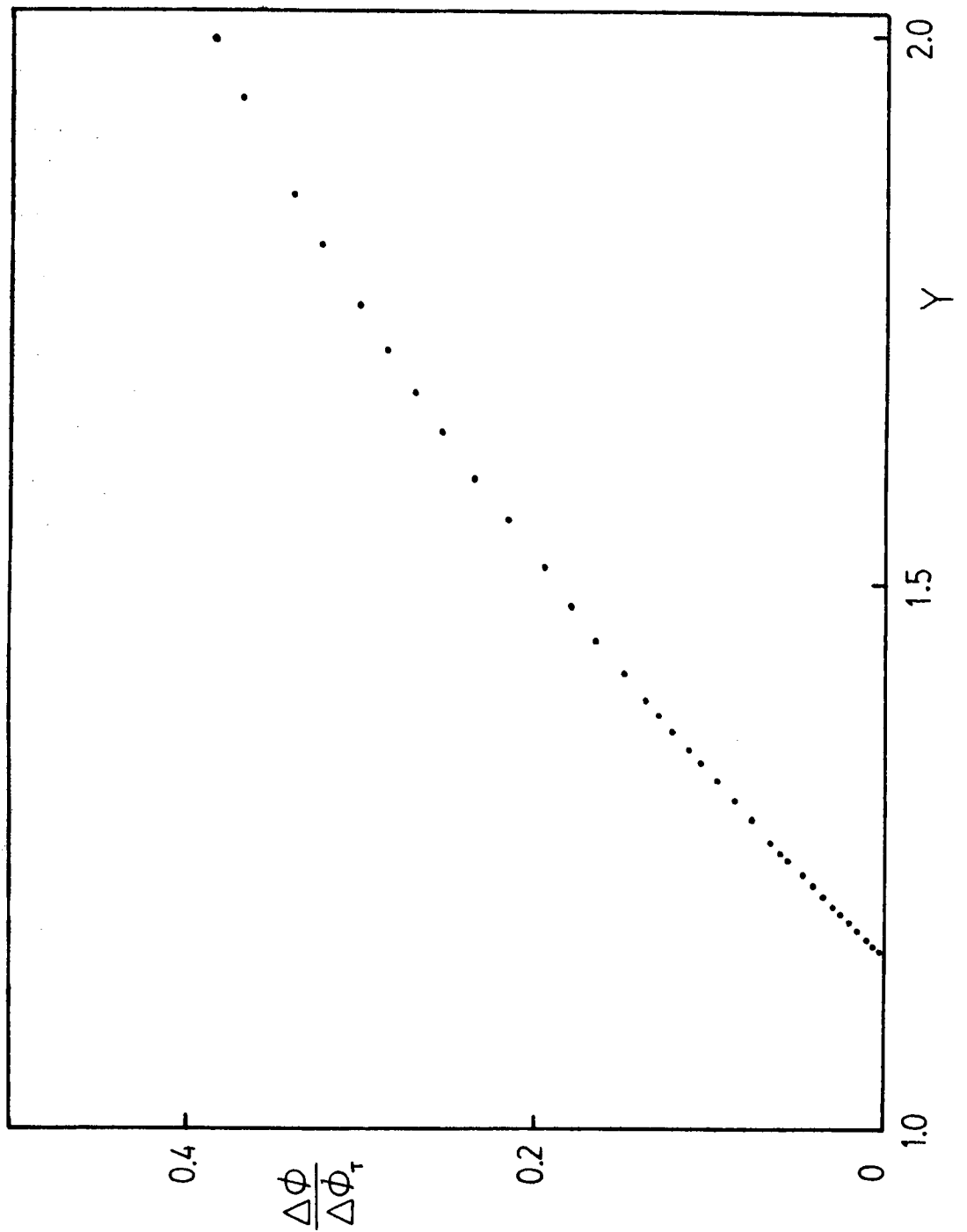


Figura IV-43: Valores de $\Delta\phi$ normalizados por la expulsión de flujo Meissner en función de Y , para la muestra IV, luego del segundo recocido especificado en el texto. En este caso ζ aumenta a 0.80. Se observa que $\lambda(t)$ carece de zonas donde su dependencia sea la predicha por el modelo de los dos fluidos.

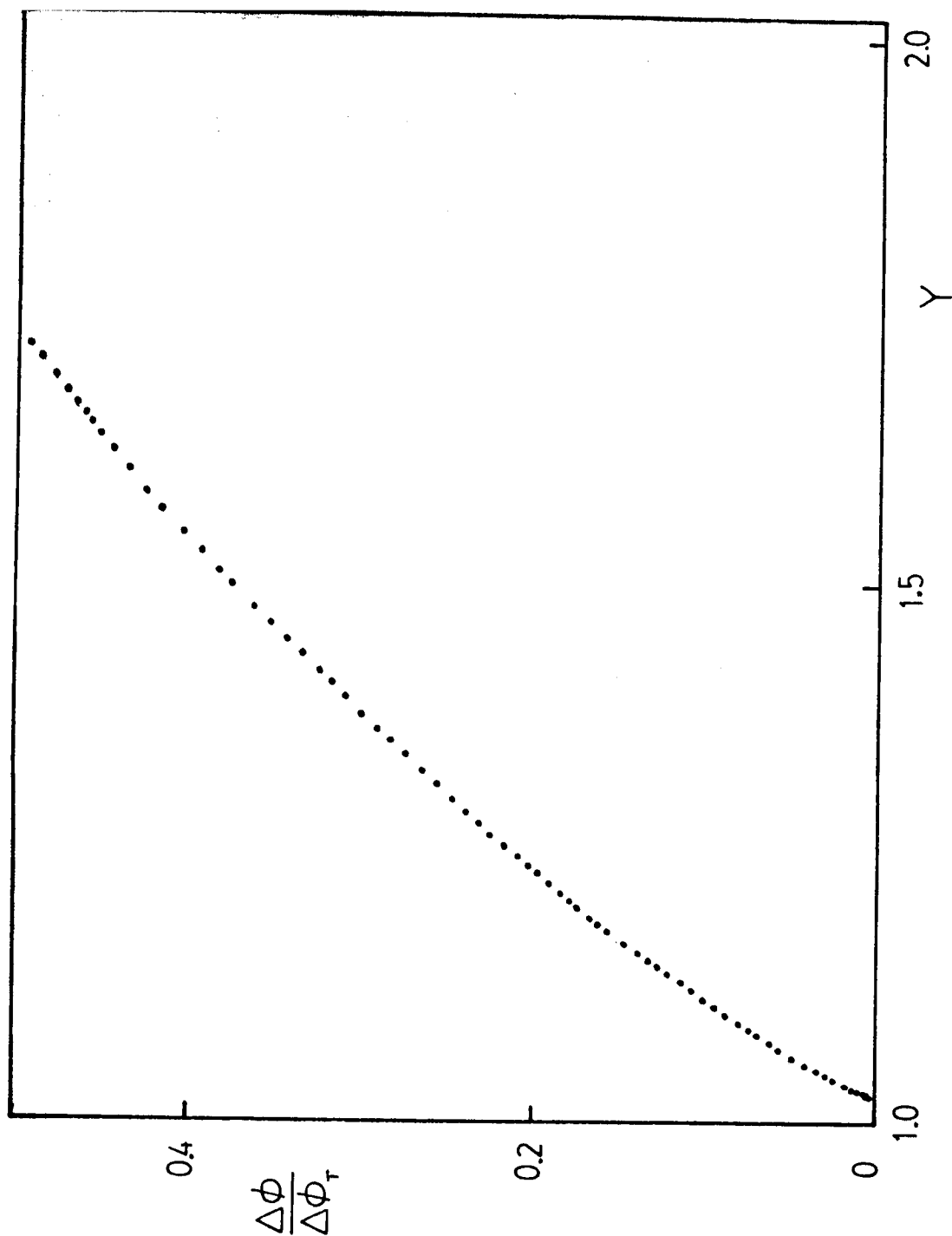


Figura IV-44: Datos de $\Delta\phi$ normalizados por la expulsión de flujo Meissner para la muestra IV luego del último recocido. La temperatura crítica aumenta de modo que $\zeta = 1.22$. En estas condiciones hay claros signos de cristalización en la muestra.

muy grande de la temperatura crítica, como así también de la aparición de picos definidos en el diagrama de rayos X⁽¹⁰⁾, correspondientes a alguna fase cristalina.

Sistema Zr₁₀Cu₃₀: En este sistema la secuencia de recocidos seguida es similar a la detallada en la referencia (42). En la figura IV-45 presentamos los datos correspondientes a los distintos $\lambda(0)$ medidos, al igual que en el caso anterior en función de la variable Z, para la muestra IX, mientras que para la muestra X lo mismo se grafica en la figura IV-46. En la figura IV-47 graficamos los $\lambda(t)$ en función de la variable Y para la muestra X, en su estado vírgen más los $\lambda(t)$ obtenidos para dos recocidos. A partir de estos datos se obtuvo el gap superconductor por el método de Waldram utilizando para $2\Delta/kT_c$ el valor de 3.8 y el correspondiente $\lambda_4(0)$. El gap correspondiente a la muestra vírgen es el de la figura IV-28. Mientras que los gap correspondientes a los dos recocidos que aparecen en la figura IV-47 son graficados en la figura IV-48 y IV-49. Resultados similares se obtuvieron para la muestra IX. Paralelamente a las mediciones de λ se hicieron mediciones de la resistividad y se obtuvieron los correspondientes espectros de rayos X. Las mediciones de resistividad son empleadas para comparar el $\lambda(0)$ obtenido con el predicho por la ecuación (II-57). Los valores obtenidos con esta ecuación se grafican en las figuras IV-45 y IV-46, para las muestras IX y X respectivamente.

Durante la secuencia de recocidos mencionada el ancho de la transición disminuyó desde aproximadamente 90 mK hasta 7 mK en el último recocido, mientras que los resultados de la difracción de rayos X no indican ningún indicio de la presencia de cristales a lo largo de este tratamiento térmico.

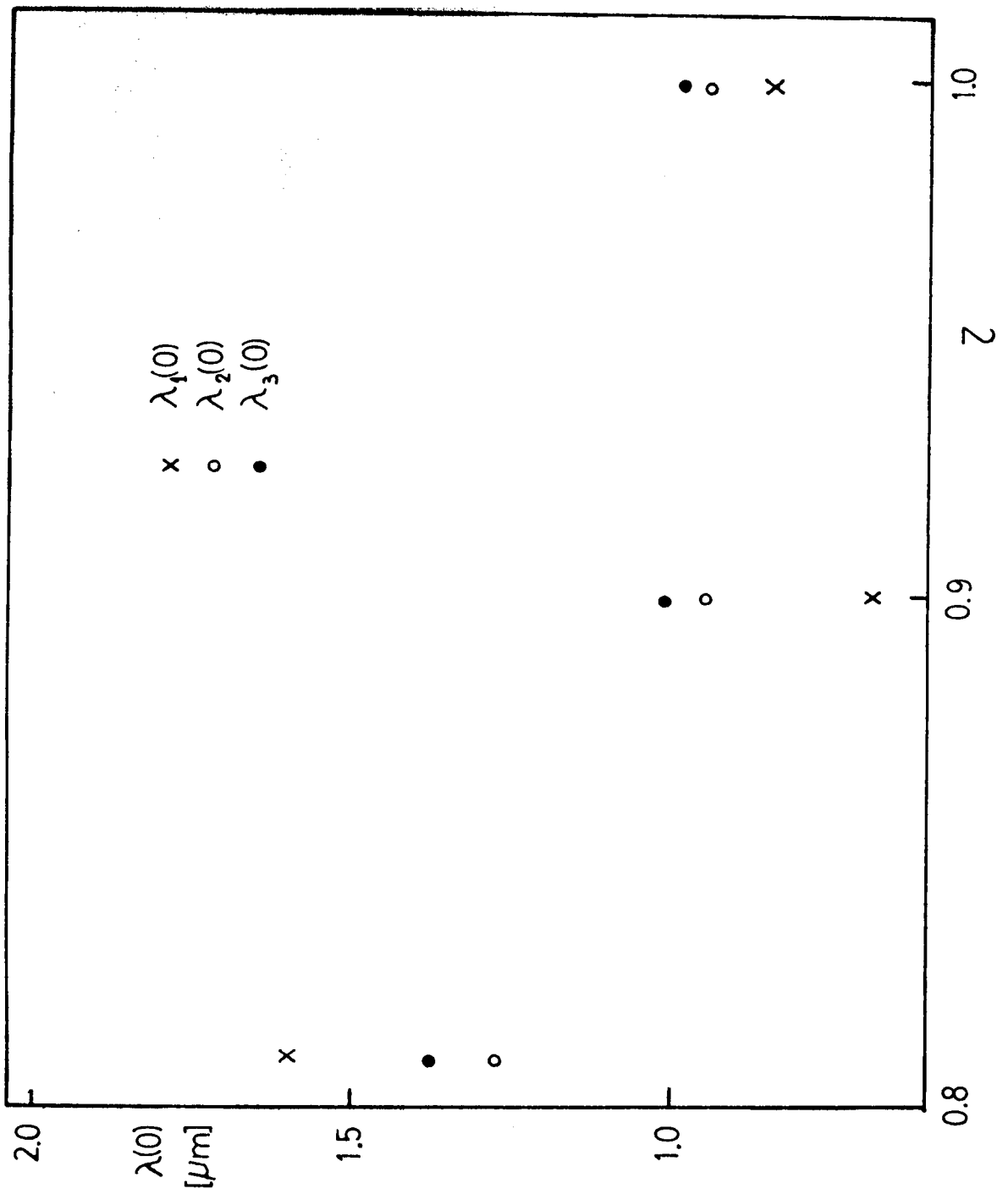


Figura IV-45: Evolución de los distintos $\lambda(0)$ con el recocido para la muestra IX de $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$, en función del parámetro ζ definido en el texto. El significado de los distintos símbolos se aclara en el gráfico.

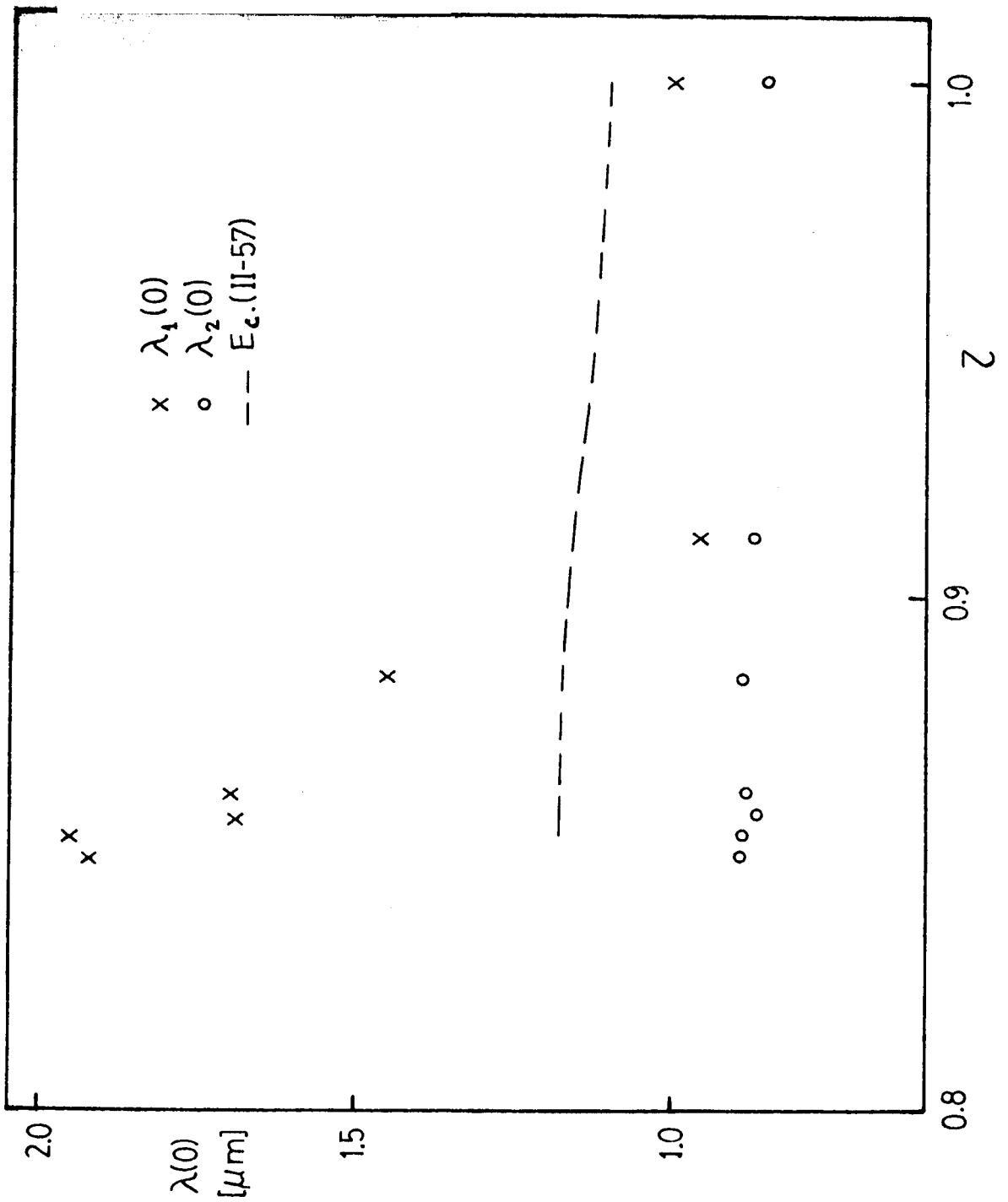


Figura IV-46: Evolución de los distintos $\lambda(0)$ con el recocido para la muestra X de $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$, en función del parámetro Z . En línea de trazos se muestra la evolución predicha por las ecuaciones de Gorkov utilizando la resistividad y temperatura crítica medidas sobre la misma muestra.

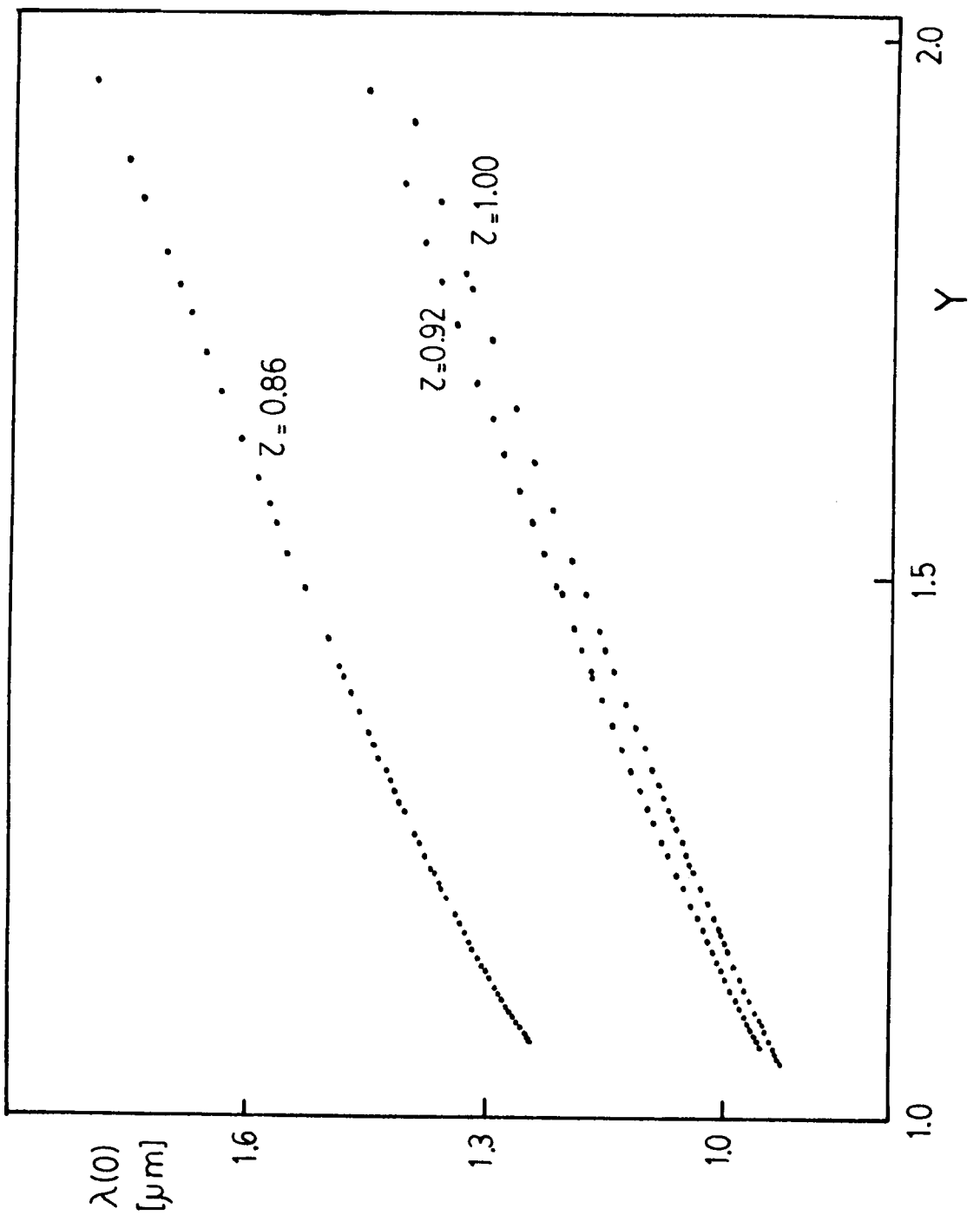


Figura IV-47: Dependencia en temperatura de λ en función de Y , para distintos recocidos, caracterizados por z , para la muestra X de $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$.

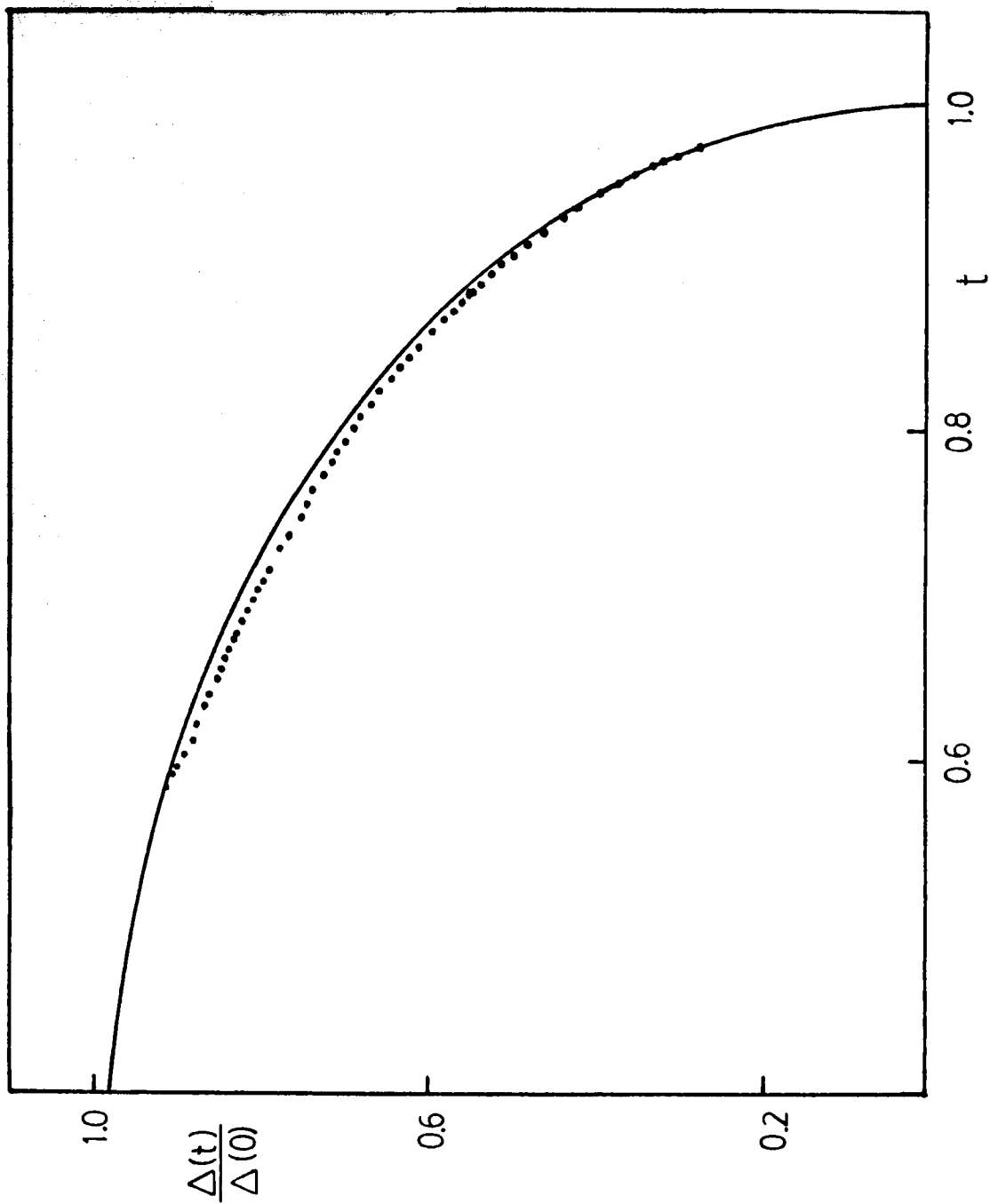


Figura IV-48: Gap experimental obtenido por el método de Waldram para la muestra X luego de un recocido de modo tal que $Z = 0.92$.

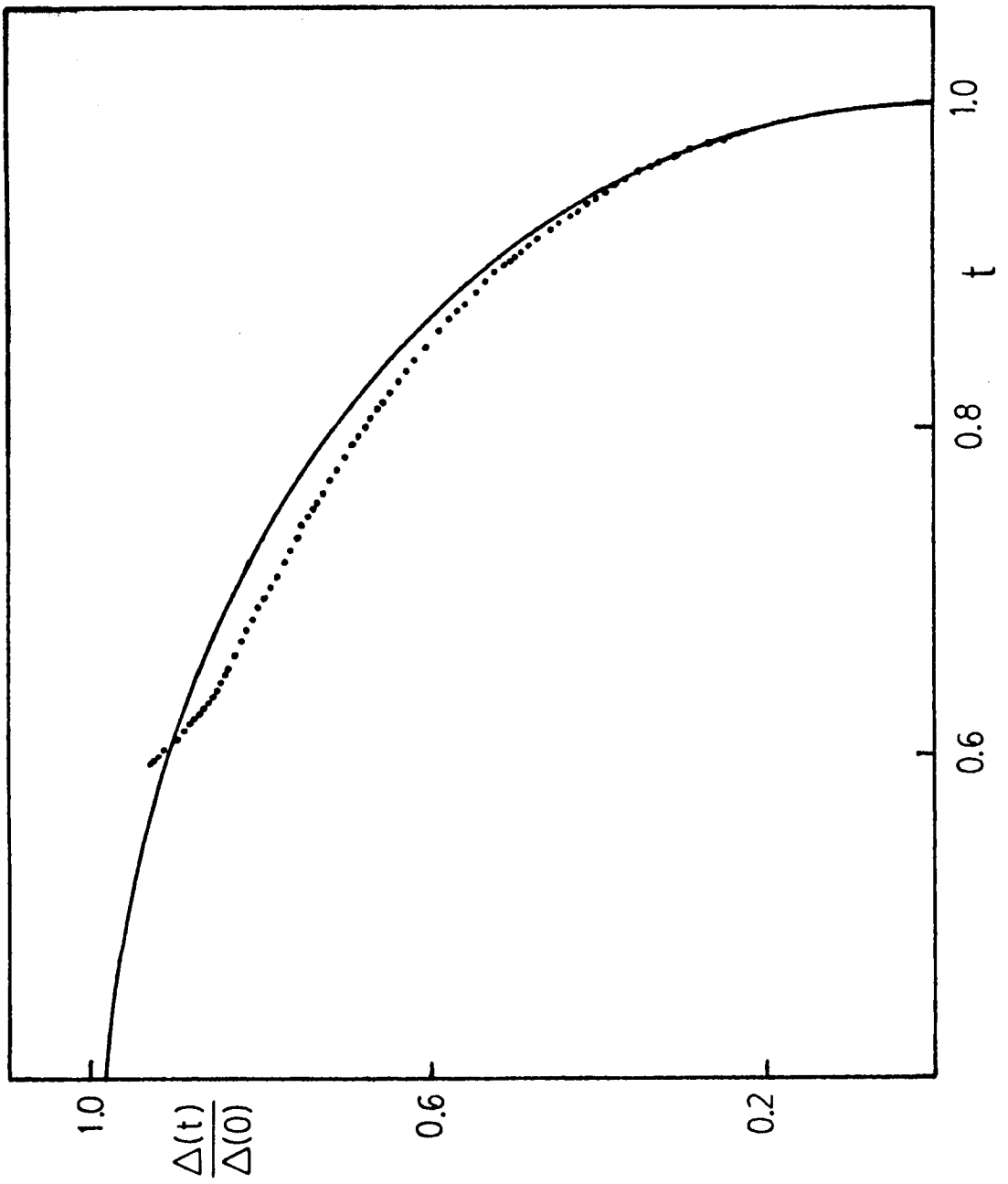


Figura IV-49: Gap experimental en función de la temperatura reducida para la muestra X, luego de un recocido tal que $\zeta = 0.87$.

Tal como se describió en el punto IV-1 las mediciones de la magnetización permiten determinar el campo H_1 para el cual la muestra entra en el estado de vórtice, es decir la entrada del primer vórtice en el material. La determinación se hizo a través de figuras como la IV-2, determinando el campo en el cual la dependencia entre $\Delta\phi_1$ y H_0 deja de ser lineal. Esto se hizo para distintas temperaturas T_1 a partir de las cuales se mide $\Delta\phi_T$, y como resultado se obtuvieron los distintos H_1 correspondientes a esas temperaturas. Lo mismo se puede hacer a partir de una figura como la IV-1, en este caso determinando la temperatura para la cual la magnetización para un dado campo aplicado deja de ser reversible, esta temperatura es la correspondiente T_1 para ese campo aplicado. Ambos procesos tienen una indeterminación bastante grande, el primero de ellos en la determinación del H_1 , mientras que el segundo la indeterminación está en el T_1 .

Los resultados de H_1 en función de T , para la muestra I con sus correspondientes recocidos se encuentran graficados en la figura IV-50. Las rectas que se grafican en esta figura son obtenidas por cuadrados mínimos a partir de los puntos experimentales. Con estos mismos puntos se hicieron regresiones con funciones cuadráticas en temperatura, el resultado obtenido no difiere demasiado de las rectas dibujadas. En la figura IV-51 graficamos los resultados de H en función de T para la muestra X de $Zr_{70}Cu_{30}$, más algunos de sus recocidos, estos se especifican en el gráfico por medio de la variable Z .

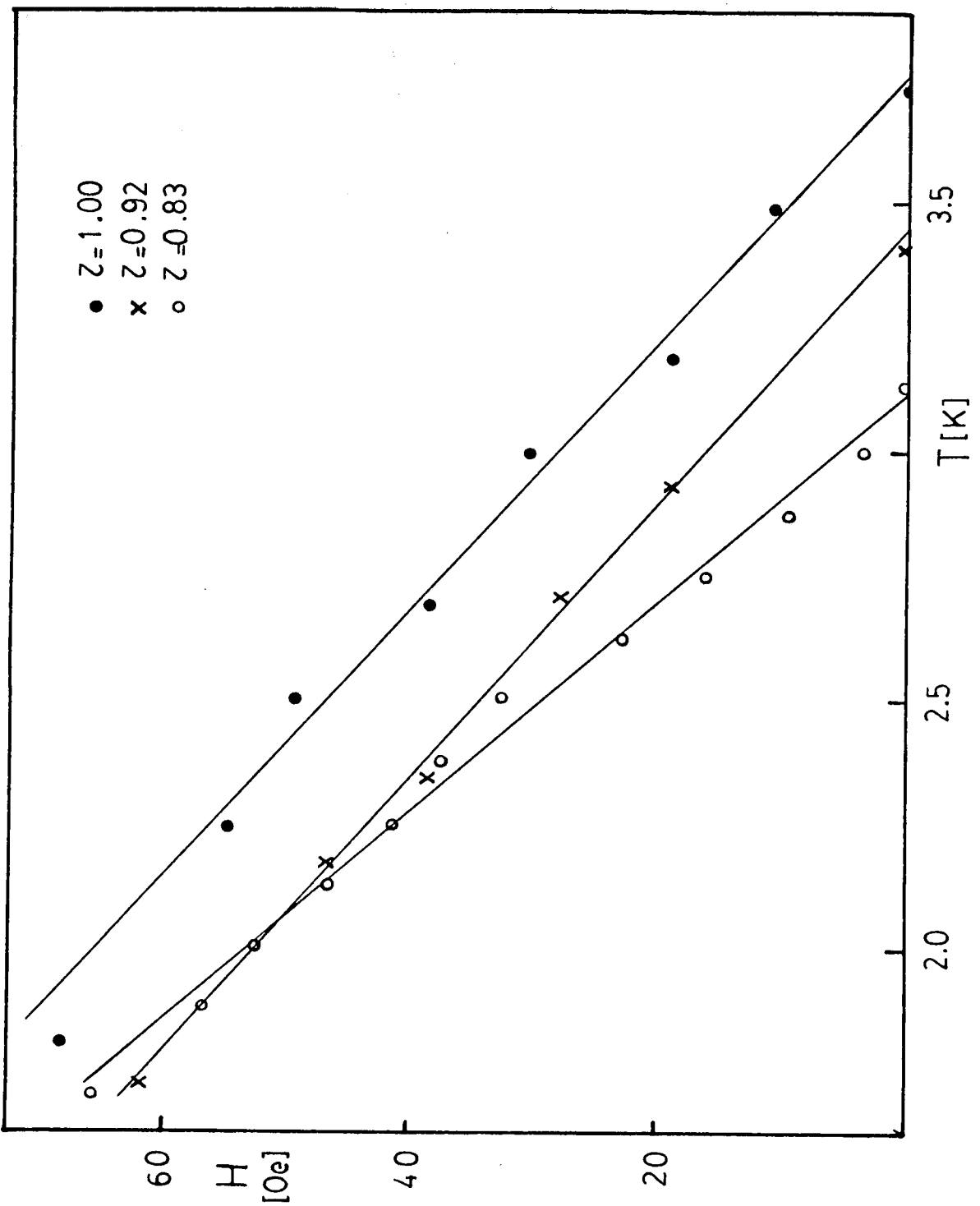


Figura IV-50: Campos críticos H_1 para la muestra I de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$. Las distintas curvas corresponden a distintos recocidos caracterizados por los diferentes z en el gráfico. Las rectas graficadas se obtuvieron por regresión lineal de los puntos experimentales.

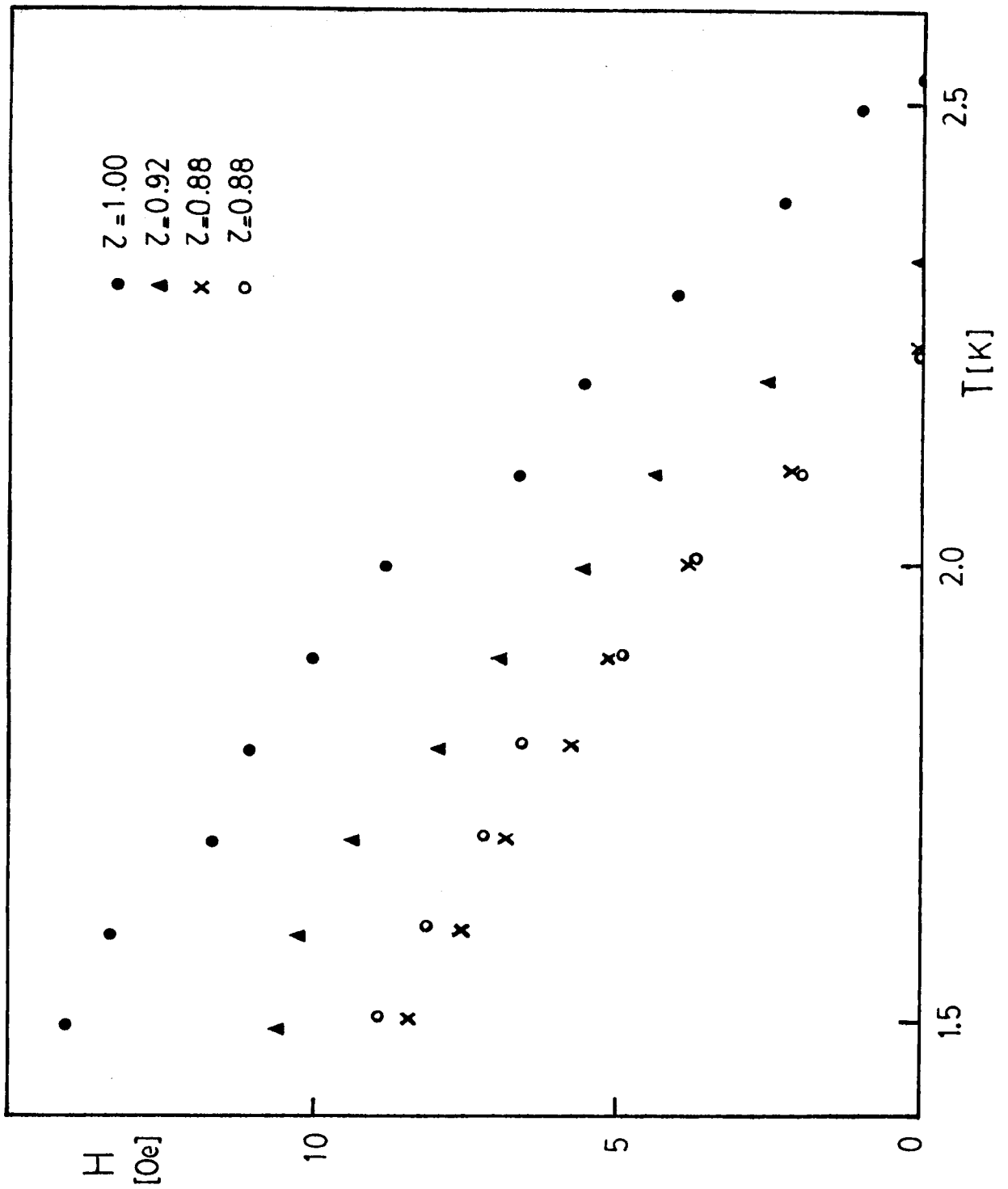


Figura IV-51: Campos críticos H_1 para la muestra X de $Zr_{70}Cu_{30}$. Las distintas curvas corresponden a los distintos recocidos caracterizados por los diferentes Z en el gráfico.

V- DISCUSION Y CONCLUSIONES

- a- Valores de λ a temperatura nula
- b- Dependencia en temperatura de λ
- c- Parámetros microscópicos
- d- Evolución del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ y $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$
- e- Resumen

a - Valor de λ a temperatura nula

Como se puede observar en los valores de la tabla IV-2, en toda la serie de las aleaciones de La el valor determinado para $\lambda_1(0)$ es mayor que el que se determina suponiendo válido el modelo de los dos fluidos. Si en lugar de comparar $\lambda_1(0)$ con $\lambda_2(0)$ o $\lambda_3(0)$ lo hacemos con $\lambda_4(0)$ nos encontramos con que la diferencia es aún mayor (tomando para el cálculo de $\lambda_4(0)$ el K correspondiente a $2\Delta/kT_c = 3.8$). Por otro lado se se intenta comparar los resultados de $\lambda(t)/\lambda(0)$, para valores grandes de temperaturas ($t > 0.96$); con el efecto de tamaño calculado con la ecuación (IV-5) y utilizando el $\lambda_1(0)$, se observan diferencias notables entre los resultados experimentales y la teoría. Sin embargo el ajuste es satisfactorio cuando se emplea el $\lambda_2(0)$ o el $\lambda_3(0)$ en el cálculo del efecto de tamaño. Algo similar ocurre si se quiere utilizar el método de Waldram normalizando los valores de $\lambda(t)$ con el $\lambda_1(0)$, en este caso la dependencia en temperatura del gap obtenido es totalmente absurda.

Al contrario de lo que ocurre en la serie de aleaciones de La, en las dos muestras medidas para el sistema $Zr_{70}Cu_{30}$, los $\lambda_1(0)$ obtenidos son menores que los respectivos $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$. Es correcto que suceda de esta forma debido a la curvatura propia del $\lambda(t)$, tal como se puede observar en la figura IV-31. Además el valor de $\lambda_4(0)$ calculado para un $2\Delta/kT_c$ de 3.8, de acuerdo al medido en este material⁽⁵⁾, es de $0.81 \mu m$ para la muestra IX y $0.82 \mu m$ para la muestra X, en buen acuerdo con el $\lambda_1(0)$ medido.

La indeterminación estimadas al medir el $\lambda_1(0)$, tal como se detalla en el punto IV-c, es de unos $0.2 \mu m$, lo cual es aproximadamente la diferencia entre $\lambda_1(0)$ y $\lambda_2(0)$. Pero la diferencia entre ambas longitudes de penetración tienen siempre el mismo signo, por lo cual no se puede pensar en que la causa sea debida a errores casuales. Todo esto parece indicar un error sistemático en la determinación del espesor en las muestras de la serie del La, o lo que es equivalente, de acuerdo a la ecuación (IV-2), un error sistemático en la determinación del cociente $\Delta\phi/H$, en este último caso se trataría de un error por defecto. No obstante, no ocurre lo mismo con las muestras de $Zr_{70}Cu_{30}$, las cuales se midieron en idénticas condiciones.

En consecuencia es lógico suponer que la diferencia entre $\lambda_1(0)$ y $\lambda_2(0)$ no se trata de un error en la medición de las dimensiones de la muestra, sino que no son precisamente estas dimensiones las que intervienen en la expulsión del flujo. Una posible explicación para este efecto sería la existencia de una zona, en la superficie del material, que no contribuye a la expulsión total del flujo. Esto puede pensarse o bien como una zona normal en la cual el campo aplicado penetra sin dificultad, o como una zona superconductora cuya longitud de penetración es mucho más grande que la longitud de penetración en el seno del material. De los valores de λ en la tabla IV-2 se puede calcular el espesor de esta zona "normal", suponiendo que se encuentre distribuida uniformemente sobre ambas caras de la muestra, así para las tres muestras de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ los espesores son $0.4 \mu\text{m}$, $0.1 \mu\text{m}$ y $0.7 \mu\text{m}$. Se debe tener en cuenta que debido al error en la determinación de los distintos $\lambda(0)$, el error de estos espesores es de aproximadamente $0.3 \mu\text{m}$. Para obtener estos valores se restó directamente $\lambda_2(0)$ del $\lambda_1(0)$, puesto que al suponer que el espesor que importa para la expulsión de flujo no es el medido no se puede tomar el $\lambda_3(0)$ como el correcto determinado a partir del modelo de los dos fluidos. Esto se refleja en las diferencias que se observan entre los valores obtenidos para $\lambda_2(0)$ y $\lambda_3(0)$.

Al medir la resistividad eléctrica cualquier zona normal que se interponga en el camino de la corriente debería dar como resultado un voltaje distinto de cero por debajo de la temperatura crítica del superconductor. Esto no ha sido observado en estas muestras. No obstante se debe recordar que las zonas normales propuestas no están en serie con las zonas superconductoras sino que están en paralelo con las mismas y en consecuencia es imposible detectar su presencia a través de estas mediciones. Tampoco es sencillo suponer que los rayos X sean sensibles a su presencia pues no hay indicios que permitan suponer que se trata de un material con orden de largo alcance de tal forma que sea detectable por esta técnica.

Estas zonas no necesariamente deben ser normales, puede que sean superconductoras pero por debajo de 1.4 K , que es la temperatura mínima alcanzada en estas mediciones. En este sentido las mediciones de conductividad térmica realizadas ⁽⁵⁵⁾ en el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ no indican evidencia de alguna transición superconductora por debajo de 1.4 K y por encima de 0.3 K . Tampoco estas mediciones muestran contribuciones provenientes de zonas normales en el material. De acuerdo a los valores de la tabla IV-2, estas contribuciones deberían ser de aproximadamente el 6% del total de la muestra, lo cual hace que sea crítica su determinación por los errores propios de la medición. Algo similar debería ocurrir al medirse el calor específico de estas muestras.

En algunos amorfos se han detectado⁽⁵³⁾ zonas cristalizadas en la superficie de las cintas, se supone que las mismas se deben a que dichas zonas no se han enfriado rápidamente durante el proceso de "splat cooling". Las causas de esto son adjudicadas a burbujas de gas atrapadas entre el cilindro frío y el material fundido, dificultando de esta forma el enfriamiento rápido.

Por otro lado en el Nb se ha observado⁽³⁵⁾ que la formación de óxidos en la superficie provoca modificaciones en la dependencia en temperatura de la longitud de penetración. Si en estos materiales fuese posible medir el valor absoluto de $\lambda(0)$ con un método directo como el empleado en este trabajo, se encontrarían comportamiento similares.

b - Dependencia en temperatura de λ

Como se puede observar en lo que plantea en el capítulo IV son muchas las diferencias en el comportamiento de λ en función de T , al comparar las distintas muestras medidas.

No obstante hay una marcada diferencia entre el comportamiento que muestran las muestras de la serie del La y el correspondiente a las muestras de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$. Esto es fácilmente comprobable al observar los gaps obtenidos por el método de Malarum. En estos gráficos se observa que en los materiales de la serie del La, el gap experimental difiere en mucho del valor teórico predicho por BCS. En el caso del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$, $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$, $\text{La}_{77}\text{Ca}_{23}$ aún variando el valor del parámetro $2\Delta/kT_c$ es imposible encontrar un gap, por el método de Malarum, que se asemeje en su dependencia en temperatura al predicho por la teoría de BCS. Esto se debe a que, como se puede observar, la dependencia en temperatura de λ sigue en estas aleaciones un comportamiento similar al predicho por el modelo de los dos fluidos, y esto se extiende aún a temperaturas por debajo de la cual debería notarse que $\lambda(t)$ se curva, de acuerdo a lo predicho por BCS. Esto no es del todo cierto para el $\text{La}_{77}\text{Ca}_{23}$ donde hay algo de curvatura (ver figura IV-15) y a muy bajas temperaturas esta curvatura se invierte, esto hace que el gap así obtenido difiera en mucho del predicho por la ecuación (II-34). No obstante, dadas las dimensiones de la muestra de $\text{La}_{77}\text{Ca}_{23}$ medida, el error en la dependencia en temperatura es bastante importante, esto hace que no sean sus correspondientes datos los más confiables. A pesar de ello aún colocando la barra de error (figura IV-16) el gap "experimental" sigue difiriendo en mucho del dado por BCS. Sólo el $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$ marca una diferencia en el grupo de aleaciones de lantano, como se puede ver en la figura IV-23 es posible ajustar los datos con un gap tal que $2\Delta/kT_c = 3.8$, mientras que si se intenta el ajuste con este parámetro $2\Delta/kT_c = 4.3$, no es posible lograr un buen acuerdo entre teoría y experimento (figura IV-24). Para el resto de las muestras del tipo $\text{La}_{1-x}\text{M}_x$ parece que cuanto mayor sea el valor de $2\Delta/kT_c$ tomado, más se parecen los datos a la teoría.

En la figura V-1 se grafican las derivadas de los $\lambda(t)$ normalizados por $\lambda_4(0)$ para los distintos materiales utilizados, en ella se pone en evidencia, que tanto el $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$ como el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ siguen un comportamiento similar al predicho por el modelo de los dos fluidos en todo el rango de temperatura de la medición. No ocurre lo mismo en el $\text{La}_{77}\text{Ca}_{23}$ donde el comportamiento es totalmente anómalo, mientras que en el $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$

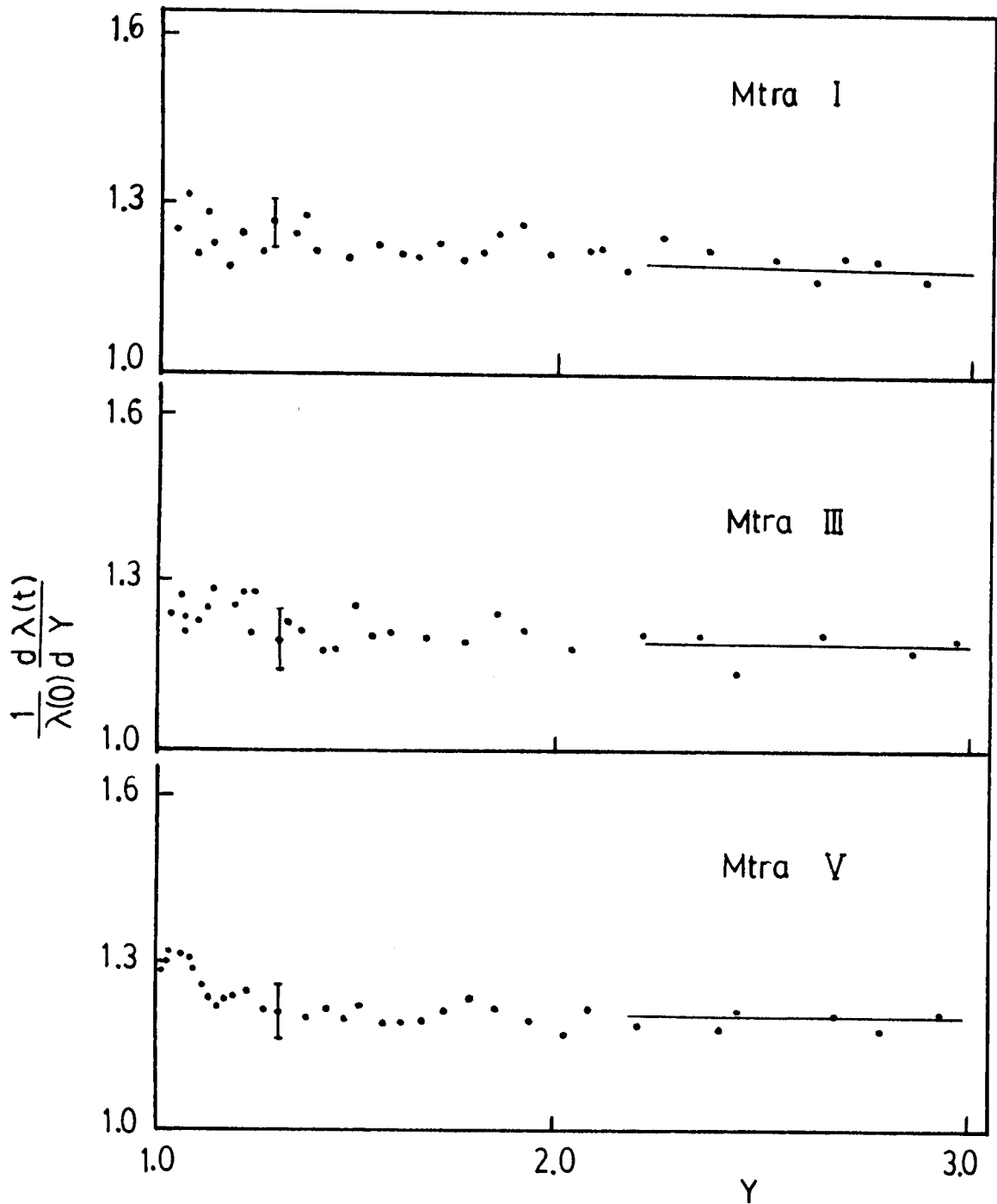


Figura V-1: Derivada de la longitud de penetración respecto de Y (normalizada por $\lambda_4(0)$), en función del parámetro Y , para las distintas muestras medidas. En el gráfico correspondiente a la muestra X (ver hoja siguiente) se ha dibujado en línea de trazos la dependencia en temperatura dada por BCS para esta derivada. (tomando $2\Delta/kT_c = 3.8$).

/Continúa en la página siguiente/

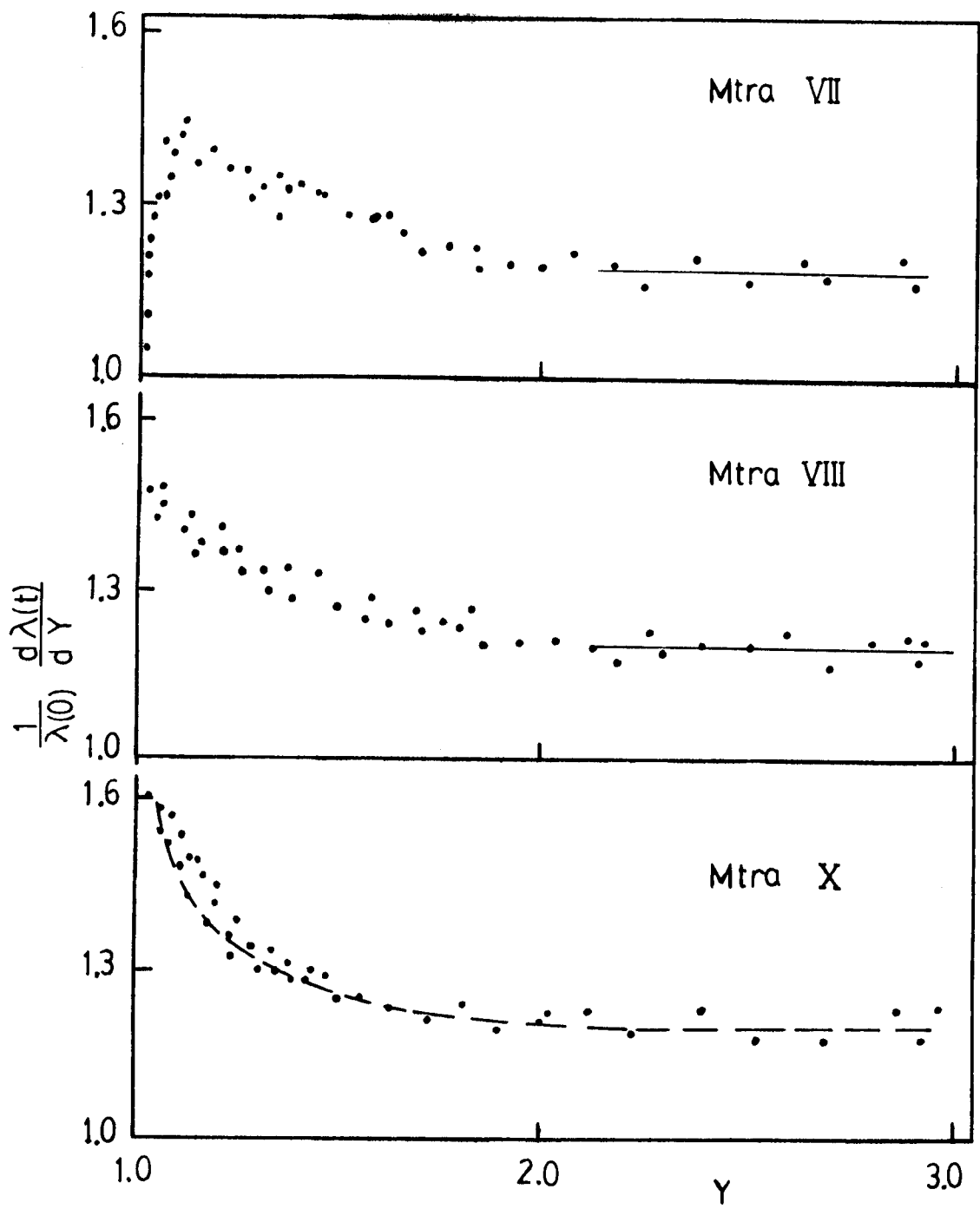


Figura V-1: / Continuación de la página anterior/

el acuerdo con la teoría de BCS modificada, es muy bueno.

La dependencia en temperatura que muestran las λ del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ y $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$ no ha sido observada en otros materiales, no obstante no ser muchos los materiales en los cuales existen mediciones detalladas de λ . La dependencia en temperatura de $H(t)$ ha sido utilizada frecuentemente⁽¹⁵⁾ para comparar con las dependencias en temperatura predichas por BCS para distintos valores de $2\Delta/kT_c$. En el caso del La puro cristalino se ha encontrado⁽⁶⁴⁾ que la forma de $H(t)$ difiere en mucho de lo predicho por BCS, pareciéndose más a la dependencia $1 - t^2$ dada por el modelo de los dos fluidos, sucediendo algo similar a lo que ocurre con las $\lambda(t)$ que aquí se presentan.

Al variar $2\Delta/kT_c$ en el método de Waldram se puede ver que cuanto mayor es el valor de este parámetro el ajuste, para el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ y $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$, se mejora. Esto no quiere decir que el valor correcto de este parámetro sea mayor que el medido por otro método, por ejemplo según los datos de calor específico $2\Delta/kT_c = 3.8$ para el $\text{La}_{80}\text{Au}_{20}$. El hecho de que el ajuste mejore se debe a que para mayores valores de $2\Delta/kT_c$ la pendiente de $\lambda(t)$ en función de Y se suaviza, tal como lo muestra la figura II-7. En este sentido se debería medir aún a más bajas temperaturas donde las variaciones de $\lambda(t)$ son mucho más sensibles al valor del gap a temperatura nula.

Sin embargo en el $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ al hacer el ajuste de los datos con el método de Waldram se encuentra que usando el valor 3.8 para $2\Delta/kT_c$, coincidente con el obtenido con el calor específico⁽⁵⁾, el acuerdo es muy bueno tal como se observa en la figura IV-28. En este caso las diferencias del comportamiento de $\lambda(t)$ con el modelo de los dos fluidos es notable, lo cual se ve reflejado en la figura V-1 a través de la derivada de $\lambda(t)$ en función de la variable Y . Mientras que al intentar utilizar otro valor en el parámetro $2\Delta/kT_c$ se obtienen resultados como los de la figura IV-29 donde se observa que el acuerdo empeora notablemente.

Es indudable que una buena determinación de la constante $\bar{\lambda}$ de la interacción electrón-fonón requiere de mediciones precisas de lo que se conoce como distribución en frecuencia de los fonones (pesada) $\alpha^2(\omega) F(\omega)$. Ello implica mediciones precisas de experimentos de "tunneling". Como ya se discutió en el capítulo II este tipo de experimento en estos materiales es sumamente difícil de hacer. Lo que comunmente se ha hecho⁽⁴⁹⁾⁽⁵⁰⁾ para determinar $\bar{\lambda}$ es utilizar la fórmula de Mc Millan⁽⁶⁵⁾:

$$\bar{\lambda} = \frac{1.04 + \mu^* \ln(\Theta/1.45 T_c)}{(1 - 0.62 \mu^*) \ln(\Theta/1.45 T_c) - 1.04} \quad (V-1)$$

Donde Θ es la temperatura de Debye y μ^* es la constante de acoplamiento de Coulomb. Esta fórmula ha sido deducida sobre la base del $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ del Niobio, lo cual introduce la primer duda sobre su aplicabilidad a los superconductores amorfos. Esto surge al comparar el $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ del Niobio con el $\alpha^2(\omega) F(\omega)$ de los únicos superconductores amorfos en los cuales se lo ha medido, es decir los obtenidos por evaporación de metales simples⁽⁶⁶⁾. Esta fórmula ha sido utilizada para calcular el $\bar{\lambda}$ en el La₈₀Au₂₀⁽⁵⁰⁾ y en el La₇₇Ga₂₃⁽⁴⁹⁾ a partir de datos de calor específico. En ambos casos se tomó $\mu^* = 0.1$. No obstante existen discrepancias sobre el μ^* que se debe utilizar para el La y sus aleaciones. Según Bennemann⁽⁶⁷⁾ el valor correspondiente al La es 0.08.

En la tabla V-1 se detallan los valores de $\bar{\lambda}$ obtenidos con la fórmula de Mc Millan, en el caso de las aleaciones de Lantano se utilizó para μ^* el valor 0.08, mientras que para el Zr₇₀Cu₃₀ se usó el valor propuesto⁽⁶⁷⁾ para el Zr, $\mu^* = 0.12$. Para Θ se utilizaron los valores obtenidos por calor específico en los casos en que existen estas mediciones, y para el La₇₀Cu₃₀ y el La₇₀Al₃₀, donde no se ha medido el calor específico, se utilizaron valores similares a los medidos para el La₈₀Au₂₀ y La_{1-x}Ga_x. Con los $\bar{\lambda}$ obtenidos de esta forma y la constante γ obtenida por las ecuaciones (II-51) y (II-56), o por calor específico es posible calcular la densidad de estados desnuda $N(0)$, cuyos valores se encuentran en la misma tabla (γ_1 calculado con la ecuación (II-51), γ_2 calculada con la ecuación (II-56)).

Aleación	T (K)	e (K)	$\bar{\lambda}$	dH_{c_2}/dT (K0e/K)	$\delta_1^{(b)}$ (erg/cm ² K ²)	$\delta_2^{(c)}$ (erg/cm ² K ²)	$N_1(0)$ ($\frac{est}{eV \cdot at. sp.}$)	$N_1(0)/(k_B \bar{\lambda})$ ($\frac{est}{eV \cdot at. sp.}$)
La ₇₀ Cu ₃₀	3.63	100(a)	0.72	23.7(61)	3094	3160	1.22	0.71
La ₈₀ Au ₂₀	3.45	96(50)	0.75	25.3(62)	3744	4390	1.60	0.91
La ₇₇ Ga ₂₃	3.59	112(49)	0.69	22.5(49)	2600	1128	1.11	0.66
La ₇₀ Al ₃₀	2.89	100(a)	0.64	21.5(63)	2775	1938	1.21	0.73
Zr ₇₀ Cu ₃₀	2.57	184(5)	0.58	28.0(5)	3678	3376	1.06	0.67

(a) Estimadas en base a las aleaciones de La medidas.

(b) Según la ecuación (II-56)

(c) Según la ecuación (II-51)

Tabla V-1: Algunos parámetros físicos de estos materiales, calculados tal como se describe en el texto.

Se observa que no existen diferencias apreciables para $N(0)$ entre los valores obtenidos con la ecuación (II-51) y los obtenidos con la ecuación (II-56). Esto se debe fundamentalmente a que, como se puede observar en la tabla IV-2, las diferencias entre los valores de $\lambda_2(0)$ y el $\lambda(0)$ obtenido con la ecuación (II-57) no excede un 10% del valor de $\lambda_2(0)$ con excepción del caso de la muestra VII. Hasta ahora se había verificado el funcionamiento de la ecuación (II-56) midiendo dH_{c2}/dT y ρ por un lado, y por otro midiendo γ con calor específico⁽⁵⁾⁽⁴⁹⁾⁽⁵⁰⁾⁽⁶⁸⁾. El hecho de que la ecuación (II-57) también funcione en estos materiales es un aporte más a la verificación de que las ecuaciones de Gorkov pueden ser utilizadas en los superconductores amorfos. Es un hecho sorprendente que esto ocurra dado el origen sobre el cual se han desarrollado estas ecuaciones, fundamentalmente porque el camino libre medio de los electrones en estos superconductores es de tan solo unos pocos \AA , es decir distancias interatómicas.

Es de interés conocer cuales son estos parámetros con mayor precisión en estos materiales, tales como velocidad de Fermi v_F , camino libre medio de los electrones l , longitud de coherencia ξ_0 y de penetración $\lambda_L(0)$ del superconductor puro hipotético, etc. Utilizando solo las propiedades medidas en este trabajo es imposible determinar tales cantidades, no obstante si se supone válida la teoría de Ziman⁽⁶⁹⁾ para la resistividad para estos metales, esto implica que $2k_F \approx k_p$ donde k_F es el vector de onda en la superficie de Fermi, y k_p es el vector de onda correspondiente al pico del factor de estructura, midiendo k_p con rayos X se puede estimar el valor de k_F .

En el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ el valor medido⁽¹⁰⁾ para k_p es 1.97 \AA^{-1} , con lo cual $k_F = 0.98 \text{ \AA}^{-1}$. Para calcular el camino libre medio de los electrones se parte de la fórmula general de la resistividad

$$\rho^{-1} = \frac{1}{4\pi^3} \frac{e^2 \tau}{\hbar} \int \vec{v} \cdot d\vec{S}_F \quad (\text{V-2})$$

donde $d\vec{S}_F$ es un diferencial del área de la superficie de Fermi, τ es el tiempo de relajación y \vec{v} es la velocidad sobre la superficie de Fermi. Suponiendo que \vec{v} es independiente de la dirección, lo cual es correcto en un metal amorfo dada su isotropía, la (V-2) se reduce a

$$\rho^{-1} = \frac{e^2 \tau v}{4\pi^3 \hbar} \frac{S}{3} \quad (\text{V-3})$$

Como $2v = \ell$ y S se lo puede tomar como un área efectiva calculado como $S = 4\pi k_F^2$, entonces

$$\ell = \frac{3\pi^2}{e^2 k_F^2} \frac{\hbar}{\rho} \quad (V-4)$$

donde ρ está dado en seg y e en unidades de cgs-esu ; el resto de los parámetros en unidades cgs . Reemplazando por los valores de $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ el ℓ calculado es $7,2 \times 10^{-8} \text{cm}$. Mientras que el área efectiva de la superficie de Fermi es $S = 1.22 \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$. La velocidad de Fermi en función del S puede calcularse con la fórmula de Fawcett⁽⁷⁰⁾

$$v_F = \frac{k_B S}{6 h \gamma} \quad (V-5)$$

En este caso el resultado es $v_F = 1.88 \times 10^7 \text{cm/seg}$. A su vez el ξ_0 y $\lambda_L(0)$ pueden calcularse con las relaciones propuestas por Berlincourt y Hake⁽⁷¹⁾

$$\xi_0 = \frac{0.18 k_B S}{12 \pi T_c \gamma} \quad (V-6)$$

$$\lambda_L(0) = \frac{3 h \pi^{1/2} \gamma^{1/2}}{e k_B S} \quad (V-7)$$

donde e está dado en unidades e.m.u. y el resto de las unidades en cgs , en particular γ está dado en $\text{erg/cm}^3 \text{K}^2$. Reemplazando por los valores del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ se tiene: $\xi_0 = 715 \times 10^{-8} \text{cm}$ y $\lambda_L(0) = 726 \times 10^{-8} \text{cm}$. Con estos valores se puede calcular el κ_0 con la ecuación (II-41), $\kappa_0 = 0.97$. Estos valores pueden compararse con los obtenidos por Finnemore⁽⁶⁴⁾ para el La puro. Según este trabajo el $\lambda_L(0)$ del La puro es de $833 \times 10^{-8} \text{cm}$, difiriendo en un 20% del obtenido para el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$, mientras que el ξ_0 del La puro es de $363 \times 10^{-8} \text{cm}$, para comparar ambos ξ_0 se debe tener en cuenta que es necesario renormalizar por las temperaturas críticas. El ξ_0 del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ renormalizado de esta forma es de $515 \times 10^{-8} \text{cm}$, con lo que la diferencia con el La puro es de aproximadamente 40%. Estas variaciones se deben básicamente a las diferencias que existen entre los γ medidos en cada caso. No obstante, el hecho de alear el cobre con el lantano no produce variaciones drásticas en los parámetros fundamentales de este último. Esto estaría en a-

cuerdo con lo medido, para las aleaciones de $Zr_{1-x}Cu_x$ amorfas, por Oelhafer et al⁽⁷²⁾, donde el hecho de agregar el Cu al Zr no modifica mayormente la densidad de estados electrónicos provenientes del Zr.

También con los datos del La puro y la fórmula de Mc Millan se puede calcular el correspondiente $\bar{\lambda}$, el cual es de 0.70 (utilizando $\mu^* = 0.08$). Como se ve este $\bar{\lambda}$ no difiere casi de los valores calculados para las distintas aleaciones del La. Este $\bar{\lambda}$ puede escribirse como⁽⁷³⁾

$$\bar{\lambda} \propto \frac{N(0) \langle I^2 \rangle}{M \Theta_D} \quad (V-8)$$

donde $N(0)$ es la densidad de estado "desnuda", M la masa de la celda unitaria e $\langle I^2 \rangle$ es la matriz de interacción electrón-fonón. Haciendo los cocientes entre los $\bar{\lambda}$ calculados y los respectivos parámetros medidos se puede estimar como se modifica el $\langle I^2 \rangle$. Se encuentra que $\langle I^2 \rangle$ para el La puro es 1.9 veces el $\langle I^2 \rangle$ correspondiente al $La_{70}Cu_{30}$, es decir que al agregar Cu al La lo que se logra es disminuir la interacción electrón-fonón del material.

Como se hizo con el lantano, se puede calcular $\bar{\lambda}$ para Zr, usando los datos de Θ_D y T_c que figuran en la bibliografía⁽⁷⁴⁾ y utilizando, según Ben-neman, un μ de 0.12. De este modo se obtiene $\bar{\lambda} = 0.39$ con la fórmula (V-1). En este caso se nota una diferencia importante respecto al valor calculado para el $Zr_{70}Cu_{30}$, que figura en la tabla V-1. Si se usa la densidad de estados medida con el calor específico en el Zr puro⁽⁷⁵⁾ y la obtenida en el $Zr_{70}Cu_{30}$, con la ecuación (V-8) se pueden calcular las relaciones entre el $\langle I^2 \rangle$ de ambos materiales. Mediante el cálculo se encuentra que la matriz de interacción electrón-fonón en el Zr es 1.43 veces la correspondiente al $Zr_{70}Cu_{30}$, esto implica que a pesar de que el valor de $\langle I^2 \rangle$ disminuye al alear el Zr, no obstante este factor se ve compensado por un aumento de la densidad de estados electrónicos y una disminución en la temperatura de Debye, con lo cual se aumenta la superconductividad en el Zr Cu.

Para la aleación $Zr_{70}Cu_{30}$ el k_p medido con rayos X⁽⁷⁶⁾ es de 2.56 \AA^{-1} , con esto y suponiendo válida la teoría de Ziman para la resistividad ($2k_F \approx k_p$) se calcula el k_F que da 1.276 \AA^{-1} , con este valor y como se hizo para el $La_{70}Cu_{30}$ se encuentra que $\rho = 4.2 \cdot 10^{-8}$ mientras que con las ecuaciones (V-6) y (V-7) se calculan los valores $\lambda_L(0) = 794 \cdot 10^8 \text{ cm}$ y $\xi_0 = 1428 \cdot 10^8 \text{ cm}$. Usando las ecuaciones (II-41) se calcula el κ_0 del material puro hipotético, $\kappa_0 = 0.53$.

En este caso la velocidad de Fermi calculada con la ecuación (V-5) es

de $2.66 \times 10^{-7} \text{ cm/seg}$. Hasta el momento no existen mediciones en el Zr que permitan hacer comparaciones con los valores aquí obtenidos.

Tanto en el $\text{Zr}_{70} \text{Cu}_{30}$ ⁽⁵⁾ como en las aleaciones de La ⁽⁷⁷⁾, se ha encontrado, variando la concentración del aleante, variaciones en el valor de $\langle I^2 \rangle$, no obstante existen diversas opiniones en torno a su origen. Como se vio el efecto de alejar al Zr va en el mismo sentido al correspondiente al La. Sería de interés conocer con más detalles el comportamiento que origina estos fenómenos.

Si bien el resto de las aleaciones de La medidas y que figuran en la tabla V-1 no poseen la misma composición en La, es útil calcular con la ecuación (V-8) la evolución de la matriz de interacción $\langle I^2 \rangle$ con los distintos aleantes. Así en el caso del $\text{La}_{80} \text{Au}_{20}$ el $\langle I^2 \rangle$ se ve disminuido en 1.26 veces respecto al La, para el $\text{La}_{70} \text{Al}_{30}$ ocurre algo similar, en este caso se observa una disminución respecto al La puro de 1.45 veces. No ocurre lo mismo en el La Ga donde la disminución de la densidad de estados frente al La puro es tal que hace que el $\langle I^2 \rangle$ calculado con esta ecuación se vea aumentado en aproximadamente un 10% respecto al La puro.

Con los valores de δ de la tabla V-1 es posible calcular el $H_c(0)$ utilizando la relación (II-52). Para el $\text{La}_{70} \text{Cu}_{30}$ este valor es de 490 Oe, mientras que para el $\text{Zr}_{70} \text{Cu}_{30}$ este valor es de 380 Oe. Con estos valores y el χ experimental se puede calcular el H_{c1} , campo crítico para la entrada del primer vórtice y compararlo con el H_1 medido para estas muestras. La relación utilizada es ⁽⁷⁸⁾

$$H_{c1} = \sqrt{2} H_c(t) \frac{\ln[\chi_3(t)]}{2 \chi_3(t)} \quad (V-9)$$

teniendo en cuenta que para T tendiendo a T_c , $\chi_3 \rightarrow \chi$. De este modo la pendiente calculada de $H_{c1}(t)$ para $T \rightarrow T_c$ en el $\text{La}_{70} \text{Cu}_{30}$ es de 11 Oe/K y en el $\text{Zr}_{70} \text{Cu}_{30}$ de 10 Oe/K mientras que las medidas son de 36 Oe/K y 15 Oe/K respectivamente. En ambos casos los valores encontrados experimentalmente difieren en mucho del valor calculado con la ecuación (V-9), la diferencia es más acentuada en la aleación La. Se debe tener en cuenta que el valor calculado con la ecuación (V-9) puede distar en mucho del valor medio dado que este último se encuentra sujeto a una serie de características propias de cada muestra, por ejemplo las características de la superficie.

$\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$

El hecho que más sobresale en el comportamiento del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$, en su evolución con los recocidos, es el que se puede observar en la figura IV-33 y IV-34. Al comparar el $\lambda(0)$ obtenido con el calculado con las ecuaciones de Gorkov observamos que estas últimas predicen el comportamiento de $\lambda(0)$ hasta que la variable ζ alcanza el valor 0.9, mientras que para valores menores que éste se produce un salto en el valor de $\lambda(0)$ medido sin que en el predicho se observe ningún comportamiento similar.

En el rango que va entre $\zeta = 1$ y 0.9 los rayos X no han detectado la presencia de alguna fase distinta del amorfo original, no obstante las mediciones detalladas de resistividad en función del tiempo de recocido han detectado distintos procesos de formación de nuevas fases en la matriz amorfa⁽¹⁰⁾. Esto puede ocurrir sin que la longitud de penetración sufra alteraciones respecto al valor predicho por las ecuaciones de Gorkov, pero para que ello ocurra no se deberá deprimir el parámetro de orden en las zonas donde se ha formado la nueva fase, de modo que la longitud de penetración en estas zonas sea similar a la del resto del amorfo. Si las zonas que se forman son normales es muy probable que el parámetro de orden en su interior se vea disminuido drásticamente, dependiendo de cual sea el tamaño de las nuevas zonas y la longitud de coherencia en las mismas.

Cuando ζ se hace menor que 0.9 la variación observada en la longitud de penetración se produce en un intervalo relativamente pequeño de ζ , para luego tomar un valor aproximadamente constante, en el cual permanece a pesar de seguir bajando ζ . Es poco probable que la aparición de una nueva fase produzca, por sí sola, la brusca variación en $\lambda(0)$, dada la forma que tiene la transición. Si se tratase del crecimiento de una nueva fase es notable que para $\zeta < 0.88$ el $\lambda(0)$ se mantenga en un valor fijo en lugar de continuar creciendo con una cierta pendiente. Por otro lado el hecho de que no se cumplan las ecuaciones de Gorkov para $\zeta < 0.9$ implica que las corrientes que dan lugar al apantallamiento magnético, caracterizadas por $\lambda(0)$, no recorren idénticos circuitos que las utilizadas para medir la resistividad. En

los superconductores granulares las ecuaciones de Gorkov se cumplen⁽⁸⁾ aun cuando coexisten dos fases bien determinadas siendo una de ellas normal. En este caso el metal normal embebe pequeñas bolitas superconductoras y en consecuencia las corrientes superconductoras tanto al apantallar el campo como al medir la resistividad deben "atravesar" las zonas normales, siguiendo en consecuencia caminos similares.

En la referencia (57) se propuso un modelo para explicar el comportamiento de $\lambda(0)$ en la zona de $Z < 0.9$. En este modelo se supone que se forman zonas "normales" en el seno del superconductor, con forma de láminas (ver figura V-2). Estas zonas poseen un parámetro de orden deprimido de modo que la longitud de penetración en su interior es mucho mayor que en el superconductor que la rodea, la solución propuesta para el efecto Meissner es tal que el campo decae en el superconductor con una exponencial del tipo $\exp(-x/\lambda(0))$, mientras que en las zonas normales el campo permanece prácticamente constante. Bajo estas condiciones se puede calcular la longitud de penetración efectiva del sistema $\lambda'(t)$, ésto da como resultado que

$$\lambda'(t) = \lambda(t) \left(1 + \frac{d_n}{d_s} \cdot f[z(Y)] \right) \quad (V-10)$$

donde $\lambda(t) = \lambda(0) Y$, y $f(z) = \frac{z}{e^z - 1}$

La variable z se la define como $z = d_s / \lambda(t)$

La ecuación (V-10) muestra los siguientes comportamientos límites

(a) para $d_n \rightarrow 0$, $\lambda'(t) \rightarrow \lambda(t)$

(b) para $d_s \gg \lambda(t)$, $\lambda'(t) \rightarrow \lambda(t)$

(c) para $d_s \lesssim \lambda(t)$,

$$\frac{\lambda'(t)}{\lambda(t)} = \left[1 + \frac{d_n}{d_s} \right] \left(1 - \frac{z(Y)}{2} + \frac{z^2(Y)}{12} \dots \right) \quad (V-11)$$

Si $Z(Y)$ es pequeño la dependencia en temperatura no se modifica respecto a $\lambda(t)$. Usando los datos experimentales, y suponiendo que el $\lambda(0)$ del superconductor no varía, se concluye que $ds/dn \approx 0.8$, para $Z < 0.9$.

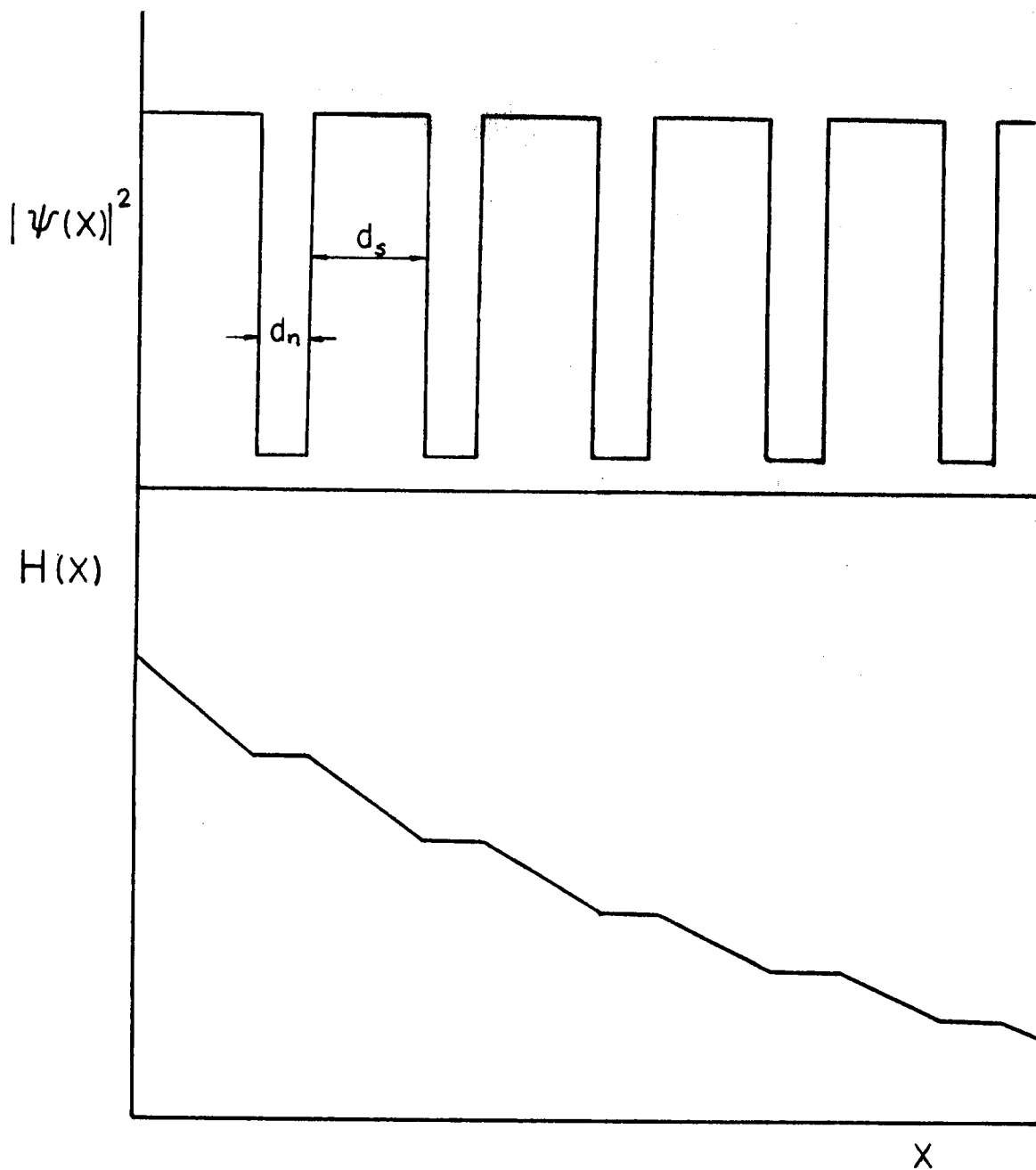


Figura V-2: Campo magnético y parametro de orden en función de la distancia de acuerdo al modelo propuesto en la referencia (57).

El modelo planteado no es la solución correcta a la ecuación de London. En el caso de tener un medio no homogéneo como el descrito, con λ dependiente de la posición, la ecuación de London debe plantearse de la siguiente forma⁽⁷⁹⁾:

$$\vec{\nabla} \times (\lambda^2(x) \cdot \vec{\nabla} \times \vec{H}) + \vec{H} = 0 \quad (V-12)$$

La solución para un sistema como el descrito se torna muy complicada, en consecuencia solo se describe la solución para una sola lámina del material normal. Para ello se resuelve la ecuación (V-12) en las zonas donde $\lambda(0)$ es constante y luego se empalman las soluciones imponiendo la continuidad de $\vec{H}(x)$ y $\vec{A}(x)$ (vector potencial). Además se impone que $\vec{H}(x=0)$ sea igual al campo aplicado. Las ecuaciones son del tipo exponencial siendo el exponente de la forma $\pm x/\lambda_i$, donde λ_i es la longitud de penetración en el medio i . Por otro lado se impone que en el interior del material haya efecto Meissner, esto hace que la exponencial positiva más interna tenga coeficiente nulo. El perfil de campo obtenido se grafica en la figura V-3. λ_2 es la longitud de penetración en el "normal" y λ_1 lo es en el superconductor, d_1 es la posición de la primera pared normal-superconductor y a el espesor de la zona normal. Los dos gráficos de la figura V-3 corresponden a dos valores de λ_2/λ_1 .

Con el $H(x)$ obtenido se puede calcular el valor de la longitud de penetración efectiva λ'

$$\lambda' = \lambda_1 \frac{\text{sh}\left(\frac{a}{\lambda_2}\right) \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \text{sh}\left(\frac{d_1}{\lambda_1}\right) + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \cosh\left(\frac{d_1}{\lambda_1}\right) \right) + e^{d_1/\lambda_1} \cosh\left(\frac{a}{\lambda_2}\right)}{\text{sh}\left(\frac{a}{\lambda_2}\right) \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \cosh\left(\frac{d_1}{\lambda_1}\right) + \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \text{sh}\left(\frac{d_1}{\lambda_1}\right) \right) + e^{d_1/\lambda_1} \cosh\left(\frac{a}{\lambda_2}\right)}$$

Para el límite $\lambda_2 \gg a$, esto se reduce a

$$\lambda' = \lambda_1 \frac{\frac{a}{\lambda_1} \cosh\left(\frac{d_1}{\lambda_1}\right) + e^{d_1/\lambda_1}}{\frac{a}{\lambda_1} \text{sh}\left(\frac{d_1}{\lambda_1}\right) + e^{d_1/\lambda_1}} \quad (V-13)$$

La solución para esta geometría, pero planteada en términos del modelo de la referencia (57) conduce al resultado

$$\lambda' = \lambda_1 \left(1 + \frac{a}{\lambda_1} e^{-d_1/\lambda_1} \right) \quad (V-14)$$

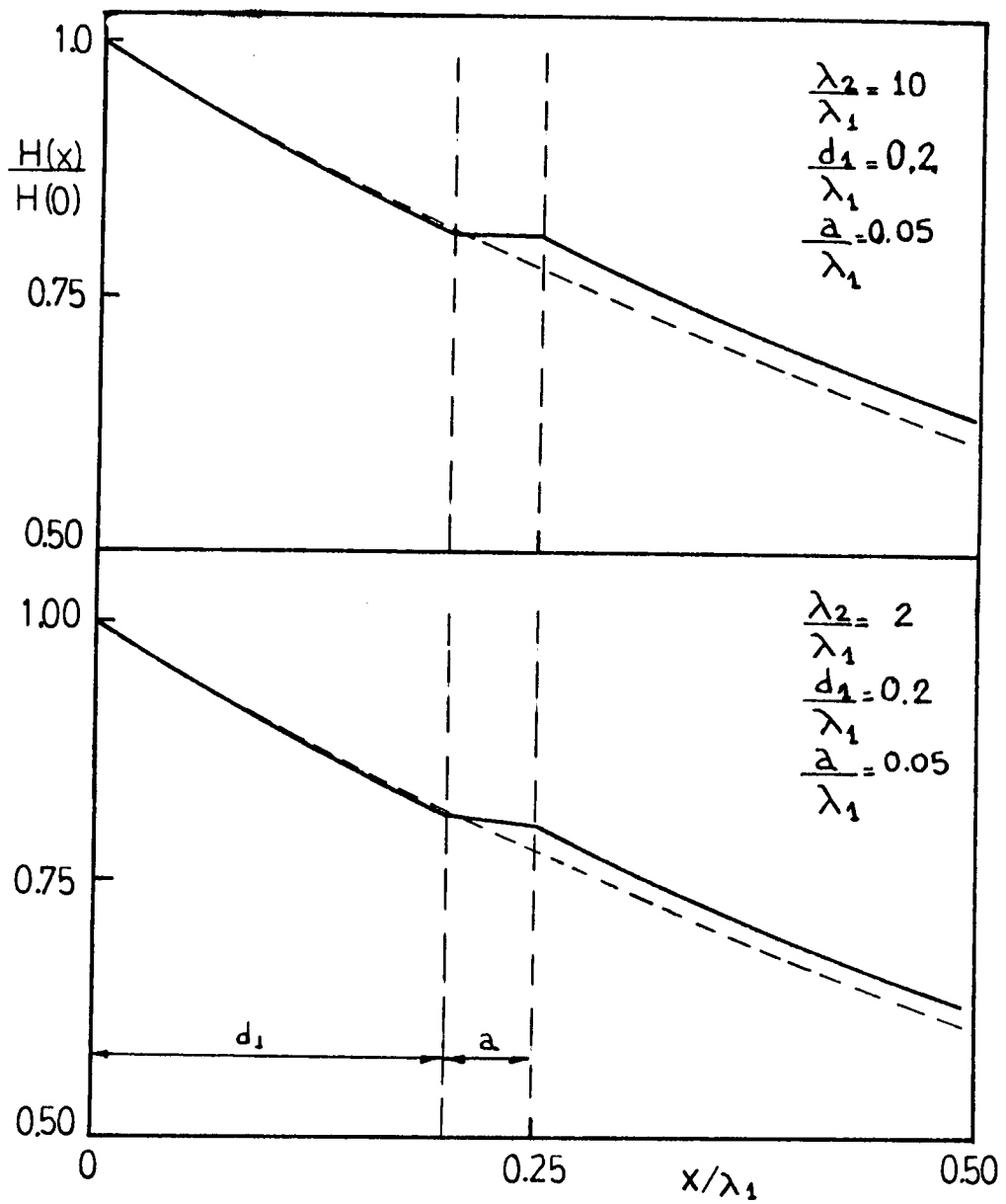


Figura V-3: Campo magnético en función de la distancia, resultante de resolver la ecuación (V-9), para dos medios con distintos λ . Los dos gráficos son para distintos valores de λ_2 , como se indica en la figura. (En línea de trazos se dibuja $H(x)$ correspondiente a un material homogéneo cuya longitud de penetración es λ_1).

La ecuación (V-13) se reduce a la (V-14) solo si se cumple que $d_1 \ll \lambda_1$ y $\delta \ll \lambda_1$. De lo contrario la longitud de penetración efectiva dada por (V-13) es siempre menor que la dada por (V-14).

Estas inhomogeneidades no modifican⁽⁶¹⁾ la dependencia en temperatura de $H_{c2}(t)$. Esto implica que las zonas superconductoras son más grandes que la longitud de coherencia, no obstante esta longitud es mucho menor que λ , por ende el sistema aún puede estar en el límite de $d_1 \ll \lambda_1$. Por otro lado es imposible evaluar cual es el tamaño de a , pero seguramente a es menor que λ_1 de lo contrario sería susceptible de ser detectado por rayos X.

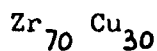
Nótese que en ambos modelos se ha tomado el parámetro de orden en las zonas normales de modo tal que sea finito, si esto no fuese así la medición de la magnetización en función de la temperatura sería irreversible.

El otro parámetro medido durante el recocido, H_1 , no se modifica entre $\zeta = 1$ y $\zeta = 0.9$. Pero para $\zeta < 0.9$ el H_1 aumenta, esto va en contra de los modelos propuestos dado que al tener zonas normales donde el parámetro de orden está deprimido, la formación de un vórtice en estas zonas cuesta menos energía, y en consecuencia H_1 debería disminuirse.

Es de interés observar la evolución de la dependencia en temperatura. Como se vió en el capítulo anterior el ajuste propuesto por el método de Valdrani para el caso del $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ dista mucho de ser aceptable, no obstante, a medida que se avanza en el recocido la dependencia en temperatura de $\lambda(t)$ se va modificando de modo tal que cuando ζ es aproximadamente 0.92 (figura IV-37), el ajuste mejora notablemente. Si se sigue avanzando en el recocido, este ajuste vuelve a empeorar tal como lo muestra la figura IV-40, correspondiente a un ζ de 0.76. Este ajuste puede mejorarse imponiendo, a medida que se avanza en el recocido, valores menores para el parámetro $2\Delta/kT_c$. Esto sería equivalente a decir que se está modificando el carácter del superconductor. Esto no es del todo cierto pues podría ocurrir que la formación de nuevas fases provoque modificaciones en la dependencia en temperatura de λ . En la figura V-3 se muestran los efectos de la variación de λ de la zona normal, entre uno y otro gráfico el parámetro de orden ha variado un factor 5, no produciendo ésto mayores efectos sobre el λ efectivo.

Para que los modelos propuestos para explicar el comportamiento de $\lambda(0)$, en su evolución con el recocido, sean realistas, es necesario dar una explicación a la evolución anterior y posterior a $\zeta = 0.9$. Si al formarse la nueva fase, las dimensiones de estas zonas son mucho más chicas que la longitud de penetración, su presencia no producirá modificaciones en λ por dos razones, la primera de ellas porque el efecto de proximidad va a ser muy efectivo y la segunda porque, tal como se ve en la figura V-3, las corrien-

tes superconductoras se modifican en distancias caracterizadas por el tamaño de la perturbación. Si los centros de nucleación van creciendo llega un momento en el cual éstos comienzan a tocarse, originándose zonas que van de lado a lado de la muestra, es decir percolando a través de ella. En estas condiciones se reproduce un sistema similar al propuesto por los modelos descritos anteriormente. Se debe tener en cuenta que los "filamentos" de la nueva fase no tienen porque ser todos paralelos a la superficie de las caras de la muestra, no obstante serán estas últimas las más efectivas en modificar el $\lambda(0)$. No queda claro que es lo que ocurre a posteriori de la brusca variación en el $\lambda(0)$, en términos de este modelo.



En este caso el comportamiento del λ en función de z sigue en buen acuerdo los valores predichos por la ecuación (II-57) como se puede observar en las figuras IV-45 y IV-46. Sin embargo en esta última figura se puede como el valor de $\lambda_1(0)$ se aparta fuertemente del valor medido para valores de $z < 0.9$, sin que esto se refleje en $\lambda_2(0)$. Al igual que lo que ocurre con las muestras de la serie La, esto implica que el espesor medido no se corresponde con el espesor de la zona superconductoras. Este hecho estaría asociado nuevamente a la formación de alguna fase en la superficie del material que no contribuye a la expulsión del flujo.

Otro hecho notable es la variación de la dependencia en temperatura de λ , como se puede observar en la figura IV-47. En este sentido el Zr₇₀ Cu₃₀ se comporta de manera análoga al La₇₀ Cu₃₀. Si bien el ajuste del gap experimental para la muestra vírgen es muy bueno, este se deteriora con los recocidos siempre que se siga utilizando un $2\Delta/kT_c = 3.8$. Este deterioro va en tal sentido de que puede ajustarse el gap obtenido usando un $2\Delta/kT_c$ más pequeño. Pero la evolución es tal que para $z = 0.86$, aún usando $2\Delta/kT_c = 3.4$, por debajo del valor predicho por BCS, el ajuste sigue siendo malo (figura V-4). Esto implica que durante el recocido, puede que no solo se modifique el carácter de la interacción electrón-fonón, sino que exista alguna perturbación adicional que modifique la dependencia en temperatura de λ .

El $H_1(t)$ en este caso no parece modificarse sustancialmente, tal como lo muestra la figura IV-51, esto está de acuerdo con lo predicho por la ecuación (V-9), al no haber modificaciones sustanciales de χ .

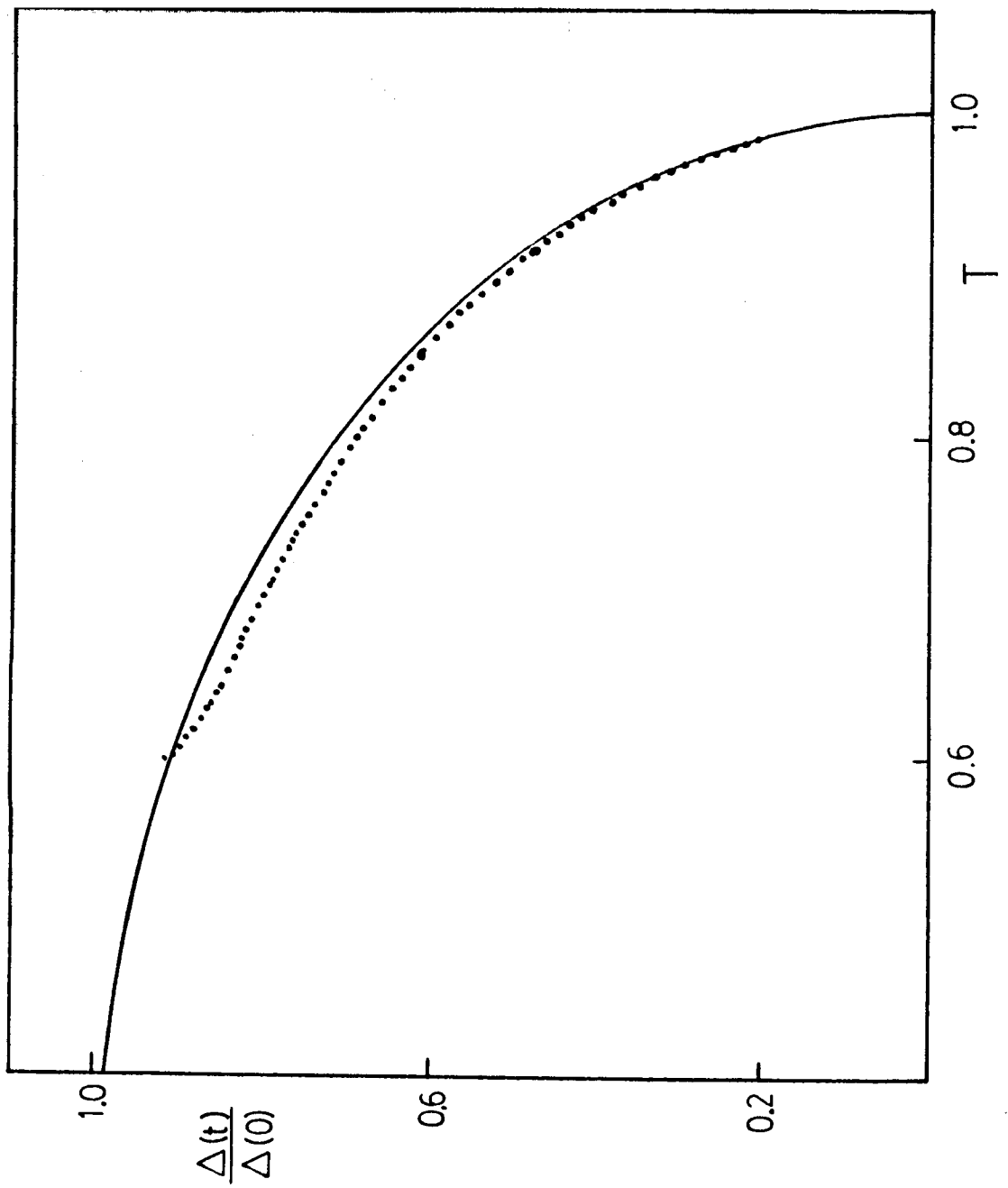


Figura V-4: Gap obtenido para una muestra de $Zr_{70}Cu_{30}$ recocida de modo que $Z = 0.88$. El $\frac{2\Delta}{kT_c}$ empleado fue de 3.4, menor que el predicho por BCS.

Se han presentado las mediciones de la longitud de penetración en distintos superconductores amorfos. Las mismas permiten determinar, a través de la dependencia en temperatura, la forma del gap superconductor que origina tal dependencia, suponiendo conocido el valor de este gap a temperatura nula. Los resultados obtenidos para las aleaciones del tipo $\text{La}_{1-x}\text{Ni}_x$, a excepción del $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$, muestran fuertes desviaciones respecto al comportamiento predicho por la teoría de BCS. Tal como se muestra en la figura V-1, la dependencia en temperatura de $\lambda(t)$ se asemeja en mucho a la dada por el modelo de los dos fluidos. Es posible que este comportamiento se encuentre asociado al que se observa en el Lantano puro⁽⁶⁴⁾ cuando se compara la dependencia en temperatura del campo crítico con las dependencias predichas por BCS y el modelo de los dos fluidos. En particular el $\text{La}_{70}\text{Al}_{30}$ no muestra este tipo de comportamiento, estando, el gap obtenido, en buen acuerdo con lo predicho por BCS. El $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ también muestra un excelente acuerdo con las predicciones de BCS cuando se utiliza el $\Delta(0)$ medido con calor específico⁽⁵⁾.

Las mediciones de $\lambda(0)$ en estos materiales permiten detectar la posible existencia de zonas no superconductoras en la superficie de las muestras, en el caso de las aleaciones de $\text{La}_{1-x}\text{Ni}_x$. Esto no ocurre en el $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ donde hay un buen acuerdo entre el valor obtenido para $\lambda(0)$ por medición de la expulsión de flujo y el medido suponiendo válido el modelo de los dos fluidos para Y mayor que 1.5. En ambos casos los valores medidos de $\lambda(0)$ coinciden con los que se obtienen de utilizar las ecuaciones de Gorkov conociendo el valor de la resistividad a 4K y la temperatura crítica de cada muestra. Sería de interés medir la longitud de penetración en alguno de estos superconductores variando la concentración del aleante. Como se sabe⁽⁵⁾ esto produce variaciones en la temperatura crítica y en la resistividad del amorfo, y en consecuencia se podría comprobar si aún bajo estas condiciones la expresión (II-57) sigue funcionando. Por otro lado al hacer este tipo de experimentos en las aleaciones de La se podría ver si cambios en la concentración del aleante modifican la dependencia en temperatura de λ .

Las mediciones de $\lambda(0)$ en el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ han permitido detectar la formación de una nueva fase en el seno de la matriz amorfa, cuando se efectúan tratamientos térmicos en el amorfo, esto está corroborado por las mediciones de resistividad en función del tiempo de recocido⁽¹⁰⁾. El cambio abrupto que tiene lugar en el $\lambda(0)$ en las proximidades de $Z=0.9$ posiblemente esté relacionado con la percolación de los centros de nucleación de la nueva fase.

La dependencia en temperatura del gap experimental al hacer el recocido, tanto en el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ como en el $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$, se ve modificada fuertemente, este hecho puede estar relacionado con una modificación en la interacción electrón-fonón, o bien con el efecto de proximidad debido a la aparición de una nueva fase. Respecto a este último punto no existe evidencia alguna de separación de fases en el $\text{Zr}_{70}\text{Cu}_{30}$ al hacer recocidos cuando se miran los diagramas de rayos X correspondientes⁽⁷⁶⁾, o las mediciones de otras propiedades físicas con recocido⁽⁵⁵⁾.

Los modelos propuestos para explicar el comportamiento de $\lambda(0)$ con recocido en el $\text{La}_{70}\text{Cu}_{30}$ requieren, para su verificación, un adecuado estudio de microscopía electrónica y rayos X de bajo ángulo para detectar zonas cuyo tamaño es del orden de unas decenas de Å.

APENDICE I

Listado del programa que se utilizó para la adquisición de los datos experimentales. El mismo es apto para ser utilizado en una computadora HP 9825-A. Las características generales del programa se detallan en el texto principal. En lo que va de la línea 74 a 79 el programa permite sumar n-veces la señal obtenida con la salida del SQUID a fondo de escala, de modo que cada vez que el instrumento hace un "Reset", manteniendo apretada la tecla "+", al tomar el próximo punto automáticamente suma esta cantidad.

```
0: dsp "Prender
equipos";stp
1: dim A[250],
B[250],C[40],
H[40],A#[250,
4],B#[250,4],F,
S,H
2: cll 'init'
3: cll 'equip'
4: cll 'dvm'(1,
7,1,1);wrt 730,
"TIMER0"
5: ent "Quiere
factor red.
flujo,1+Si",r1;
if r1#1;eto "N"
6: ent "Fact.sen
s. SQUID en
Volt/cuanto",r2
7: dsp "conecte
DVM+rampa;dispa
re rampa";stp
8: for I=1 to 40
9: cll 'med'
10: A#24*5.41e2+
C[I]
11: B/r2+H[I]
12: wait 700
13: next I
14: dsp "Esta
listo para cud.
minimo";stp
15: 0+r0+r1+r2+r
3+r4+r5+Z;cf#
1,2,7;sf# 6;
lkd
16: ent "PLOT?",
G;if fl#13=0;
cf# 6
17: ent "DECIMAL
PT.?",G;if
fl#13;cf# 13;
eto +0
18: if (G<0)+
(G>11);eto -1
19: fxd G;if
fl#6;eto "D"
20: fxd G;ent
"POINT PLOT?",
X;if fl#13;cf#
13;eto "D"
21: ent "PLOTTER
READY?",X;cf#
13;sf# 1
22: ent "X-MIN=?
",r10,"X-MAX=?"
,r11,"X-TIC
WIDTH=?",r16
23: ent "Y-MIN=?
",r13,"Y-MAX=?"
,r14,"Y-TIC
WIDTH=?",r17
24: ent "X-AXIS
DEC. PT.?",D;
if fl#13+(D<0)+
(D>11);cf# 13;
eto +0
25: ent "Y-AXIS
DEC. PT.?",E;
if fl#13+(E<0)+
(E>11);cf# 13;
eto +0
26: fxd D;r11-
r10+r18;r14-
r13+r19
27: scl r10-.4r1
8,r11+.1r18,
r13-.4r19,r14+
.1r19
28: oxe r10,r13,
```

```

r16+Z
29: ltr Z,r13-
.25r19,222;lbl
Z;Z+r16+Z;if
Z<=r11;sto +0
30: ltr r10+r16,
r13-.4r19,331
31: cfa 13;r13+
r17+Z;fxd E
32: ltr r10-.25r
18,Z,221;lbl Z;
Z+r17+Z;if Z<=r
14;sto +0
33: ltr r10-.3r1
8,r13+r17,332
34: cfa 13;ltr
r10,r13;if fl=2
;sto "RETURN"
35: "0":fxd G;
0+J
36: 1+J+J;if
J>40;sto "C"
37: HIJ1+X;if
J>40;sfa 13;if
fl=13;cfa 13;
sto "C"
38: C[J]+Y;if
J>40;sfa 13;if
fl=13;cfa 13;
sto +0
39: r0+1+r0;r1+
X+r1;r2+Y+r2;
r3+XX+r3;r4+
YY+r4;r5+XY+r5
40: if fl=1;ltr
X,Y,111;lbl "+
";pen
41: sto -5
42: "C":if fl=13
;cfa 13;sto "P"
43: "P":prt "***
*****"
44: r1/r0+r1;r2/
r0+r2;(r3-r0r1r
1)/(r0-1)+r3
45: (r4-r0r2r2)/
(r0-1)+r4;(r5-
r0r1r2)/(r0-
1)r3+B;r2-Br1+A
46: (r0-1)r4+r6;
B(r5-r0r1r2)+r7
;r6-r7+r8;r8/
(r0-2)+r9
47: fxd 0;prt "
NO.OF PAIRS",
r0;fxd G;prt "
CORR.COEF.",
B(r3/r4);sps 3

```

```

ION","RESULTS:"
;spc
49: prt "SLOPE",
B," STD.ERROR"
,r(r9/(r0-1)r3)
;spc
50: prt "INTERCE
PT",A," STD.ER
ROR",r(r9(1/r0+
r1r1/(r0-1)r3))
51: "PLOT":sps
3;ent "LINE
PLOT?",X;if
fl=13;cfa 13;
sto "AOV"
52: if fl=1;ent
"NEW LIMITS?",
X;if fl=13;cfa
13;sto +3
53: ent "PLOTTER
READY?",X;cfa
13
54: sfa 2;sto 7
55: ent "PEN
READY?",X;cfa
13
56: "RETURN":r10
+X;A+BX+Y;.01r1
8+Z;pen;plt X,
Y;X+Z+X
57: plt X,A+BX;
X+Z+X;if X<=r11
;if A+BX<=r14;
sto +0
58: ltr r10-.4r1
8,r13-.25r19,
221;lbl " Y= ";
lbl A;lbl "+
59: ltr r10-.25r
18,r13-.35r19,
221;lbl B;lbl
"X"
60: ltr r10,r13
61: stp
62: dsp "Camb.
conexiones,
DVM a LKI"
63: "N":ent "Fac
tor red. flujo"
,F
64: ent "Factor
sens. SQUID,en
volt/cuanto",r3
65: dsp "PLOTTER
READY";stp
66: flt 4;ent
"Campo aplicado
en Amp.",H

```

```

ar cont. y mida
"iste
68: for I=1 to
250
69: 0+A[I]+B[I]
70: next I
71: for I=1 to
250
72: cll 'med'
73: cll 'pol';
A+A[I]
74: rdi 4+r16;
rdi 4+r17;if
r16=r17;beep;
sto +2
75: sto +5
76: if r16=43;0+
10.05+0;sto +4
77: if r16=45;
sto +2
78: sto +2
79: 0-10.05+0
80: B*F/r3+0*F/
r3+B[I]
81: plt A[I],
B[I];pen
82: dsp A[I],
B[I],I;wait
2000
83: next I
84: ent "Medic.
terminada, dese
a almacenar?
1+Si",r15;if
r15#1;sto "L"
85: dsp "Almacen
a en split pres
ition";ste
86: flt 6
87: for J=1 to
250
88: fts (A[J])→A
#[J];fts (B[J])
→B#[J]
89: next J
90: ent "Que
file",r6,"Que
trak",r7
91: trk r7
92: rcf r6,A$,
B$,F,S,H
93: spc 1;prt
"H(Oe)",H*48,
"F",F
94: "L":ent "Qui
ere otro H o
graf. Fn. de y,
1+y",r8;if r8#1

```

```

95: "U":dsp "Gra
fico en Fn. de
y normal. en
flujo max.";
ste
96: spc 1;prt
"Max. Flujo",
max(B[*])
97: ent "flujo
max.",r9,"ent
temp. crit.",
r10,"num. datos
",N
98: "Y":ent "Qui
ere ejes,1+Si",
r13;if r13#1;
sto +4
99: dsp "PLOTTER
READY";ste
100: ent "max.
y",r11,"y tic
width",r12
101: scl 1,r11,
0,1;axe 1,0,
r12,.1
102: for I=1 to
N
103: plt 1/r(1-
(A[I]/r10)^4),
B[I]/r9;pen
104: next I
105: ent "QUIERE
almac.,1+SI,
Medir en OTRO
campo,2+SI",r14
106: if r14=1;
sto 85
107: if r14=2;
sto 64
108: ste
109: "init":
110: if p0=0;
rem 7;clr 7
111: fmt 9,f;
dev "clk",708+p
8,"ctr",725+p9,
"dm",722+p10,
"ptr",715+p11
112: dev "scn",
709+p12,"scn1",
710+p13,"scn2",
711+p14,"scn3",
712+p15
113: dev "Keit",
730+p16;8+p7
114: wtb p0;
rds(7,p3,p4,
p5)→p6;r0+2↑(p7

```

```

;1+p7→p7
115: if p7<17;
    sto -1
116: wtb "ptr.9"
    ,27,69
117: ret
118: "equip":
119: spc 3;prt
    "The present";
    prt "equipment
    list";spc 1
120: if bit(0,
    r0)=1;prt "5930
    9A ""clk""
121: if bit(1,
    r0)=1;prt "5328
    A ""ctr""
122: if bit(2,
    r0)=1;prt "3455
    A ""dvm""
123: if bit(3,
    r0)=1;prt "9871
    A ""ptr""
124: if bit(4,
    r0)=1;prt "3495
    A ""scn""
125: if bit(5,
    r0)=1;prt "3495
    A ""scn1""
126: if bit(6,
    r0)=1;prt "3495
    A ""scn2""
127: if bit(7,
    r0)=1;prt "3495
    A ""scn3""
128: if bit(8,
    r0)=1;prt "1740
    VM ""Keit""
129: spc 3
130: ret
131: "dvm":
132: 0→p5;fmt 9,
    f;clr "dvm";
    wrt "dvm.9",
    "T3"
133: if p1<1 or
    p1>5;1→p5;1→p1
134: if p2<1 or
    p2>7;p5+2→p5;
    7→p2
135: if p3<0 or
    p3>1;p5+4→p5;
    0→p3
136: if p4<0 or
    p4>1;p5+8→p5;
    0→p4
137: fmt 9,"F",
    f1.0,"R",f1.0;

```

```

f1.0
138: wrt "dvm.9"
    ,int(p1),int(p2
    ),int(p3),int(p
    4)
139: ret
140: "rdvm":
141: tra "dvm";
    fmt 9,f;red
    "dvm.9",p1
142: ret p1
143: "med":
144: cll 'rdvm'(
    A)
145: red 730,B
146: ret
147: "pol":
148: 742.513-
    758.385*A+27.92
    6*A↑2→A
149: if A<=330;
    sto +5
150: 1.005400833
    57-224.23137816
    9*(1/A)+2.27085
    099306e6*(1/
    A↑2)→p1
151: p1-2.058635
    95569e9*(1/A↑3)
    +1.03229600842e
    12*(1/A↑4)→p2
152: p2-2.983888
    20689e14*(1/
    A↑5)+4.69133638
    86e16*(1/A↑6)→p
    3
153: p3-3.141638
    78326e18*(1/
    A↑7)→T;sto +12
154: if A<=200;
    sto +5
155: -.032140408
    06+3.138698539e
    3*(1/A)-1.32443
    9286e6*(1/A↑2)→
    p1
156: p1+2.087426
    213e8*(1/A↑3)+
    5.864931373e10*
    (1/A↑4)→p2
157: p2-2.674612
    055e13*(1/A↑5)+
    3.637096614e15*
    (1/A↑6)→p3
158: p3-1.721302
    056e17*(1/A↑7)→
    T;sto +7
159: if A<=100;

```

```
160: -3.31165054  
1+3723.36305926  
*(1/A)-7.201079  
783e5*(1/A↑2)+p  
1  
161: p1+8.472514  
474e7*(1/A↑3)-  
5.112573899e9*  
(1/A↑4)+p2  
162: p2+1.242652  
32e11*(1/A↑5)+T  
;ato +3  
163: 5.387e1-  
2.0764*A+4.3165  
e-2*A↑2-4.9295e  
-4*A↑3+p1  
164: p1+3.0599e-  
6*A↑4-9.2211e-  
9*A↑5+9.2198e-  
12*A↑6+T  
165: T+A;ret  
#26010
```

APENDICE II

Listado del programa utilizado para procesar los datos experimentales utilizando el método de Waldram con $2\Delta/kT_c$ variable. El programa carga en los vectores G(I), L(I) y O(I) los datos del gap, temperatura reducida y longitud de penetración λ_L , respectivamente, extraídos de la tabla de B. Muhlschlegel, Z. Phys. 155, 313(1959).

```

0: dim A$(250,
4),B$(250,4),F,
S,H,A[90],B[90]
,U[90],Q[90]
1: dim W[200],
S[200],G[45],
L[45],O[45],
R[90]
2: dim E[50],
I[50]
3: trk 0
4: fdf 77;ldf
77,G[*],L[*],
O[*];dsp "Caraa
datos Mulschle
gel"
5: enp "what
file",r11,"what
track?",r20
6: trk r20
7: ldf r11,A$,
B$,F,S,H
8: enp "temp.
critica",r10
9: enp "Valor
2D/kTc=",r16;
stf(B$[1])>r36;
c11 'CALAM'
10: enp "Hest",
H;stf(A$[1])>A[
1];'fondo'(A[1]
)>F;prt "F ",F;
spc
11: for I=1 to
90
12: stf(A$[2I-
1])>A[I];A[I]/
r10>A[I]
13: stf(B$[2I-
1])>B[I];B[I]-
r36-'fondo'(A[
I]*r10)+F>B[I]
14: next I
15: enp "d/2l(0)
",U,"C",r1,"C'"
,r2,"data numbe
r?",r13;spc
16: "G":for I=r1
3 to 1 by -1
17: ((abs(B[I])+
r1+r2)/r1)^(2-
2)+U[I]
18: next I
19: stp
20: for I=r13
to 1 by -1
21: 1>A;5>B;.4>D
;.000001>E;12>M
22: U[I]^(1/
2)>0
23: c11 'ROOTS';
Q^(-2)>R[I]
24: next I
25: beep;wait
150;beep;stp
26: for Y=1 to
r13
27: R[Y]^(1/
2)>N
28: c11 'Lamda';
c11 'WALD'
29: plt A[Y],P;
pen
30: next Y
31: stp
32: "th":(exp(p1
)-exp(-p1))/
(exp(p1)+exp(-
p1))>p2
33: ret p2
34: "ROOTS":cfa
2;if A>B;sf9 2;
dsp "ILLEGAL
BOUNDS";ret
35: A>X;asb "EVA
L"
36: Y>F
37: if (A+D+A)>B

```

```

38: H→X; esb "EVH
L"
39: if (FY+Z)>0;
sto -3
40: if Z<0; sto +
3
41: if F=0; A-
D→X; F→Y
42: prt "X=", X;
"F(X)=", Y; spc ;
A+D→A; 1e-12→S;
sto +9
43: A-D→L; A→R;
0→C
44: (L+R)/2→X;
esb "EVAL"
45: if (C+1→C)>M
; sto +5
46: if abs(Y)<E;
0→Z; sto +2
47: if (FY+Z)>0;
X→L; sto -3
48: if Z=0; prt
"X=", X, "F(X)=",
Y; spc ; R-L→S;
sto +3
49: X→R; sto -5
50: R-L→S; (L+R)/
2→Q
51: sto -16
52: "EVAL":
53: X*'th'(U/X)/
'th'(U)-0→Y
54: ret
55: "CALAM":
56: for I=44 to
2 by -1
57: dsp " calcul
o de lamda infi
nito 'I[I]'"
58: (L[I]*'th'(r
16/2/2*L[I]/
G[I]))↑(-1/3)→I
[I]
59: next I
60: dsp "calcul
o de Lamdda eff.
'E[I]'"
61: for I=44 to
2 by -1
62: (L[I]*'th'(r
16/2/2*L[I]/
G[I]))↑(-1/2)→E
[I]
63: next I
64: sto 70
65: dsp "Calculo
Lamda London

```

```

66: for K=1 to
100
67: rW[K]→A; cll
'INTER'
68: S[K]↑(-1/
2)→O[K]; T→T[K]
69: next K
70: ret
71: "PLOT": dsp
"dibuja las #
lamdas en fn(T)
"
72: for I=7 to
50
73: plt G[I];
E[I]↑(-2)
74: next I
75: pen; sto
76: for I=45 to
2 by -1
77: plt T[I];
E[I]↑(-2)
78: next I
79: pen; sto
80: for I=45 to
2 by -1
81: 1/r(1-T[I]-
1)↑4)→Y; 1/r(1-
T[I]↑4)→Z
82: plt (Y+Z)/2,
(B[I-1]-B[I])/
(Y-Z)
83: next I
84: pen; ret
85: "INTER":
86: for J=7 to
49
87: if r16/2*
L[J]/G[J]<A; if
r16/2*L[J+1]/
G[J+1]>A; r16/
2→r16; sto +3
88: next J
89: ret T=0
90: G[J]+(G[J+
1]-G[J])/(r16*
(L[J+1]/G[J+1]-
L[J]/G[J]))*(A-
r16*L[J]/G[J])→
T
91: r16*2→r16;
ret T
92: for T=1 to
.01 by -.005
93: plt T, 1-T↑4
94: next T
95: pen; sto
96: "Lamda":

```

```

2 by -1
98: if N<E[K-1];
   if N>=E[K];sto
   +3
99: next K
100: ret
101: (G[K-1]-
   G[K])/(E[K-1]-
   E[K])*(N-E[K])+
   G[K]→T;dsp T;
   wait 200
102: ret T
103: "WALD":
104: for K=45
   to 2 by -1
105: if T<G[K-
   1];if T>=G[K];
   sto +3
106: next K
107: dsp "..??";
   wait 300;beep;
   ret
108: (L[K-1]-
   L[K])/(G[K-1]-
   G[K])*(T-G[K])+

```

```

109: P/T*A[Y]→P
110: ret P
111: "fondo":
112: -8.4558+
   10.17317p1-3.51
   324p1↑2+.5345p1
   ↑3-.0318p1↑4→p2
   ;p2*H*48→p2
113: ret p2
114: for I=1 to
   45
115: plt G[I],
   L[I]
116: next I
117: stp
118: for I=1 to
   r13
119: plt 1/Γ(1-
   A[I]↑4),U[I]↑(-
   1/2);pen
120: next I
121: stp
*18180

```

BIBLIOGRAFIA

- (1) Ver por ejemplo: Glassy Metals I, Ed. by J. Guntherodt and H. Beck (Springer-Verlog Berlin, 1981).
- (2) G. Bergmann: Phys. Rep. 27C, 159 (1976).
- (3) W. Johnson, en la referencia (↓) página 191.
- (4) W. Johnson, S. Poon and P. Duwez, Phys. Rev. B11, 150 (1975)
- (5) Ver por ejemplo: K. Samwer and H. V. Lohneysen, Phys. Rev. B26, 107 (1982).
- (6) L. Gorkov, Soviet Phys. JETP 10, 998 (1960).
- (7) J. Bardeen, L. Cooper and J. Schrieffer, Phys. Rev. 108, 1175 (1957).
- (8) M. Gershenson and W. Mc Lean, J. Low Temp. Phys. 47, 123 (1982).
- (9) P. Esquinazi, M. E. de la Cruz and F. de la Cruz, Física B+C, 1215 (1981).
- (10) P. Esquinazi, comunicación privada.
- (11) Una discusión completa sobre la longitud de penetración puede encontrarse en: M. Tinkham, "Introduction to Superconductivity", Mc Graw Hill.
- (12) En el desarrollo de este punto se ha seguido básicamente el libro citado en la referencia (11).
- (13) S. B. Nam, Phys. Rev. 156, 470: 487 (1967).
- (14) J. Swihart and W. Shaw, "Superconductivity", Ed. by F. Chittow (North-Holland, Amsterdam, 1971), 678.
- (15) H. Padamsee, J. Neighbor and C. Shiffman, J. Low Temp. Phys. 12, 387 (1973).
- (16) J. Swihart, IBM J. Res. Dev. 6, 14 (1962).
- (17) P. Vashishta and J. Carbotte, Solid State Comm. 11, 539 (1972); 8, 1661 (1970).
- (18) B. Geilikman and V. Kresin, Sov. Phys. Doklady 13, 1040 (1969).
- (19) I. Giaever and K. Megerle, Phys. Rev. 122, 1101 (1961).
- (20) N. Werthamer, "Superconductivity", Ed. by R. Parks (Marcel Dekker Inc., New York, 1969), 321.
- (21) E. Lynton, "Superconductivity", Ed. by B. Worsnop and G. Conn (Methuen, London, 1969), 19

- (22) H.Wuhl, A.Comberg and S.Ewert, Z.Physics B38, 83 (1980).
- (23) O.Bethoux, O.Laborde, J.Lasjounias and A.Ravex "Liquid Amorphous Metals IV" Grenoble (1980).
- (24) J.Carbotte and P.Vashishta, Phys. Lett. 33A, 227 (1970).
- (25) P.Epperlin, Physica B+C 108, 931 (1981).
- (26) D.Abraham, G.Deutscher, R.Rosenbaum and S.Wolf, J.Phys.(Paris) 39, C6-586 (1978).
- (27) A.Schawlow and G.Devlin, Phys.Rev. 113, 120 (1959).
- (28) M.Sarachik, R.L.Garwin and E.Erlbach, Phys.Rev. Lett. 4, 52 (1960).
- (29) E.Erlbach, R.L.Garwin and M.Sarachik, J.RES.DEV. 4, 107 (1960).
- (30) R.Gasparovic and W.Mc Lean, Phys.Rev. B2, 2519 (1970).
- (31) G.Peabody and R.Mersevey, Phys.Rev. B6, 2579 (1972).
- (32) B.Maxfield and W.Mc Lean, Phys.Rev. 139, A1515 (1965).
- (33) J.Waldram, Advan.Phys. 13, 1 (1964).
- (34) C.Varmazis, A.Joshi, T.Luhman and M.Strongin, Appl.Phys.Lett. 24, 394 (1974); y referencias incluidas en este trabajo.
- (35) W.Schwarz and J.Halbritter, J.Appl.Phys. 48, 4618 (1977); y referencias incluidas en este trabajo.
- (36) P.Tai, M.Beasley and M.Tinkham, "Low Temperature Physics-LT-13", Vol 3, Ed. by K.Timmerhaus (Plenum Press, New York, 1974), 740.
- (37) J.Halbritter, Solid State Comm. 34, 675 (1980).
- (38) J.Hauser, J.Low Temp.Phys. 7, 335 (1972).
- (39) R.Klemm, A.Luther and M.Beasley, Phys.Rev. B12, 877 (1975).
- (40) Groupe de Supraconductivité d'Orsay, "Quantum Fluids", Ed. by D.Brewer (North Holland, Amsterdam, 1966).
- (41) G.Deutscher and P.de Gennes, "Superconductivity", Ed. by R. Parks (Marcel Dekker Inc, New York, 1969), 1005.
- (42) J.Guimpel, Trabajo Especial, Instituto Balseiro (1981).
- (43) H.Tutzauer, P.Esquinazi, M.E. de la Cruz and F. de la Cruz, Rev.Sci.Instrum. 51, 546 (1980).
- (44) P.Esquinazi, Trabajo Especial, Instituto Balseiro (1979).

- (45) E.Godfrin, Trabajo Especial, Instituto Balseiro(1973).
- (46) J.Luzuriaga, Tesis Doctoral, Instituto Balseiro(1979).
- (47) Manual SQUID, S.H.E. Corporation(1980).
- (48) F.Grover, "Inductance Calculations" (D. Van Nostrand Company, 1946), 142.
- (49) W.H.Shull, D.Naugle, S.Poon and W.Johnson, Phys.Rev. B18, 3263(1978).
- (50) W.H.Shull and D.Naugle, Phys.Rev.Lett.39,1580(1977).
- (51) G. von Minningerode and K.Samwer, Physica 107 B+C, 1217 (1981).
- (52) T.Egami, J.of Mat.Sc. 13, 2587(1978).
- (53) U.Koste and U. Herold, en la referencia (1).
- (54) A.Drehman and W. Johnson, Phys. Stat. Sol.(a) 52, 499(1979).
- (55) P.Esquinazi, M.E.de la Cruz, F.de la Cruz and A.Ridner, a ser publicado en Solid State Comm.
- (56) H.Schink, R.van den Berg, G.Lecomte, X.Ding and H.V.Lohneysen, Solid State Comm.42,619(1982).
- (57) R.Arce, F.de la Cruz and H.Fink, Solid State Comm. 42,575 (1982).
- (58) R.Arce, F.de la Cruz and P.Esquinazi, Physica B+C 108,1253 (1981)
- (59) M.Benjacar, Comunicación privada.
- (60) S.Nanao, Y.Ohji, J.Sugiura and H.Ino, "Rapidly Quenched Metals III", Ed, by B.Cantor (The Metal Society, London, 1978) Vol 2, 48.
- (61) J.Luzuriaga, Comunicación privada.
- (62) I.Zolotukhin, I.Panteleyev and V.Miloshenko, Phys.Met.Metall. 50, 165(1980).
- (63) W. Johnson, S.Poon and P.Duwez, Phys.Rev.B11, 150(1975).
- (64) P.Pan, D.Finnemore, A.Bevolo, H.Shanks, B.Beaudry, F.Schmidt and G.Danielson, Phys Rev B21, 2809(1980).

- (65) W. McMillan, Phys. Rev. B167, 331(1968).
- (66) T. Chen, J. Chen, J. Leslie and J. Smith, Phys. Rev. Lett. 22, 526 (1969).
- (67) K. Bennemen and J. Garland, en "Superconductivity in d- and f-Band Metals", Ed. by D. Douglas (A.I.P., New York, 1972), 103.
- (68) W. Johnson, en "Superconductivity in d- and f- Band Metals", Ed. by W. Buckel and W. Weber, (Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe, 1982), 341.
- (69) P. Cote and L. Meisel, en la referencia (1).
- (70) E. Fawcett, J. Phys. Chem. Solids 18, 320(1961).
- (71) T. Berlincourt and R. Hake, Phys. Rev. 131, 140(1963).
- (72) P. Oelhafen, E. Hauser, H. Guntherodt and K. Benneman, Phys. Rev. Lett. 15, 1134(1979).
- (73) J. Hopfield, Phys. Rev. 186, 443(1969).
- (74) K. Gschneider, Solid State Phys. 16, 351(1964).
- (75) J. Lasjaunias and A. Ravex, Phys. Lett. 88A, 157(1982).
- (76) J. Guimpel, Comunicación privada.
- (77) K. Agyeman, R. Muller and C. Tsuei, Phys. Rev. B19, 193(1979).
- (78) A. Fetter and P. Hohenberg, "Superconductivity", Ed. by R. Parks (Marcel Dekker Inc, New York, 1969), 817.
- (79) L. Dobrosavljevic et P. de Gennes, Solid State Comm. 5, 177 (1967).

