

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1979

01.79.30

PROPIEDADES MAGNETICAS DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD  
DE SUPERFICIE

J. Luzuriaga

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

SAN CARLOS DE BARILOCHE

1 9 7 9

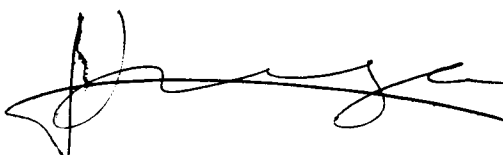
01.79.

PROPIEDADES MAGNETICAS DE LA SUPERCONDUCTIVIDAD  
DE SUPERFICIE

J. Luzuriaga

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. Javier Luzuriaga  
Doctorando

SAN CARLOS DE BARILOCHE

1 9 7 9

*A mis compañeros de la XVII<sup>ava</sup> promoción del  
Instituto Balseiro por el espíritu de amistad  
en que convivimos durante tres años y medio y  
que se mantiene cuando estamos desperdigados  
por el mundo.*

## AGRADECIMIENTOS

En el momento de decir ¡Por fin! y del suspiro de alivio por "sacarse de encima" la tesis, hay una única nube en el horizonte. Esta es la falta de una buena idea intuitiva, de un modelo "con los dedos", de la forma en que la conservación de impulso angular lleva a aumentar el flujo en el interior del Vórtice Gigante.

"German" Fink ha resuelto las ecuaciones y un problema que nos tuvo locos durante bastante tiempo, pero aun no tenemos una imagen mental -fórmulas aparte- de lo que pasa. Y no es por no haberla buscado. Bastante esfuerzo se ha puesto en ello, y de las múltiples discusiones sobre éste y otros temas es que aprendí gran parte de la poca Física que sé.

Por todo lo discutido, aprendido y convivido en el Grupo de Bajas Temperaturas del CAB quiero manifestar mi profundo agradecimiento a todos sus miembros:

A Heriberto Tutzauer, Ricardo Scotti y Sergio Trochine por haber arreglado las cosas que rompí n veces (¡y bien que me verduguearon por eso!), a María Helena Porta de la Cruz, Verónica Grunfeld, Ernesto Martínez, Alberto Ridner, Julian Sereni, Oscar Bressan por mil y una cositas que me han ido enseñando y a la gente que vino de lejos, en especial Herman Fink y Brooke Gregory que han hecho mucho por este trabajo.

Tengo una deuda de gratitud especial con Paco de la Cruz por el entusiasmo y dedicación contagiosos que ha puesto en dirigir esta tesis.

Hay muchas personas más, demasiado numerosas para nombrar, y otras que colaboran en forma indirecta pero sumamente importante para que trabajos como éste puedan realizarse. A ellos también quiero expresarles mi agradecimiento.

## RESUMEN

Se presentan mediciones directas, efectuadas con un magnetómetro cuántico (SQUID), de la magnetización debida a la capa superconductora de superficie en aleaciones de Plomo-Talio con parámetro de Ginzburg y Landau  $\kappa = 0.42$ . Las mediciones se efectúan variando la temperatura a campo magnético constante. Se observan dos comportamientos distintos de acuerdo a la geometría de la capa superficial. Esta puede ser de dos tipos: a) Con un campo axial en una muestra cilíndrica, cuyo interior permanece normal. En este caso la región superconductora es múltiplemente conexa. b) Depositando cromo electrolíticamente sobre una región de la muestra, se suprime la capa superconductora por efecto de proximidad en la zona cromada. De esta forma la zona cromada superconductora no rodea toda la muestra y es simplemente conexa. En muestras donde la capa es simplemente conexa la magnetización es reversible y se mide una variación de flujo correspondiente a la expulsión del campo en la zona donde está la muestra al ir disminuyendo la temperatura. Si la capa es múltiplemente conexa pueden observarse irreversibilidades si se permite que se induzcan corrientes alrededor del anillo superconductor, y además, el flujo medido al ir disminuyendo la temperatura, corresponde primero a una expulsión de flujo en la zona de la muestra y luego a una acumulación de flujo dentro del anillo. Si no hay corrientes inducidas, esta señal de magnetización es reversible. Se presenta un tratamiento teórico, debido a H.J. Fink, donde se deducen las características principales de la magnetización cuando la capa superconductora es múltiplemente conexa. Se ve que la diferencia con el caso simplemente conexo proviene de imponer la "conservación del fluxoide" en el superconductor, o lo que es lo mismo, la conservación de impulso angular de los electrones superconductores.

## ABSTRACT

Direct measurements of the magnetization of the superconducting surface sheath, on Lead-Thalium alloys whose Ginzburg Landau  $\kappa$ -value is larger than 0.42 were performed. A SQUID magnetometer was used for detecting changes in flux as the temperature was swept at a constant magnetic field. The behaviour observed was different according to the geometry of the sample, which can be of two kinds: a) If the magnetic field was parallel to the axis of a cylindrical sample the superconducting surface sheath had the form of a ring, and the bulk of the material inside it was in the normal state. In this case the sheath was multiply connected. b) If chrome was electrochemically deposited on a region of the sample, the sheath was suppressed in that region by the presence of the normal metal. In this way, the sheath did not surround the sample completely and it was singly connected. In samples with a singly connected surface sheath, magnetization measurements showed a reversible behaviour, and the magnetic flux was expelled from the region of the sample if the temperature was decreased. If the sheath was multiply connected an irreversible behaviour could be observed if persistent currents around the sheath were induced. When measuring the flux change in the region of the sample while cooling, first an expulsion of flux was observed, and below a certain temperature, flux was seen to increase inside the ring formed by the sheath. If no currents were induced round the sheath the magnetization observed was reversible. A theory due to H.J. Fink, which predicts the main features of the magnetization observed in a multiply connected sheath, is presented. It can be seen that the difference between the multiply connected and the simply connected cases arises because in the former the condition of flux quantization has to be imposed.

## INDICE

I.	INTRODUCCION	1
II.	TEORIA	5
III.	SISTEMA DE MEDICION	22
	A) Descripción del Equipo	22
	i) General	22
	ii) Soporte de la muestra	23
	iii) Transformador	24
	iv) Blindajes Magnéticos	25
	v) Electrónica utilizada	25
	B) Calibraciones	27
	i) Calibración del termómetro	27
	ii) Calibración del imán	31
	iii) Calibración del transformador	33
	C) Funcionamiento del Equipo	40
	i) Control de temperatura	40
	ii) Señal sin muestra	42
IV.	EXPERIMENTOS	44
	i) Preparación de las muestras	44
	ii) Resultados experimentales	46
V.	DISCUSION	54
	REFERENCIAS	59

## I. INTRODUCCION

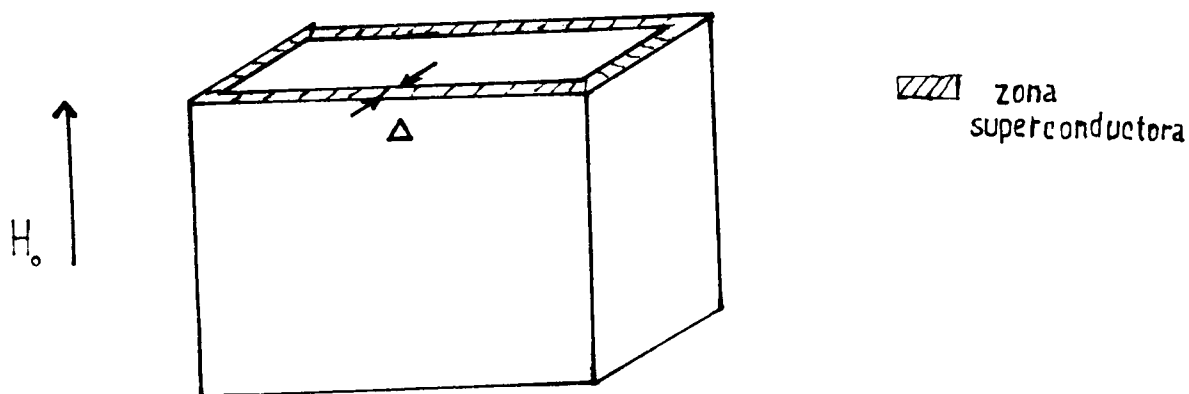
Se presenta el resultado de mediciones de magnetización debida a la capa superconductor superficial, en superconductores tipo II y de tipo I con parámetro de Ginzburg y Landau (GL)<sup>1/</sup>,  $\kappa$ , tal que  $\kappa > 0.42$ .

La existencia de una capa superficial en este tipo de superconductores fue predicha por Saint-James y de Gennes<sup>2/</sup> y confirmada experimentalmente en diversas formas<sup>3/</sup>. Saint-James y de Gennes encontraron que en un superconductor con  $\kappa > 0.42$ , si se aplica un campo magnético paralelo a una interfase aislador-superconductor, la superconductividad se nuclea a temperaturas más altas cerca de la superficie que en el interior del superconductor. Se puede definir así una temperatura de nucleación "de superficie"  $T_3(H)$  que es función del campo aplicado. Por supuesto, se puede definir a la inversa un campo de nucleación  $Hc_3(T)$  que es función de temperatura. Se encuentra<sup>2/</sup> que  $Hc_3(T)$  es proporcional al campo de nucleación del estado de vórtices (o de Shubnikov)  $Hc_2$ :  $Hc_3(T) = 1.69Hc_2(T)$ . Por lo tanto, la capa superconductor existe en superconductores tipo II cuando el campo aplicado  $H$  es tal que  $Hc_2(T) < H < 1.69Hc_2(T)$ . En superconductores tipo I puede observarse cuando  $H_c(T) < H < 1.69Hc_2(T)$ , donde  $H_c(T)$  es el campo crítico termodinámico del material. Como  $Hc_2(T) = \sqrt{2} \kappa H_c(T)$ , para que se nuclée superconductividad en la superficie debe ser  $Hc_3 > H_c$  o sea  $\kappa > (1.69\sqrt{2})^{-1} \approx 0.42$ . Por debajo de  $Hc_2$  ó  $H_c$  el material está en el estado de vórtices o en estado Meissner. Es interesante notar que la solución de Saint-James y de Gennes predice  $Hc_3 > Hc_2$  sólo si la interfase es tal que no puede haber corrientes perpendiculares a la superficie. Esto hace que si se reemplaza la interfase aislador-superconductor por una metal normal-superconductor, no exista capa superficial. Experimentalmente, esto permite "suprimir" la capa superconductor en alguna región de la muestra, simplemente depositando una capa de metal normal sobre la superficie.



Fink y Kessinger<sup>4/</sup> han obtenido una solución exacta para los parámetros superconductores (parámetro de orden, magnetización, corrientes superconductoras, espesor) de la capa de superficie considerando un espacio superconductor semi-infinito con  $H$  paralelo a la interfase superconductor-vacío.

La magnetización no había sido medida hasta el presente en forma directa y detallada, debido a que el ancho de la zona superconductora en la superficie es muy pequeño; del orden de la longitud de coherencia  $\xi$  del material<sup>4/</sup>. En efecto, si se considera una muestra en forma de lámina, con el campo paralelo a una de sus caras, cuando la muestra entra en el estado de superconductividad de superficie, el flujo magnético  $\phi$  que la atraviesa cambiará en  $\Delta\phi \approx 4\pi\chi H_0 L\Delta$ ; donde  $\chi$  = susceptibilidad de la zona superconductora,  $H_0$  = campo aplicado,  $L$  = perímetro de la cara de la muestra perpendicular al campo y  $\Delta$  = ancho de la zona superconductora.



Se puede estimar un límite superior de  $\Delta\phi$  si se supone  $\Delta \approx \xi \approx 1.000 \text{ \AA}$  en una aleación Pb Tl;  $L \approx 2 \text{ cm}$ ;  $H_0 \approx 300 \text{ Oe}$  y suponemos que en la zona superconductora hay un "efecto Meissner" casi completo, o sea  $\chi = -\frac{1}{4\pi}$ . Esto implica que  $\Delta\phi = 6 \times 10^{-3} \text{ G cm}^2$ . Esta es una magnitud difícil de medir, con la precisión suficiente, utilizando un magnetómetro convencional, pero fácilmente medible con un magnetómetro cuántico (SQUID) que detecta cambios de flujo magnético del orden de

décimos de "cuanto de flujo":  $\phi_0 = 2 \times 10^{-7} \text{G cm}^2$ . Utilizándolo con un transformador superconductor, tal como se describe en el presente trabajo, se reduce la sensibilidad en un factor 50 aproximadamente, la cual es suficiente para medir el cambio de flujo  $\Delta\phi$  producido al nuclearse la capa superconductora de superficie.

Otros autores han realizado mediciones indirectas de la magnetización<sup>5/</sup>; y también ha habido mediciones directas, aunque no sistemáticas<sup>6/</sup>.

Joseph et al.<sup>5/</sup> miden el torque sobre un lámina cuando se barre el campo, y obtienen resultados de magnetización que son irreversibles al invertir la dirección de barrido del campo. Para explicar las irreversibilidades proponen un modelo de vórtices en la zona superficial, que serían paralelos al campo y estarían "anclados" por bordes de grano, impurezas u otros centros de anclaje y serían los responsables de la irreversibilidad al moverse en contra de la resistencia efectuada por estos centros de anclaje. Sin embargo, en base a las mediciones directas presentadas aquí y publicadas anteriormente<sup>7/</sup>, creemos que las irreversibilidades pueden ser debidas al carácter múltiplemente conexo de la superficie y al hecho de que al barrer campo se pueden inducir corrientes que excedan la corriente crítica en el "anillo" superconductor que forma la capa superficial alrededor del núcleo del material que permanece normal. El comportamiento irreversible debido a corrientes inducidas ha sido observado<sup>8,9/</sup> pero desaparece si se impide que puedan establecerse corrientes superconductoras alrededor de la muestra<sup>7/</sup>. En la sección VI se presentan los argumentos que nos llevan a esas suposiciones. El comportamiento irreversible es explicado por Fink y Presson<sup>10,11/</sup> por medio del concepto de "vórtice gigante".

Gollub et al.<sup>6/</sup>, por su parte, han realizado mediciones con un dispositivo similar al descrito aquí y observan irreversibilidades al barrer temperatura a campo fijo. De hecho sus curvas experimentales son muy similares a las presentadas aquí, pero en 6/ no se ha hecho un estudio sistemático ya que

los autores estaban interesados en medir las fluctuaciones del interior del material y no la superconductividad en la superficie. Se limita a demostrar que el efecto es superficial, puesto que desaparece al depositar un material normal en la superficie, y no ofrecen una explicación de lo observado.

Las mediciones presentadas en este trabajo, muestran que la magnetización de la capa superconductora es intrínsecamente reversible. Es reversible también cuando la capa es múltiplemente conexa, pero el comportamiento es cualitativamente distinto y aparecen irreversibilidades si al barrer temperatura desde  $T > T_3(H)$  se llega a la zona en que existe estado Meissner o estado de vórtices. En este caso, al volver a subir la temperatura, la magnetización no es la misma que al bajar la temperatura.

El comportamiento observado es descrito en sus características fundamentales, utilizando el concepto de "vórtice gigante". La teoría<sup>12/</sup> es obra de H.J. Fink y en la siguiente sección se presenta un desarrollo de la misma.

## II. TEORIA

Se utiliza la teoría de Ginzburg y Landau<sup>1/</sup> para estudiar el comportamiento de un cilindro de material superconductor, con parámetro de GL,  $\kappa$  tal que  $\kappa = 0.42$ , en un campo magnético axial. Cuando el valor del campo magnético  $H_0$  es tal que  $H_{c2}(T) < H_0 < H_{c3}(T)$  en superconductores tipo II, o  $H_c(T) < H_0 < H_{c3}(T)$  en superconductores tipo I, existe una capa superconductora superficial<sup>2/</sup> que, debido a la geometría del sistema, forma un anillo de espesor del orden de la longitud de coherencia<sup>4/</sup> alrededor del cilindro. El núcleo del cilindro permanecerá en estado normal, hasta que sea  $H_0 = H_{c2}(T)$  ó  $H_0 = H_c(T)$ .

El parámetro de orden de la teoría de GL es una cantidad compleja

$$\psi = |\psi| e^{i\chi} \quad (1.a)$$

que en este caso particular puede ser escrita en coordenadas cilíndricas con el origen en el eje del cilindro:

$$\psi(r, \theta) = \psi(r) e^{-ib\theta} \quad (1.b)$$

El cilindro se supone infinito y, al ser  $\vec{H}_0 = \hat{z}H_0$ ,  $\psi$  no es función de  $z$ . El cuadrado del parámetro de orden es la densidad de electrones superconductores  $n_s$ ;  $|\psi|^2 = n_s$ .

Para que  $\psi$  sea univaluada,  $b$  debe ser un número entero y debe cumplirse la condición de cuantización del fluxoide.

Puede utilizarse el operador velocidad

$$\vec{v}_s = \left[ -\frac{1}{m^*} \right] \left( i\hbar \vec{\nabla} + \frac{e^*}{c} \vec{A} \right) \quad (2)$$

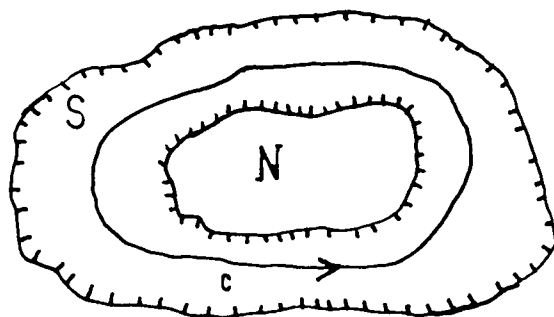
para calcular la velocidad del superfluido mediante (1.a) y obtener la densidad de corriente  $j_s$ , donde  $e^*$  y  $m^*$  son la carga y masa efectiva de las partículas del superfluido. GL no especifican la naturaleza de dichas partículas, pero teniendo en cuenta la teoría microscópica se puede poner  $e^* = 2e$ ,  $e =$  carga del electrón.  $\vec{A}$  es el potencial vector del campo magnético.

$$\vec{j}_s = n_s e \vec{v}_s = \frac{n_s e^*}{m^*} (\hbar \vec{\nabla} \chi - \frac{e^*}{c} \vec{A}) \quad (3)$$

despejando  $\vec{\nabla} \chi$  en función de variables electrodinámicas:

$$\vec{\nabla} \chi = \frac{e^*}{\hbar c} \left( \frac{m^* c}{n_s e^{*2}} \vec{j}_s + \vec{A} \right) \quad (4)$$

Se considera un superconductor con un agujero en el centro, o un anillo de zona superconductora en la superficie de un cilindro en estado normal, tal como se presenta en los experimentos aquí discutidos:



La fase  $\chi$  en una muestra múltiplemente conexa no necesita ser simplemente valuada. Si en la figura, nos movemos a lo largo de la curva  $C$ , al ser  $\chi$  una fase, se puede aumentar su valor en  $2\pi n$ , sin alterar para nada el valor de  $\Psi$  que según (1.a) sigue siendo univaluada si  $n$  es entero. Por lo tanto, si se da una vuelta alrededor de  $C$ , hay que pedir solamente que

$$\oint_C \vec{\nabla} \chi \cdot d\vec{\ell} = 2\pi n \quad (5)$$

Si se deforma infinitesimalmente en forma continua el contorno de integración  $C$ , se debe obtener el mismo valor de  $n$  en (5); y como cualquier contorno dentro del superconductor puede ser obtenido deformando  $C$  en forma continua,  $n$  no es una cantidad que dependa de  $C$ , y es por lo tanto característico del agujero. Es de notar que si no existiera el agujero, se

podría deformar continuamente C hasta que fuese tan chico como se quisiera. Entonces (5) se cumpliría sólo si  $\nabla\chi \rightarrow \infty$  ó  $n = 0$ . Como  $\Psi$  debe ser analítica el único valor posible de n es cero, lo cual se cumple para cualquier superconductor simplemente conexo.

Si se utiliza la ecuación (5) junto con la (1.b) se obtiene

$$\oint \vec{\nabla}\chi \cdot d\vec{\ell} = \oint b d\theta = 2\pi b \quad \text{o sea que } b = \text{entero para que la}$$

función de onda (1.b) sea univaluada. Se considera que  $\chi$  no tiene dependencia en r, puesto que no hay corrientes en dirección radial, y el campo está en dirección z, con lo cual  $\vec{A} = A \hat{\theta}$ . En la ref. 13/ se encuentra una demostración de que en un campo longitudinal y con simetría cilíndrica la solución de las ecuaciones de GL es tal que  $\chi \neq \chi(r)$ .

Utilizando (4) y (5) se obtiene la condición de cuantización del fluxoide:

$$\frac{m^*c}{n_s e^*2} \int \vec{j}_s \cdot d\vec{\ell} + \oint \vec{A} \cdot d\vec{\ell} = b \frac{\hbar c}{e^*} 2\pi = b\phi_0 \quad (6.a)$$

donde  $\phi_0 = \frac{\hbar c}{2e} = 2.07 \times 10^{-7} \text{G cm}^2$  es el cuanto de flujo.

Utilizando el teorema de Stokes:

$$\int \vec{A} \cdot d\vec{\ell} = \iint_{\text{Sup.}} \vec{\nabla} \times \vec{A} \cdot d\vec{\sigma} = \iint_{\text{Sup.}} B d\sigma = \phi \quad (7)$$

donde  $\phi$  es el flujo concadenado por el circuito de integración. Esto da una condición para el flujo que se observa dentro de un contorno dado:

$$b\phi_0 = (\phi_a + \Delta\phi) + \oint \frac{m^*c}{4n_s e^*2} \vec{j}_s \cdot d\vec{\ell} \quad (6.b)$$

donde el flujo magnético se ha desdoblado en dos partes, una que corresponde al flujo que habría sin superconductor ( $\phi_a = H_0 R^2$  en el caso de un contorno circular de radio R y campo aplicado  $H_0$ ), y  $\Delta\phi$  es la modificación debida a que está presente el superconductor.

La ecuación (6.b) puede interpretarse también como una ecuación de conservación de impulso angular, ya que puede ser obtenida pidiendo que el impulso angular total esté cuantificado <sup>14/</sup>.

En este caso, se puede pensar que el anillo superconductor en la superficie está caracterizado por un determinado número cuántico  $b$ , que expresa el número de fluxoides encerrado o el "estado de impulso angular" del sistema. La conservación de dicho número cuántico puede llegar a ser más fuerte que la condición de mínima energía libre en el equilibrio, y por lo tanto el sistema adoptará la mínima energía libre compatible con la condición (6.b).

Interesa estudiar la situación experimental, es decir, conocer  $\Delta\phi$  al variar la temperatura  $T$ . Los resultados experimentales indican que al invertir la dirección de barrido de la temperatura,  $\Delta\phi$  es el mismo, siempre que no se entre en la zona Meissner o la de vórtices. Esto parecería indicar que el sistema adopta un número cuántico  $b$  al pasar del estado normal al de superconductividad de superficie y que se mantiene en él mientras existe la capa superficial sola. En efecto, si el sistema transicionara de un valor  $b$  a otro, al cambiar la dirección del barrido en temperatura habría irreversibilidades al efectuarse las transiciones inversas, como se observa al barrer campo 15,8/.

En lo que sigue se supondrá que  $b$  es constante, desde  $T = T_3(H) : T_3$  hasta que  $T$  sea tal que  $H_0 < H_{c2}(T)$  ó  $H_0 < H_c(T)$ .

Escribimos las ecuaciones de GL:

$$\xi^2 \nabla^2 F = (F^2 + Q^2 - 1)F \quad (8)$$

$$\lambda^2 \nabla \times \nabla \times \vec{Q} = -\vec{Q} F^2 = \frac{4\pi}{c} \frac{2\pi\xi}{\phi_0} \lambda^2 \vec{j} \quad (9)$$

con las definiciones:  $F(r) = \frac{\psi}{|\psi_m|}$  (10)

$$Q(r) = \xi \left\{ \frac{e}{hc} \vec{\lambda} + \vec{\nabla} \chi \right\} \quad (11)$$

donde  $|\psi_m|$  es el parámetro de orden a campo nulo,  $\xi$  longitud de coherencia y  $\lambda$  longitud de penetración del material.

La longitud de penetración  $\lambda$  está definida 16/ como

$$\lambda^2 = \frac{1}{16\pi} \frac{m c^2}{e^2 n_s(0)} \quad (12)$$

donde  $n_s(0) = |\psi_m|^2$  es el número de electrones superconductores a campo nulo, con lo que (6.b) puede ser escrita:

$$b\phi_0 = (\phi_a + \Lambda\phi) + \frac{4\pi}{c} \lambda^2 \int \frac{1}{R} (\vec{j} \cdot d\vec{\ell}) \quad (6.c)$$

y utilizando (5):

$$N = \frac{\Delta\phi}{\phi_0} = -\left(\frac{\phi_a}{\phi_0} - b\right) + \frac{1}{2\pi\xi} \int \vec{Q} \cdot d\vec{\ell} \quad (6.d)$$

Integrando en el contorno del cilindro, cuyo radio exterior es  $R$ ; y como  $\vec{Q} = \hat{\theta} Q(r)$  en el caso de geometría cilíndrica:

$$N = -\left(\frac{\phi_a}{\phi_0} - b\right) + \frac{R}{\xi} q \quad (6.e)$$

donde hemos definido  $q = Q(R)$ .  $N$  es la variación de flujo que se mediría desde fuera del cilindro al variar temperatura (en número de cuantos de flujo);  $\phi_a = H_0 \pi R^2$  no varía en nuestros experimentos, y tanto  $q$  como  $\xi$  son función de temperatura. De la definición de  $q$  se ve que está relacionado con el operador velocidad (ec. (2)), y es proporcional a la "velocidad del superfluido" en la superficie.

Conocidos  $b$  y  $q$ , la ecuación de conservación de flujo indica cuál será el cambio de flujo  $N$  medido. A continuación se utilizan las ecuaciones de GL para obtener  $b$ ,  $f$  y  $q$ .

Se supone el potencial vector de la forma:

$$A_\theta = \frac{1}{2} \left[ H_0 r + Hc \frac{R^2}{r} \mathcal{P}(r) \right] \quad (13)$$

donde  $\mathcal{P}(r)$  es una función a determinar en lo que sigue.

Aplicando (13) en la definición de  $Q$  (ec. 11)

$$Q(r) = \frac{\xi}{r} \left( \frac{\phi_a(r)}{\phi_0} - b + \frac{\Delta\phi(r)}{\phi_0} \right) \quad (14)$$

donde  $\phi_a(r) = \pi r^2 H_0$  es el flujo aplicado sobre un área de radio  $r$  y  $\Delta\phi(r)$  es el flujo "en exceso" consecuencia de la presencia del superconductor sobre la misma área.

De la ecuación  $\vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{H}$  (se supone  $\mu = 1$ ), se obtiene para la componente  $z$  del campo magnético local:

$$H(r) = H_0 + Hc \frac{R^2}{2r} \frac{d\mathcal{P}}{dr} \quad (15)$$



Integrando sobre el cilindro y restando el flujo aplicado:

$$\Delta\phi = 2\pi \int_0^R (H(r) - H_0) r dr = \pi R^2 H_c \mathcal{G}(R) \quad (16)$$

Definiendo  $h = \frac{H(r)}{H_c}$ ;  $h_0 = \frac{H_0}{H_c}$ ; escribiendo (8) y (9) en coordenadas cilíndricas  $(r, \theta, z)$  y reordenándolas mediante (14) y (15) se obtiene:

$$\frac{1}{2}r^2 \frac{d}{dr} (h^2 - h_0^2) = \frac{d}{dr} (r^2 Q^2 F^2) - \xi^2 \frac{d}{dr} \left( r \frac{dF}{dr} \right)^2 - r^2 (1 - F^2) \frac{dF^2}{dr} \quad (17)$$

Se integra entre  $r = 0$  y  $r = R$  con las condiciones de contorno:

$$\left. \frac{dF}{dr} \right|_{r=0} = 0$$

$$F(0) = 0$$

$$\left( r Q F \right)_{r=0} = 0$$

Esto equivale a suponer que en el centro del cilindro no existe superconductividad, lo cual es razonable, porque el radio es mucho menor que la longitud de coherencia, que es la longitud característica de variación de la zona superconductora.  $H(R) = H_0$ , porque la componente tangencial del campo magnético debe ser continua.

$\left. \frac{dF}{dr} \right|_{r=0} = 0$  para que la corriente perpendicular a la superficie sea cero.

La diferencia con un superconductor simplemente conexo es que en ese caso el campo en  $r = 0$  es  $H_0$ . En el caso múltiplemente conexo, al existir la posibilidad de que se induzcan corrientes superconductoras alrededor del cilindro, el campo en el interior puede ser distinto al del exterior. El campo en el interior se ajusta de tal manera que pueda cumplirse la ecuación (6.d).

Haciendo la integral y utilizando (16) y las definiciones  $f \equiv F(R)$  y  $q \equiv Q(R)$  se obtiene:

$$\frac{1}{R^2} \left[ \int_0^R (h - h_0)^2 r dr - \int_0^R F^4 r dr \right] + \frac{2}{R^2} \int_0^R F^2 r dr + \sqrt{2} \frac{2\lambda}{R} \frac{i}{R} h_0 N + f^2 \left[ q^2 + \frac{1}{2} f^2 - 1 \right] = 0 \quad (18)$$

Los dos primeros términos son un medio de la diferencia de energía libre de Gibbs entre el estado normal  $G_n$  y el de vórtice gigante  $G_s$  (Ec. 3 de la referencia 11/) o sea

$$\frac{1}{R^2} \left[ \int_0^R (h - h_0)^2 r dr - \int_0^R F^4 r dr \right] = \frac{1}{2} \Delta q - \frac{1}{2} \frac{(G_s - G_n)}{\sqrt{H_c^2/8\pi}} \quad (19)$$

$V \equiv$  volumen de la muestra.

El tercer término se relaciona con el espesor de la capa de superficie, que se define<sup>4/</sup> como:

$$\Delta = \frac{1}{Rf^2} \int_0^R F^2 r dr \quad (20)$$

$\Delta$  es del orden de  $\xi$ , la longitud de coherencia, según los resultados de las referencias 4/, 10/ y 11/.

Debido a que  $F$  es esencialmente distinto de cero sólo hasta distancias del orden de  $\Lambda$  desde la superficie se escribe  $\int_0^R F^4 r dr = f^4 R \beta \Delta$ ; donde  $\beta$  es del orden de la unidad.

Para una distribución de  $F$  "en escalón",  $\beta$  sería igual a uno, y para una gaussiana  $\beta = 1/\sqrt{2}$ .

En el apéndice se demuestra que el primer término en el paréntesis en (19) es pequeño comparado con el segundo en el caso de los experimentos considerados aquí o sea cuando el material es tal que  $\kappa \approx 1$  y  $\frac{\xi}{R}$  es del orden de  $10^{-4}$ .

Etonces se puede aproximar:

$$\frac{1}{2} \Delta q \approx -\beta \frac{\Delta}{R} f^4 \quad (19.b)$$

Utilizando (19), (19.b.) y (20), la ecuación (18) puede escribirse:

$$\frac{\Delta}{R} \left[ \frac{1}{f^2} (-\beta f^4 + 2f^2 + \sqrt{2} \frac{2\lambda}{\Delta} \frac{\xi}{R} N h_0) \right] = \left[ q^2 + \frac{1}{2} f^2 - 1 \right] \quad (18.b)$$

El cociente  $\frac{\Delta}{R}$  es del orden de  $10^{-4}$ , y el paréntesis

$$E \equiv \left[ -\frac{1}{f^2} (-\beta f^4 + 2f^2 + \sqrt{2} \frac{2\lambda}{\Delta} \frac{\xi}{R} h_0 N) \right] \quad (21)$$

es del orden de la unidad, ya que  $0 \leq f \leq 1$ ;  $\lambda$  y  $\Delta$  son del mismo orden;  $1 < h_0 < 1.7\sqrt{2}r$  y  $N$ , que es del orden de  $\frac{R}{\xi}$  está multiplicado por un factor  $\frac{i}{R}$ .

Entonces:

$$q = \left( 1 - \frac{1}{2} f^2 - \frac{\Delta}{R} E \right)^{1/2} \approx \left( 1 - \frac{1}{2} f^2 \right)^{1/2} \quad (18.c)$$

donde se puede despreciar  $\frac{\Delta}{R} E$  frente a términos del orden de la unidad como  $1$  y  $\frac{1}{2} f^2$ .

La ecuación (18.c) da una expresión para la "velocidad de superfluido"  $q$ , en función del parámetro de orden  $f$ . Reemplazando  $q$  (Ec. 18.c) en la ecuación de cuantización de flujo (6.e) se obtiene:

$$N = -\left( \frac{\phi_a}{\phi_0} - b \right) + \frac{R}{\xi} \left( 1 - \frac{1}{2} f^2 - \frac{\Delta}{R} E \right)^{1/2} \quad (22)$$

conociendo  $b$  y  $f(T)$  se obtendría el cambio de flujo  $(N \pm \frac{\Delta\psi}{\phi_0})$  debido a la presencia del superconductor, al variar temperatura. Sin embargo, aún sin conocer la dependencia en temperatura de  $f(T)$  la ecuación (22) puede dar información sobre  $b$ , el número cuántico que queda fijado en el momento de la transición. En efecto, al ser la transición de segundo orden, tanto el parámetro de orden  $f$  como la variación de flujo  $N$ , van a ser cero en la temperatura de transición al estado de superficie,  $T = T_3(H)$ , y por lo tanto (22) se transforma en:

$$\frac{\xi_3}{R} \left( \frac{\phi_a}{\phi_0} - b \right) = \left( 1 - \frac{\Delta_3}{R} E_3 \right)^{1/2} \approx 1 \quad (23)$$

ya que en este caso  $\frac{\Delta_3 E_3}{R} \ll 1$ .

También de (18.c) en  $T = T_3$ , se obtiene

$$q_3 \equiv q(T_3) = \left[ 1 - \frac{\Delta_3 E_3}{R} \right]^{1/2} \quad (24)$$

Observando la Ec. 18.c, se ve que el máximo valor de  $q$  es cuando  $f = 0$ ; o sea en  $T = T_3$ , sin embargo, la corriente es nula, ya que de la ecuación (9)  $j_s \propto QF^2 \alpha n_s Q$  y el número de electrones superconductores es cero en  $T_3$ .

El número cuántico  $b$  no se ajusta para que el campo "atrapado" sea lo más parecido posible al aplicado.

El valor de  $b$  no es el que hace cero (dentro de  $\pm \frac{1}{2}\phi_0$ ) la diferencia entre flujo "atrapado" y el flujo concatenado por el camino de integración  $\pi R^2 H_0 = \phi_a$ ; sino que  $(b - \frac{\phi_a}{\phi_0})$  es grande, y del orden de  $\frac{R}{\xi_3}$  (ver Ec. 23). Si se multiplica por  $\pi R H_0$  el numerador y denominador en 23 se obtiene:

$$\left( \frac{\phi_a}{\phi_0} - b \right) = \frac{\pi R^2 H_0}{\pi R \xi_3 H_0} = \frac{\phi_a}{\frac{1}{2} \phi_{exc.}} \quad (25)$$

donde  $\phi_{exc.} = 2\pi R \xi_3 H_0$  es el flujo sobre la zona superconductora superficial debida al campo  $H_0$ , ya que en  $T = T_3$ ;  $\xi_3 = \Delta_3$  (referencia 10/). La diferencia entre  $b$  y  $\frac{\phi_a}{\phi_0}$  entonces es proporcional al cociente entre el flujo sobre la zona superconductora y el flujo total.

Se hace un cambio de variables, definiendo:

$$t = \frac{T}{T_c} \quad ; \quad t_3 = \frac{T_3}{T_c} \quad \text{y} \quad \Delta t = \frac{t_3 - t}{(1 - t_3)} \geq 0$$

Combinando (22) y (23) y recordando que la dependencia de temperatura de  $\xi$  es tal que  $\xi(T) = \frac{\xi_0}{\sqrt{1-t}}$

$$N = \frac{R}{\xi_3} \left[ (1 + \Delta t) \left( 1 - \frac{1}{2} f^2 - \frac{\Delta}{R} E \right) \right]^{1/2} - \left[ 1 - \frac{\Delta_3}{R} E_3 \right]^{1/2} \quad (26.a)$$

y dado que en los experimentos  $\frac{\Delta}{R} \approx 10^{-4}$

$$N \approx \frac{R}{\xi_3} \left[ (1 + \Delta t) \left( 1 - \frac{1}{2} f^2 \right) \right]^{1/2} - 1 \quad (26.b)$$

La ecuación (26.b) muestra que  $N$  es cero, no solamente cuando  $\Delta t = 0$  ( $t = t_3$ ) sino también para un valor de  $\Delta t > 0$  ( $t < t_3$ ) con  $f \neq 0$ ; o sea cuando

$$f_o^2 = \frac{2\Delta t_o}{1+\Delta t_o} \quad (28)$$

El punto "de cruce" para  $N$  va a existir, o no, dependiendo de como varíe  $f$  con la temperatura para  $b$  y  $H_o$  constantes. Como  $f_o^2$  debe ser menor o igual que la unidad,  $\Delta t_o$  va a estar acotado por  $0 \leq \Delta t_o \leq 1$ .

Si suponemos que  $b$  permanece constante al barrer  $T$  a  $H_o$  constante, la situación es parecida a la del "vórtice gigante" resuelta por Pink y Presson (referencias 10/ y 11/). En 10/ y 11/ se muestra que la energía libre de Gibbs tiene un mínimo en el cual el momento magnético  $m$  se hace cero  $\left[ \frac{\partial G}{\partial H_o} \right]_T = -m$ . Adaptando este resultado a los experimentos presentados aquí, ya que salvo el hecho de que el radio  $R \gg \xi$  en nuestro caso, la geometría es la misma; se puede escribir la energía libre

$$g \approx -2\beta \frac{\Delta}{R} f^4 \approx g_o + A \left[ \frac{H_o}{Hc_2} - \left( \frac{H_o}{Hc_2} \right)_o \right]^2 + D \left[ \frac{H_o}{Hc_2} - \left( \frac{H_o}{Hc_2} \right)_c \right]^4 \quad (28)$$

En las referencias 10/ y 11/ se variaba el cociente  $\frac{H_o}{Hc_2}$  suponiendo  $T$  constante y por lo tanto  $Hc_2 = \text{constante}$ . En <sup>2</sup> el caso que consideramos aquí se varía  $T$ , y por lo tanto  $Hc_2$ , dejando  $H_o$  fijo.

En la Ec. (28)  $g_o$  es el mínimo valor de la energía que ocurre en  $\frac{H_o}{Hc_2(\Delta t)} = \frac{1.7}{1+\Delta t_o}$  que es el punto en el cual  $N$  cambia de signo ( $m = 0$ ).  $A$  y  $D$  son constantes.

Cerca de  $T_c$ , el valor de  $Hc_2$  varía linealmente con la temperatura, y se puede escribir

$$\frac{H_o}{Hc_2} = \frac{1.7}{(1+\Delta t)} \quad (29)$$

La ecuación (29) es una aproximación válida en todo el rango experimental. En la sección IV se ve que  $H_{c2}(T)$  puede ser aproximada por una recta en todo el rango medido.

Si se considera  $D = 0$ , la magnetización va a aumentar con pendiente infinita en  $t_3$ . Si  $D \neq 0$  la magnetización aumenta linealmente cerca de  $t_3$ . El primer caso va a ser similar a una transición de primer orden, donde la derivada de la diferencia de energía es discontinua y el parámetro de orden adquiere muy rápidamente (casi en forma discontinua) un valor distinto de cero. En el segundo caso, la transición no será tan brusca y será similar a una transición de fase de segundo orden.

Se discute el caso  $D \neq 0$  en detalle y se muestran los resultados del caso  $D = 0$ . En ambos, se obtienen resultados parecidos.

Hay que tener en cuenta que como  $g$  en la Ec. (28) está normalizado por el factor  $H_c^2(t)$ , los mínimos de  $g$  y  $G_S - G_N$  en función de temperatura no coinciden.

Si se considera que en  $\Delta t = 0$ ;  $f = 0$  y  $\Delta t = \Delta t_0$ ;  $f = f_0$  y además se pide que la derivada  $\frac{\partial g}{\partial t} = 0$ , si  $\Delta t = 0$ , de las Ecs. (27) y (28), se obtiene

$$f^2 = f_0^2 \sqrt{\frac{(\beta\Delta)_0}{(\beta\Delta)}} \left[ 1 - \frac{(\Delta t_0 - \Delta t)^2}{\Delta t_0(1+\Delta t)} \right] \quad (30)$$

Se puede suponer que el cociente  $(\beta\Delta)_0/(\beta\Delta)$  depende sólo débilmente de temperatura y se toma este cociente igual a uno en lo que sigue. La Ec. (30) da la dependencia en temperatura de  $f$ ; e introduciendo (30) en (26.b) se obtiene una buena aproximación a la magnitud  $N$  medida experimentalmente. Falta evaluar en este punto el valor de la "temperatura de cruce"  $\Delta t_0$  que es necesaria para calcular  $N$ . La cantidad  $\Delta t_0$  puede ser obtenida a partir de la dependencia en temperatura de la función  $E$  como se indica a continuación:

De la ecuación (6.e) junto con (23) y (24) puede despejarse:

$$q^2 = \frac{1}{(1+\Delta t)} \left[ \frac{\xi_3}{R} N + q_3 \right]^2 \quad (31)$$

y de (18.c):

$$q^2 = 1 - \frac{1}{2}f^2 - \frac{\Delta}{R} E \quad (32)$$

Para que las ecuaciones (31) y (32) sean consistentes E debe ajustarse para que ambas puedan cumplirse. Por definición:

$$E = -\frac{1}{f^2} \left[ -\beta f^4 + 2f^2 + \sqrt{2} \frac{2\lambda}{\Delta} \frac{\xi}{R} N h_0 \right]$$

y utilizando las definiciones de  $h_0$ ,  $\lambda$  y  $\xi_3$ :

$$E = \beta f^2 - 2 - \frac{\alpha}{f^2} \frac{\xi_3}{\Delta} \frac{N}{(1+\Delta t)^2} \quad (33)$$

donde  $\alpha = 6.8r^2 \xi_3 / R$  y se utilizó el hecho de que se puede aproximar  $\frac{H_0}{HC_2} = \frac{1.7}{(1+\Delta t)}$  y la definición de  $HC_2$ ;  $HC_2 = \sqrt{2} \kappa HC$ .

Igualando (31) y (32) y sustituyendo (33) se obtiene:

$$\frac{1}{(1+\Delta t)} \left( \frac{\xi_3}{R} N + q_3 \right)^2 = 1 - \frac{1}{2}f^2 - \beta \frac{\Delta f^2}{R} + \frac{2\Delta}{R} + \alpha N \frac{\xi_3}{R} \frac{1}{f^2(1+\Delta t)^2} \quad (34)$$

En las cercanías de  $\Delta t = 0$ , las funciones de  $f^2$  y  $N$  pueden desarrollarse en serie de potencias de  $\Delta t$  de la siguiente manera:

$$f^2 = 0 + 4\Delta t + 2 \left[ 3 + \frac{1}{\Delta t_0} \right] (\Delta t)^2 + \dots \quad (35)$$

$$N = 0 - \frac{R}{2\xi_3} \Delta t + \frac{R}{8\xi_3} \left[ 3 + \frac{4}{\Delta t_0} \right] (\Delta t)^2 + \dots \quad (36)$$

(Utilizando la Ec. (30) para  $f$  y la Ec. (26.b) junto con la (30) para  $N$ )

$$\frac{1}{1+\Delta t} = 1 - \Delta t + \Delta t^2 - \dots$$

y

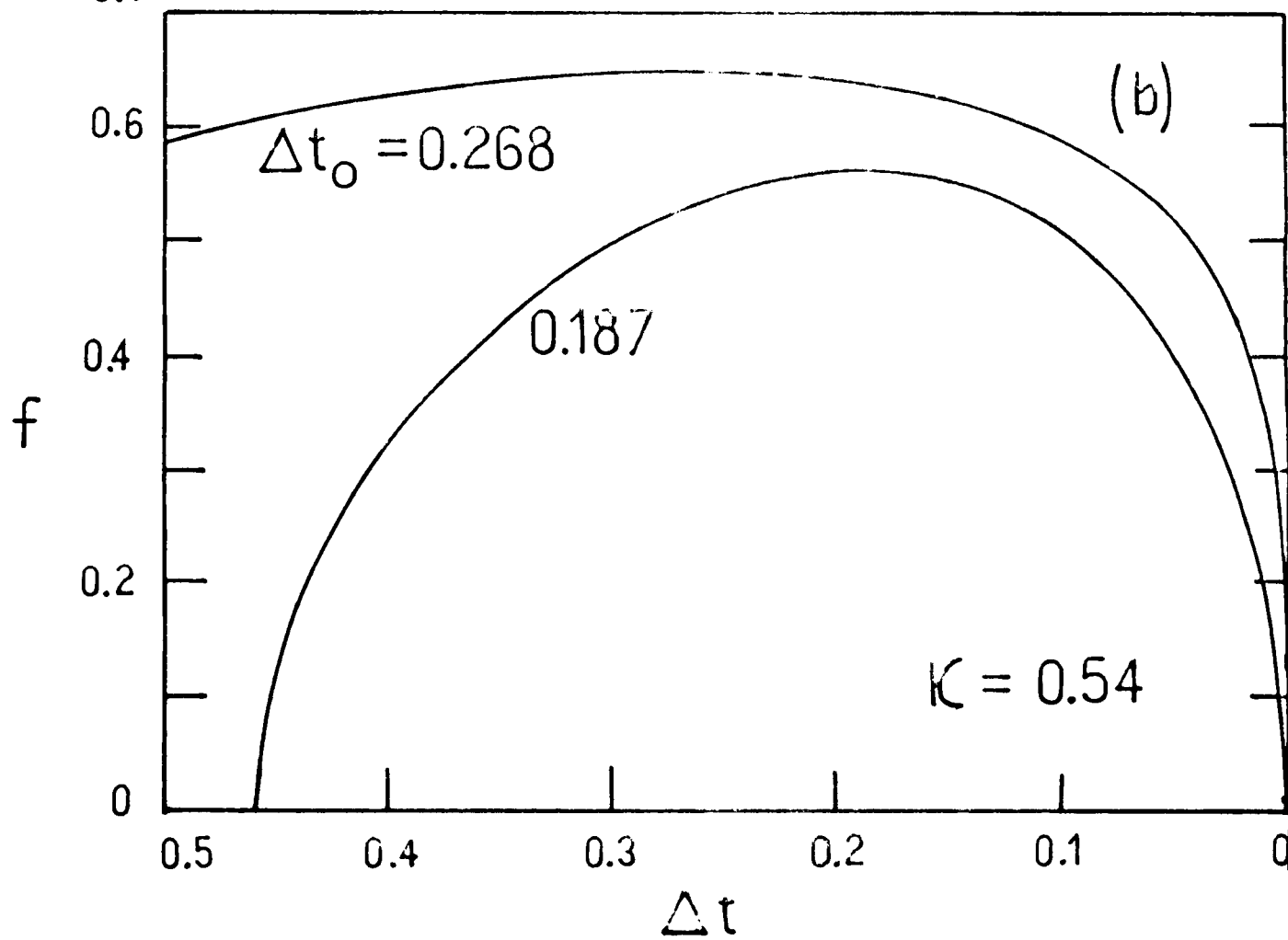
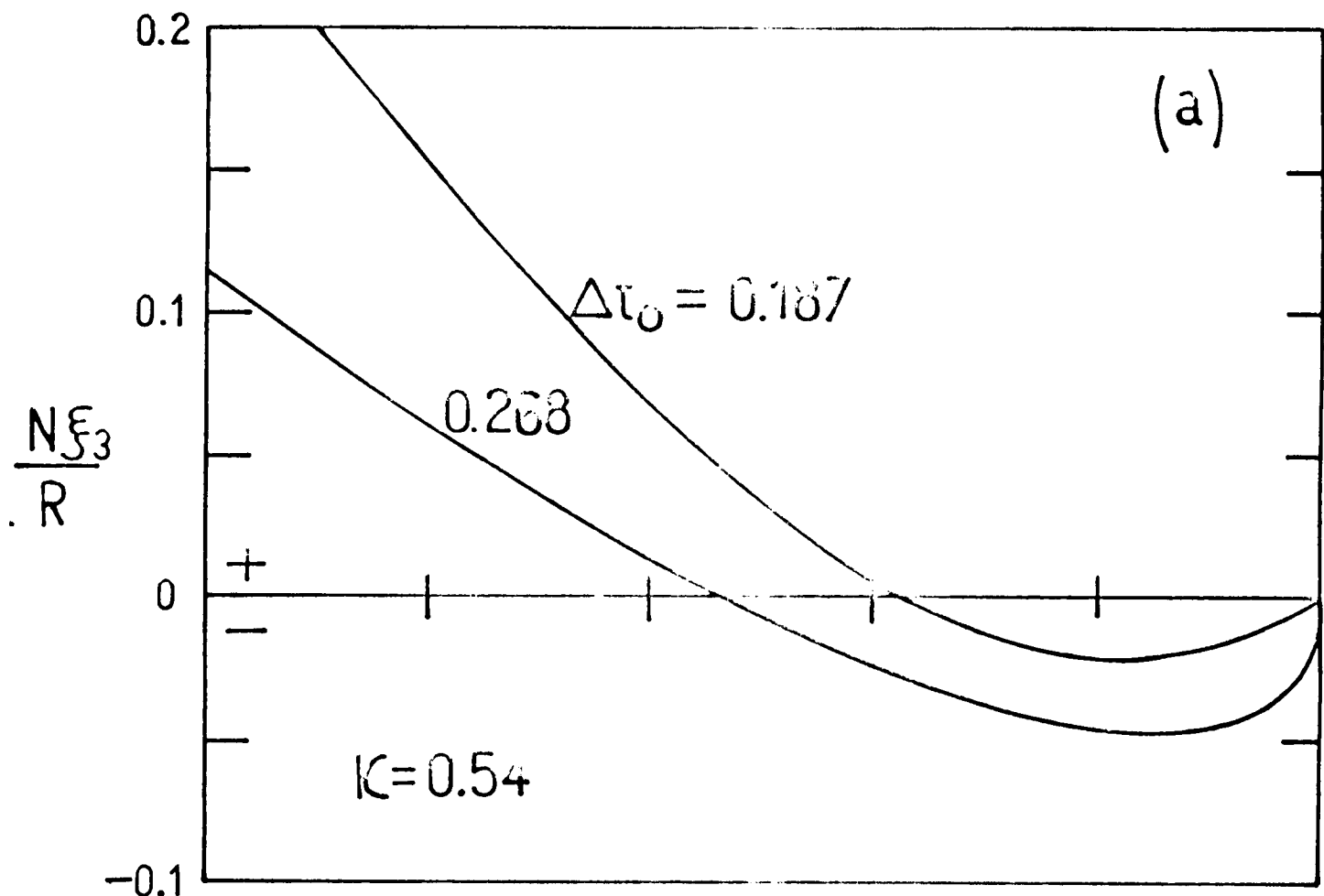
$$\frac{1}{(1+\Delta t)^2} = 1 - 2\Delta t + \dots$$

Luego (34) en las cercanías de  $T_3$  ( $\Delta t \approx 0$ ), puede escribirse, introduciendo las Ecs. (35) y (36) y conservando términos lineales en  $\Delta t$  como:

## GRAFICO 1

- a) La variación de flujo calculada según la fórmula (26.b) expresada en cuantos de flujo y normalizada por el factor  $\xi_3/R$ , en función de la temperatura reducida  $\Delta t$ . La temperatura de cruce  $\Delta t_0 = 0.187$  corresponde a tomar  $D \neq 0$  en la fórmula (28) y  $\Delta t_0 = 0.268$  corresponde a tomar  $D = 0$ . El valor de  $\kappa$  es 0.54 correspondiendo a la aleación Pb 99 Tl 01.
- b) El parámetro de orden  $F$ , utilizado en la fórmula (26.b) para calcular  $N$  en función de  $\Delta t$ .





$$q_3^2 - \Delta t [q_3^2 + q_3] = \left[ 1 + \frac{2\Delta_3}{R} - \frac{\alpha}{8} \right] + \left[ \frac{\alpha}{32} \left( 5 + \frac{2}{\Delta t_0} \right) - 2 - \frac{4\Delta_3}{R} \right] \Delta t \quad (37)$$

Siempre que pueda despreciarse, en primera aproximación, la variación en temperatura del ancho de la zona superficial

$$\left. \frac{d\Delta}{d\Delta t} \right|_{\Delta t=0} \approx 0 ; \text{ y si (referencia 9/ y 10/); } \Delta_3 = \xi_3$$

se obtiene igualando los coeficientes de  $(\Delta t)^0$  y  $(\Delta t)^1$  respectivamente:

$$E_3 = 2 - \frac{1.7 \kappa^2}{2} \quad (38)$$

y

$$\Delta t_0 = \frac{2}{1 + 8(4\beta - 3)/1.7 \kappa^2} \quad (39)$$

con lo cual se obtiene la solución completa.

Hay que notar que la aproximación hecha al considerar que  $\Delta$  es débilmente dependiente en temperatura a  $\Delta t = 0$  puede modificar  $\Delta t_0$ .

De manera similar a lo hecho en el caso  $D \neq 0$ , puede procederse en el caso  $D = 0$ , con la diferencia de que  $f^2$  y  $N$  deberán ser expandidas en potencias de  $\sqrt{\Delta t}$ , ya que tanto  $f^2$  como  $N$  crecen según  $\sqrt{\Delta t}$  en las cercanías de  $\Delta t = 0$  cuando  $D = 0$ .

Se obtiene:

$$f^4 = f_0^4 \frac{(\beta\Delta)_0}{(\beta\Delta)} \left[ 1 - \left( \frac{(\Delta t_0 - \Delta t)}{\Delta t_0(1+\Delta t)} \right)^2 \right] \quad (40)$$

$$E_3 = 2 - 1.7 \kappa^2 \quad (41)$$

$$\Delta t_0 = \frac{2}{1 + 4(2\beta - 1)/1.7 \kappa^2} \quad (42)$$

Los resultados de  $N \frac{\xi_3}{R}$  en función de  $\Delta t$  se grafican en el gráfico 1 para  $D \neq 0$  y  $D = 0$ . También se grafica  $f^2$  como función de  $\Delta t$ .

El hecho de poner el cociente  $(\beta\Delta)_0/(\beta\Delta) \approx 1$  en las Ecs. (30) y (40) puede tener influencia en la determinación de  $\Delta t_0$ , que además depende del valor que tome  $\beta$ . Como se menciona anteriormente,  $\beta$  es 1 para  $f^2(r)$  función escalón y  $\frac{1}{\sqrt{2}} \approx 0.7$  para  $f^2(r)$  gaussiana. Es de esperar, según los resultados

de  $4/$  que  $f'(r)$  sea más parecida a un escalón que a una gaussiana, por lo que tomando  $\beta = 0.9$  y un valor de  $\kappa = 0.54$ , se obtiene  $\Delta t_0 = 0.187$  para el caso  $D \neq 0$ , (Ec. (30)) y para el caso  $D = 0$ ,  $\Delta t_0 = 0.268$  (Ec. (42)).

Independientemente de cuál sea la solución de la función  $f^2$  que se sustituya en la Ec. (26.b), la función  $N \frac{\xi_3}{R}$  es una función universal de  $\Delta t$ , para un valor fijo de  $\Delta t_0$ . Como  $\Delta t_0$  no es función del campo y  $\xi_3$  es proporcional a  $\sqrt{H_0}$ , cuando se mide  $N$  en una muestra determinada, para distintos valores de  $H_0$  todos los valores de  $N$  deben quedar normalizados a una curva universal al multiplicar  $N$  por  $1/\sqrt{H_0}$  (ver gráficos 18, 19, 20, y 22).

En superconductores tipo I ( $0.42 < \kappa < 0.7$ ) se llega al campo termodinámico  $H_C$  cuando  $\Delta t \equiv \Delta t_C = 1.7\sqrt{2} \kappa - 1$ . A esta temperatura, lo más probable es que haya una transición brusca al estado Meissner, aunque existe la posibilidad de un estado "sobreenfriado" metaestable, ya que por ejemplo en el caso  $\kappa = 0.54$ ,  $\Delta t_C = 0.3$  y a esta temperatura todavía  $f^2 \neq 0$ .

Si  $\Delta t_0$  estuviera más cerca de cero dejarían de existir soluciones para  $f^2$  antes de llegar al estado Meissner. En este caso el valor de  $b$  debería "saltar" a otro valor a una temperatura  $\Delta t < \Delta t_C$ .

Se ve entonces que cuando el valor de  $b$  queda fijado en la transición del estado normal al de superconductividad de superficie, puede haber una inversión en la magnetización, debida a la conservación del número de fluxoides  $b$  y a la variación en temperatura del parámetro de orden.

Los resultados experimentales presentados en la sección IV, confirman estas suposiciones.

Si la capa superconductora es simplemente conexa, no debe imponerse la conservación de fluxoide al resolver las ecuaciones de Ginzburg y Landau, y la geometría es similar a la de un espacio superconductor semi infinito, que ha sido estudiado por Fink y Kessinger<sup>4/</sup> en el marco de la teoría de GL.

En este caso, las condiciones de contorno a considerar cambian, ya que hay que suponer que en el infinito a ambos lados de la capa superconductora, el campo sea igual al campo

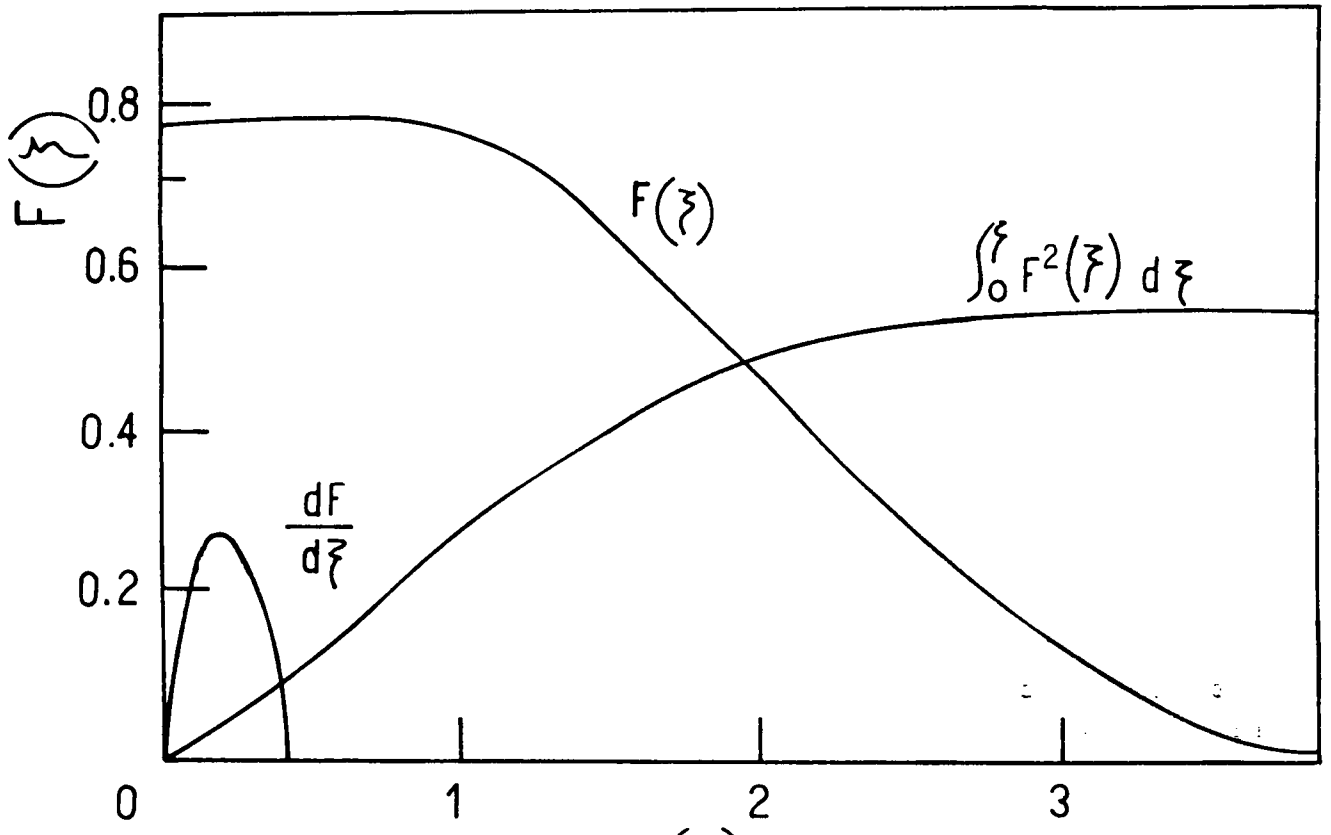
## GRAFICO 2

a) Amplitud del parámetro de orden normalizado  $F(\zeta)$ , integral de  $F^2(\zeta)$  y  $\frac{dF}{d(\zeta)}$ , según están definidos en la referencia 4/ en función de  $\zeta$  que es proporcional a la distancia desde la superficie ( $\zeta = 0$ ).

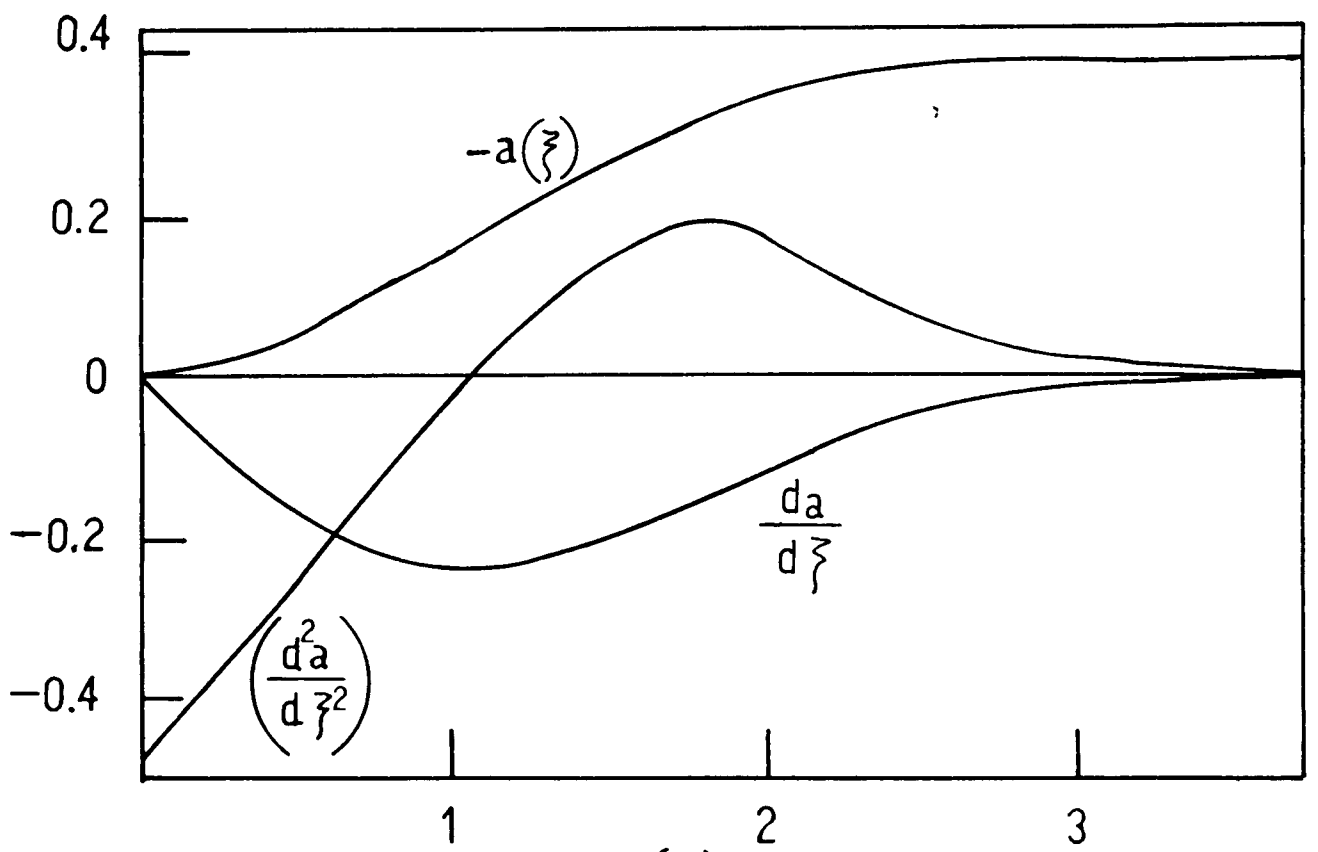
El gráfico es para  $\kappa = 1$  y  $H_0/H_{c2} = 1$ .

b) Parte del potencial vector  $a(\zeta)$  que se define en la referencia 4/ y su primera y segunda derivadas que son proporcionales respectivamente al campo magnético en el interior del material y a la corriente superconductora. Aquí también  $H_0/H_{c2} = 1$  y  $\kappa = 1$ .

El parámetro de orden  $F$  está dividido por su valor a campo nulo y la coordenada  $\zeta = (\chi/\xi)(H_0/H_{c2})^{1/2}$



(a)



(b)

aplicado. Esto equivale a pedir que la corriente neta en la lámina superconductor sea cero aunque la densidad de corriente sea diferente de cero, existiendo una distribución de corriente positiva y negativa en el interior de la zona superconductor.

Fink y Kessinger<sup>4/</sup> calculan el parámetro de orden, el campo en el interior del superconductor y la distribución de corrientes. Los resultados para  $\kappa = 1$  se reproducen en el gráfico 2 siendo similares a los obtenidos para otros valores de  $\kappa$ <sup>4/</sup>. Puede verse que a una distancia de la superficie correspondiente a unas pocas veces la longitud de coherencia  $\xi$  del material el parámetro de orden y las corrientes superconductoras son prácticamente nulas. Esto permite definir un ancho de la superficie  $\Delta$  de la siguiente forma:

$$\Delta = \frac{1}{F^2(0)} \int_0^{\infty} F^2(x) dx$$

donde  $F(x)$  es proporcional al módulo del parámetro de orden, la superficie de separación superconductor-normal se encuentra en el origen, con lo que  $F(0)$  es el valor máximo del parámetro de orden y, por la simetría del problema (campo en dirección  $z$ , material en la región  $x > 0$ ), la única variación de  $F(x)$  es en dirección  $x$ .

También se calcula la magnetización de una lámina de espesor  $L$  mucho mayor que  $\Delta$ , y se encuentra que es proporcional a una función  $\mu a(\infty)$ , que depende de  $\kappa$  y que se presenta en el gráfico 2 en función de  $H_0/H_{c2}$  para distintos valores de  $\kappa$ . La magnetización está relacionada con  $\mu a(\infty)$  por:

$$\frac{4\pi M}{H_0} = \frac{2\xi}{L} \left[ \mu a(\infty) \right]$$

donde  $M$  = momento magnético por unidad de volumen,  $H_0$  = campo aplicado,  $\xi$  = longitud de coherencia del material y  $L$  es el ancho de la lámina. El factor 2 es colocado por Fink y Kessinger porque suponen que hay dos superficies superconductoras, una a cada lado de la lámina. Al ser  $L \gg \Delta$  las dos regiones superconductoras no interactúan y el momento magnético de ambas es simplemente la suma de los momentos magnéticos individuales.

En las soluciones de Fink y Kessinger<sup>4/</sup> no aparecen vórtices en la zona superconductor, aunque si se considera que el campo puede tener una componente pequeña perpendicular a la superficie, como hace Kulik<sup>17/</sup>, aparecen vórtices perpendiculares a la superficie. Joseph et al.<sup>5/</sup> proponen la existencia de vórtices en la superficie, paralelos al campo, que serían los responsables de las irreversibilidades observadas. Los resultados experimentales que se presentan a continuación indican que las irreversibilidades desaparecen si el sistema es simplemente conexo y que si es múltiplemente conexo se comporta cualitativamente en la forma descripta por la teoría del "vórtice gigante", o en forma irreversible cuando se hace un ciclado térmico tal que el material entra en estado Meissner en algún punto del ciclo. Para explicar el comportamiento observado, no es necesario suponer vórtices paralelos al campo, si tomamos en cuenta que en el caso múltiplemente conexo se pueden inducir corrientes alrededor de la muestra.

#### APENDICE

Se muestra que el primer término del paréntesis en la Ec. (19) es mucho menor que el segundo. Considerando la integral I:

$$I \equiv \frac{1}{R^2} \int_0^R (h - h_0)^2 r \, dr = \frac{1}{2H_C} \frac{4\pi}{c} \int_0^R \varphi(r) j(r) \, dr > 0 \quad (\text{A.1})$$

Se sabe de las soluciones exactas del vórtice gigante<sup>10/</sup> que  $\varphi(r)$  varía poco en distancias  $\xi$  de la superficie (por la condición de contorno  $\frac{d\varphi}{dr} = 0$  en  $r = R$ ). Sin embargo,  $j(r) \propto -Q(r) F^2(r)$  varía muy rápidamente en ese rango. De la Ec. (14) se puede deducir que  $Q(r) = 0$  en  $r = R - \delta$ ; siendo la distancia  $\delta$  desde la superficie tal que:

$$\frac{\delta}{\xi_3} = \frac{0.59}{1+\Delta t} \left[ 1 + \frac{\varphi(R-\delta)}{\varphi(R)} \left( \frac{\xi_3}{R} N \right) \right] \quad (\text{A.2})$$

En  $\Delta t = 0$ ,  $N = 0$  y por lo tanto  $\delta = 0.59 \xi_3$ . En general  $\Psi(R - \delta)/\Psi(R) \approx 1$ , y en el caso que consideramos  $|N\xi_3/R| \leq 0.2$ , de manera que la distancia de la superficie a la cual  $j(r) = 0$ , varía desde  $0.59 \xi_3$  hasta  $0.50 \xi_3$  a lo sumo. Por su parte,  $Q(R)$  varía de 1 a 0.9 a lo sumo. Entonces (A.1) es aproximadamente:

$$I \approx \frac{\Psi(R)}{2H_C} \frac{4\pi}{c} \int_0^R j(r) dr \approx \frac{1}{2} \Psi(R) \frac{H_{sol} - H_0}{H_C} \quad (A.3)$$

donde  $H_{sol}$  es el campo uniforme dentro de un solenoide de radio  $R$  con paredes de ancho  $\Delta \ll R$  y donde circula una corriente  $\int_0^R j(r) dr$  por unidad de longitud.

Aquí se pueden aplicar los resultados obtenidos para la zona superconductor de superficie, en un medio semi infinito con un campo aplicado distinto a cada lado de la superficie<sup>18/</sup>. En dicho problema si  $H_\infty = H_{sol}$

$$(H_{sol}^2 - H_0^2)/2H_C^2 \approx f^2 \left[ 1 - q^2 - \frac{1}{2}f^2 \right] = \Delta E f^2 / R \quad (A.4)$$

Debido a que  $H_{sol} + H_0 \approx 2H_0$ , la ecuación (A.3) puede ser expresada en términos de  $\Delta f^2 / R$  y ser sustituida en la Ec. (19) utilizando (A.4) y (A.1). Se obtiene:

$$\frac{1}{2}g \approx \frac{\Delta}{R} f^2 \left[ \frac{\xi_3}{R} \left( \frac{\xi_3}{R} |N| \right) \frac{|E|}{1.7} - \beta f^2 \right] \quad (A.5)$$

$|E|/1.7$  es del orden de uno,  $|N|\xi_3/R \leq 0.2$  y  $\xi_3/R < 10^{-4}$  en el caso que nos interesa. Entonces, el primer término de (A.5) es mucho menor que el segundo, excepto quizá cuando  $f^2 \rightarrow 0$  para  $\Delta t < \Delta t_0$ , es decir, en la zona en que vuelve a disminuir el parámetro de orden. Sin embargo, en cilindros de aleación 1% se llega antes a  $T_C(H)$ , donde ocurre la transición al estado Meissner que a la temperatura donde  $f^2$  se hace cero. Comprobando los resultados numéricos en las referencias 10/ y 11/, se ve que aun para dimensiones  $R/\xi \sim 3$  este término tampoco tiene importancia comparándolo con la diferencia de energía libre de Gibbs total (Ec. 19).



## III. SISTEMA DE MEDICION

A) DESCRIPCION DEL EQUIPOi) General

El equipo utilizado en las mediciones, es un crióstato especialmente diseñado<sup>19,20/</sup> para hacer uso de un magnetómetro cuántico (SQUID) del tipo descrito por Silver y Zimmerman<sup>21/</sup>.

Se muestra un esquema del crióstato en la figura 1. La muestra se encuentra dentro de la camisa de vacío [n] haciendo referencia a la figura 1] aislada del <sup>4</sup>He que llena el crióstato. El magnetómetro o) se encuentra sumergido en el <sup>4</sup>He, con lo cual su temperatura es constante (4°K) y se halla acoplado magnéticamente a la muestra mediante un transformador superconductor p), q), r) cuyo primario r) está enrollado en un estrangulamiento de la camisa de vacío y cuyo secundario p) está dentro de uno de los agujeros del sensor del magnetómetro. Este montaje permite variar la temperatura de la muestra manteniendo constantes las características del magnetómetro, que son dependientes de la temperatura.

El crióstato posee un evaporador e) de <sup>4</sup>He que puede ser operado en forma continua<sup>22/</sup> y que permite obtener temperaturas de hasta 1.5°K. En los experimentos presentados, sin embargo se trabaja entre 5.5°K y 10°K, por lo cual no es necesario bombear el evaporador.

El soporte de la muestra k) está en contacto térmico con el evaporador a través de un alambre de cobre n) (d = 0.1 cm, l = 5 cm). Alrededor del soporte de la muestra, hay enrollado un alambre de manganina i) que hace las veces de calefactor eléctrico. El alambre de manganina está retorcido, de manera que el tramo de ida y el de vuelta de la corriente no formen lazos de inducción, y su resistencia eléctrica es de unos 200 Ω. El termómetro g) también se encuentra alojado en el mismo soporte.

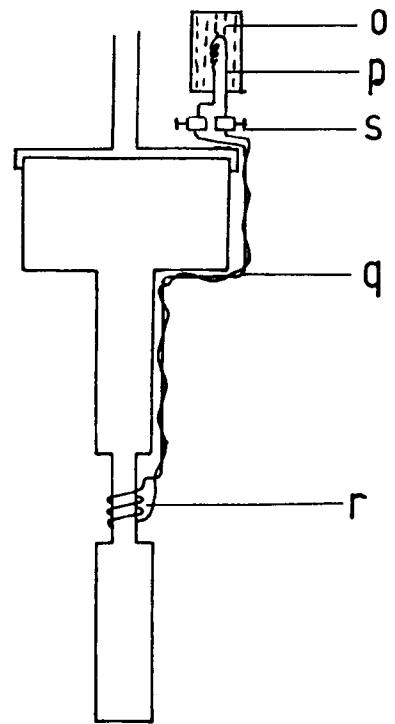
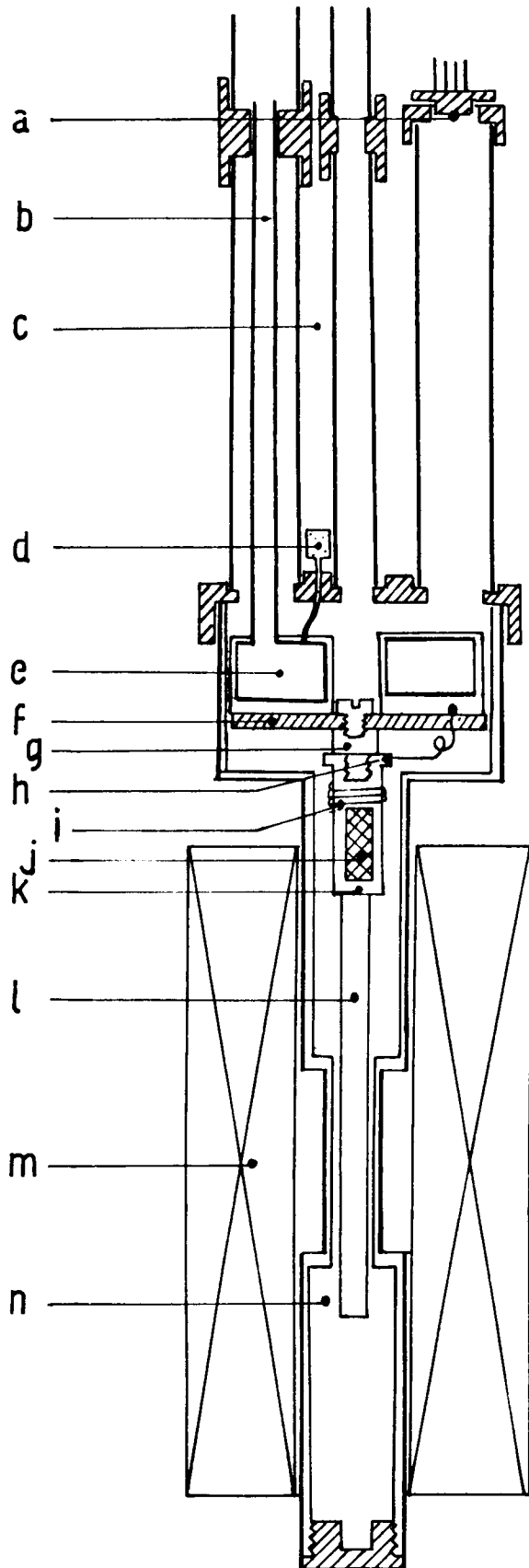
## FIGURA 1

### Camisa de vacío (corte)

- a) Pasante de conexiones eléctricas a la camisa
- b) Caño de bombeo del evaporador de He<sup>4</sup>
- c) Caño de bombeo de la camisa de vacío
- d) Entrada de He<sup>4</sup> al evaporador; la impedancia del cañito es alta (ver texto),  $Z \approx 8 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ , medida a temperatura ambiente
- e) Evaporador de He<sup>4</sup> (tachito)
- f) Separador del evaporador de He<sup>4</sup> (Epibond 100 A)
- g) Soporte del portamuestras. (Epibond 100 A)
- h) Resistencia térmica entre portamuestras y tachito (alambre de cobre)
- i) Calefactor de la muestra.
- j) Termómetro de Germanio
- k) Bloque de cobre puro de fijación de termómetro y calefactor de la muestra
- l) Varilla de cobre puro (portamuestras utilizado en las mediciones en láminas)
- m) Imán superconductor
- n) Camisa de vacío.

### Transformador

- o) SQUID probe - Elemento sensor del magnetómetro
- p) Secundario del transformador
- q) Conexión entre primario y secundario del transformador
- r) Primario del transformador
- s) Bornera superconductora que permite separar primario y secundario para desarmar la camisa.



Para variar la temperatura en el rango requerido en los experimentos se hace pasar corriente en el calefactor i) sin bombear el evaporador e).

El imán superconductor m) produce un campo de hasta 300 G y se usa en modo permanente, con lo cual se logra la estabilidad necesaria para que el magnetómetro pueda funcionar.

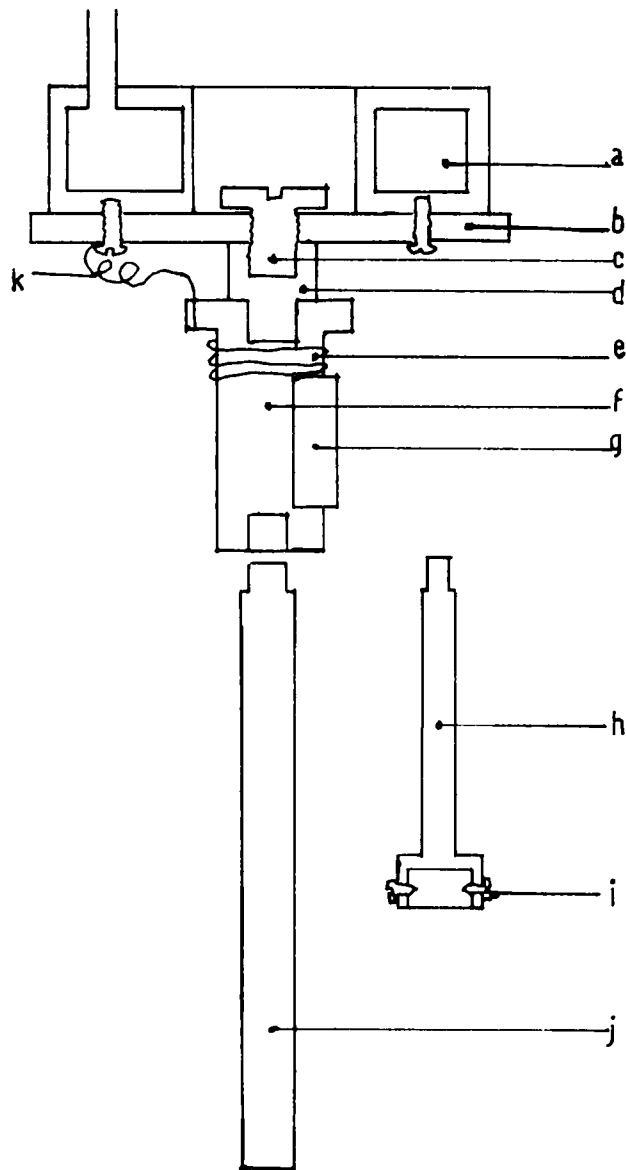
### ii) Soporte de la muestra

Debido a la gran sensibilidad del magnetómetro, es necesario que el calefactor de la muestra y el termómetro estén alejados del primario del transformador, pero además deben estar en buen contacto térmico con la muestra. Esto se logra utilizando un soporte de cobre puro (pureza 59) que es buen conductor del calor y cuya susceptibilidad magnética no varía apreciablemente con temperatura en el rango de medición. En la sección III.C se hace una estimación de las resistencias térmicas involucradas.

El soporte de termómetros, calefactor y muestra (ver figura 2) se encuentra fijado al evaporador por medio de dos piezas de 100 A, cuya conductividad térmica es muy baja, por lo que el contacto térmico se realiza a través de un alambre de cobre, fijado con un tornillo al evaporador y unido mecánicamente al soporte de la muestra. No es conveniente usar soldaduras en el soporte, ya que la mayoría de las aleaciones para soldar son superconductoras y pueden dar señales magnéticas al variar temperatura, por lo que el alambre se fijó en el soporte haciéndolo pasar por un agujero en un borde del soporte y luego con un punzón se deformó el agujero para que aplaste el alambre

En la parte superior del soporte [c) en la figura 2] se encuentra arrollado el calefactor de manganina, y un poco más bajo un termómetro de Germanio, sujeto con alambre de cobre enrollado muchas veces alrededor del termómetro para aumentar el contacto térmico entre el soporte y el termómetro. También se coloca grasa de vacío entre soporte y termómetro, la cual aumenta el área efectiva de contacto, mejorando el contacto térmico.

FIGURA 2



- a) Evaporador He
- b) Separador del evaporador (Epibond 100 A)
- c) Tornillo de Epibond 100 A
- d) Separador del soporte de termómetro (100 A)
- e) Calefactor: cable de manganina
- f) Soporte del calefactor y termómetro (Cu puro)
- g) Termómetro de Germanio
- h) Portamuestras para cilindros de 5mm de diámetro (Cu puro)
- i) Tornillos para ajustar muestra (Cu puro)
- j) Portamuestras para laminitas
- k) Contacto térmico entre evaporador y portamuestras

La pieza inferior del soporte h) o j) es el portamuestras. En el caso de las mediciones en láminas es una simple barra de cobre j) sobre la que se fija la muestra con barniz GE 7031.

En el caso de los cilindros más grandes (5 mm de diámetro) debe mejorarse el contacto térmico, ya que la capacidad calorífica de la muestra es mucho mayor. Esto se consigue con el porta muestras h). La muestra encaja en la "copa" de cobre ajustadamente. Se pone grasa de vacío entre muestra y portamuestra y los tornillos i) se aprietan sobre el plomo deformándolo un poco y ejerciendo presión, con lo que aumenta sensiblemente el contacto térmico.

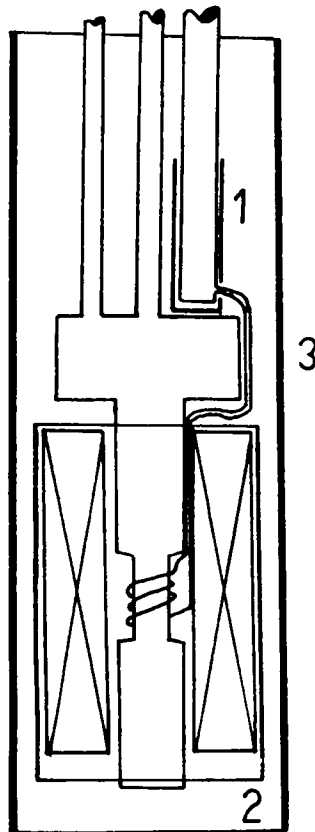
### *iii) Transformador*

Para que el transformador tenga máxima sensibilidad, es necesario que ambos bobinados, primario y secundario, tengan la misma inductancia. Al ser fijas las dimensiones de la camisa y del agujero en el sensor del SQUID, las inductancias quedan determinadas. En las referencias 19/, 20/ y 23/ se presentan cálculos detallados del transformador.

El secundario consta de 70 vueltas de alambre de Nb de 0,002" de diámetro enrolladas en una capa compacta sobre un mandril de plástico (KLF). El diámetro interno es 1,45 mm y la longitud 4,2 mm. El primario consta de 13 vueltas de alambre de Nb de 0,005" de diámetro. La longitud del arrollamiento es de 5 mm y el diámetro interno está fijado por las dimensiones del estrangulamiento de la camisa y es de 8,2 mm.

El primario y el secundario están conectados por 10 cm de alambre de Nb ( $d = 0,005"$ ) y hay una bornera entre ambos, que permite separarlos para desmontar la camisa de vacío. La bornera está formada por dos bloques de Niobio, en los cuales hay agujeros y tornillos para fijar los cables del primario y del secundario. La bornera va atornillada en la parte inferior del soporte del elemento sensor.

FIGURA 3



- 1) Pieza de bronce con Pb depositado encima (blindaje del sensor del magnetómetro)
- 2) Tubo de plomo (blindaje de imán)
- 3) Tubo de plomo (blindaje del conjunto)

#### iv) Blindajes Magnéticos

Dada la gran sensibilidad del magnetómetro, es importante que el equipo esté blindado lo mejor posible ante variaciones de campo magnético externo. También es conveniente reducir el campo magnético estático en la zona de medición.

La estabilidad de campo se consigue mediante blindajes de plomo, que se encuentra en estado superconductor a temperaturas de helio líquido (4°K), distribuidos como se indica en la figura 3.

Además de los blindajes superconductores que se hallan sumergidos en el termo de helio líquido, hay un blindaje de metal- $\mu$ , a temperatura ambiente, que debido a su alta permeabilidad disminuye el campo estático en la zona del crióstato.

El campo remanente se pone en manifiesto si se mide en el magnetómetro el flujo expulsado en la transición del estado normal al superconductor con corriente nula en el imán. Se observa una señal correspondiente a la expulsión del campo remanente por efecto Meissner. Poniendo corriente en el imán, de manera que se superponga un campo opuesto al remanente, puede hacerse que la señal de la transición sea cero. En este caso, el campo aplicado es igual y opuesto al remanente, y midiendo la corriente necesaria para producirlo y conocida la constante de calibración del imán se estima que dicho campo es del orden de  $10^{-4}$  Oe. El campo remanente puede cambiar entre un experimento y otro, debido a movimientos en los blindajes, pero es siempre del mismo orden de magnitud.

#### v) Electrónica utilizada

Para la medición de variaciones de flujo magnético se utiliza un magnetómetro cuántico (SQUID) del tipo fabricado por S.H.E. Corporation, modelo 102-A. La electrónica posee un contador digital para los cuantos de flujo y un interpolador analógico para la detección de la fracción de cuanto de flujo. En los últimos experimentos se le adicionó un convertidor Digital-Analógico, para graficar con más comodidad la señal digital.

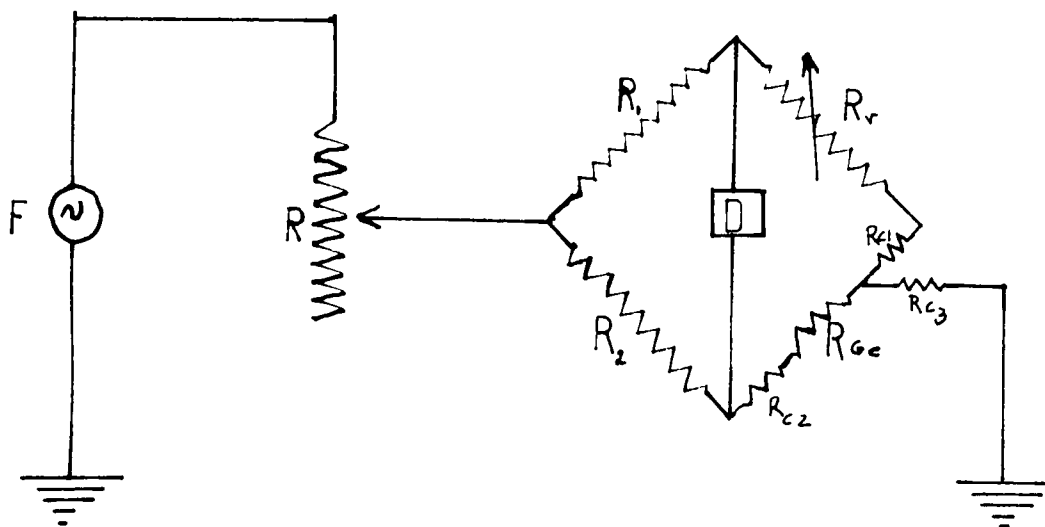


Para la medición de temperaturas se utiliza una resistencia de Germanio, calibrada en la forma en que se describe en la sección III.B. La resistencia se mide mediante un puente de Wheastone. El puente se equilibra en un determinado valor de resistencia, y cuando al variar la temperatura cambia el valor de la resistencia de Germanio, no se vuelve a equilibrar sino que se mide el apartamiento de cero del detector, que es proporcional a la variación de resistencia del termómetro. Cuando el apartamiento de cero supera un cierto valor, vuelve a equilibrarse el puente.

Para encontrar la constante de proporcionalidad entre el apartamiento de cero del detector y el cambio de resistencia incógnita del puente, se substituye la resistencia de Germanio por una resistencia variable por pasos. Se equilibra el puente con la resistencia variable ubicada en un valor similar a los que adopta la resistencia de Germanio y luego se varía en cantidades conocidas observando el apartamiento de equilibrio del detector. De esta forma se establece en qué rango es lineal el apartamiento con la variación de resistencia y cuál es la constante de proporcionalidad.

La alimentación del puente es provista por un oscilador de baja frecuencia (entre 300 y 350 Hz), y la detección se efectúa con un amplificador Lock-in (PAR, modelo 128). Se limita la corriente de alimentación mediante una resistencia en serie con el puente, con lo cual la potencia en el termómetro es de unas décimas de microwatt.

fig 4



$$R_1 = R_2 = 10 \text{ K } \Omega$$

F = Fuente de alimentación (f se varía entre 300 y 350 Hz para minimizar el ruido en el detector)

D = Detector (Lock-in amplifier PAR-128)

$R_{C1} = R_{C2} = R_{C3}$  = Resistencia de los cables de conexión del termómetro

$R_{Ge}$  = Resistencia de Germanio, calibrada como termómetro

$R_V$  = Resistencia variable que permite equilibrar el puente

R = Resistencia de limitación de corriente.

Las conexiones eléctricas al termómetro se hacen a través de 3 alambres de manganina (0,003" de diámetro) que tienen aproximadamente la misma longitud. Estos se conectan (Fig. 4) uno a tierra y dos al puente de Wheastone, con el objeto de descontar las resistencias de los cables en las mediciones efectuadas con el puente. Para  $R_1 = R_2$ , el puente está equilibrado cuando  $R_V + R_{C1} = R_{Ge} + R_{C2}$ . Como  $R_{C1}$  y  $R_{C2}$  son aproximadamente iguales y tienen ambas la misma dependencia en temperatura  $R_V = R_{Ge}$  es la condición de equilibrio. En la práctica,  $R_{C1}$  y  $R_{C2}$  no siempre son iguales, por lo cual es necesaria una calibración más del termómetro una vez instalado en el equipo.

## B) CALIBRACIONES

### i) Calibración del termómetro

La resistencia de Germanio utilizada como termómetro es vendida comercialmente por Cryocal modelo CR-250. Se calibra contra una resistencia patrón, hasta temperaturas de 17°K (ver referencia 24/) y los datos de la calibración son los siguientes:

TABLA I

Temperatura [°K]	R (En el equipo de calibración) [Ω]	R* (En el equipo del magnetómetro) [Ω]
4,18	276,3	270,1
4,25	270,5	264,3
4,43	253,9	247,7
4,84	222,83	216,63
5,57	181,8	175,6
6,40	147,76	141,56
7,45	118,6	112,4
8,52	100	93,8
10,4	74,95	68,75
11,7	64,65	58,45
12,6	59,4	53,2
15	49,63	43,43
17,5	43,6	37,4

Al poner el termómetro en el equipo, tiene que hacerse una corrección ya que la resistencia cambia debido a los cables de manganina que la conectan al puente (ver sección anterior).

La diferencia entre R\* y R no depende de la temperatura y se obtiene a partir de la temperatura de la transición superconductora del plomo a campo nulo, que ha sido medida con gran precisión por Decker et al.<sup>25/</sup> ( $T_C = 7,175^\circ\text{K}$ ).

Esta nueva calibración del termómetro se hace de la siguiente manera:

Se mide en una lámina de plomo puro la resistencia  $R_C^*$  correspondiente a la transición superconductora a campo nulo. Esta se detecta con el magnetómetro a  $H_0 = 0$  y el error  $R_C^*$  es de unos dos décimos de ohm. De una interpolación gráfica

de los puntos de calibración obtenidos en 24/, que se encuentran en la Tabla I, se obtiene la resistencia  $R_C$  que corresponde a  $7,175 \text{ }^\circ\text{K}$ , la temperatura crítica del plomo medida en 25/.

La diferencia de resistencia  $\Delta R = R_C^* - R_C$  es la resistencia "extra" debida al desbalance de los cables de manganina. Como la manganina tiene una variación de resistencia con temperatura pequeña y además, el rango de medición ( $9,5^\circ\text{K}$  a  $5,5^\circ\text{K}$ ) no es muy amplio, puede considerarse  $\Delta R = \text{constante}$  en el rango de interés. Teniendo esto en cuenta, se puede obtener un nuevo gráfico sumándole  $\Delta R$  a todos los puntos de calibración. Se obtiene así una nueva curva que permite, dada la lectura del puente, leer directamente el valor de la temperatura. Los puntos de calibración así corregidos se encuentran en la Tabla I como  $R^*$ .

En los experimentos se utiliza un rango de temperaturas menor que en la calibración, y la interpolación entre puntos de calibración se hace en forma gráfica. En los resultados presentados, se utiliza siempre la interpolación gráfica, pero las curvas de interpolación, en el rango de medición pueden ser aproximadas con bastante precisión por una función de la forma  $T = A + B/R$ . Esta función se encuentra ajustando con el programa "Multiple Regression" de la calculadora HP 9825 una serie de puntos, que son leídos directamente de la interpolación gráfica. Los puntos ajustados no se obtienen de mediciones, sino de la interpolación gráfica de puntos medidos (los de calibración), de manera que la precisión de la expresión analítica es menor o igual que la de la interpolación gráfica ya que se deriva directamente de ésta. El error de los coeficientes se obtiene utilizando el programa de "Regresión Lineal" de la misma calculadora, al ajustar  $Y = A + BX$  con  $Y = T$  y  $X = 1/R$ . Los puntos utilizados se encuentran en la Tabla II, el gráfico I corresponde a la "Regresión Múltiple" y el gráfico II a la "Regresión Lineal". Los coeficientes obtenidos son  $A = (2,26 \pm 0.03)^\circ\text{K}$  y  $B = (584 \pm 3)^\circ\text{K}\Omega$ .

TABLA II

T [°K]	R [Ω]	1/R [Ω] <sup>-1</sup>
8,515	93,8	0,01066
8,160	98,8	0,010163
7,870	103,8	0,009671
7,640	108,8	0,009191
7,395	113,8	0,008787
7,280	116	0,008621
7,170	118,8	0,008418
7,126	120	0,008333
6,985	123,8	0,008078
6,937	125	0,008000
6,800	128,8	0,007764
6,756	130	0,007692
6,665	133,8	0,007474
6,592	135	0,007407
6,475	138,8	0,007205
6,439	140	0,007143
6,330	143,8	0,006954
6,302	145	0,006897
6,195	148,8	0,006720
6,163	150	0,006667
6,065	153,8	0,006502
6,031	155	0,006452
5,940	158,8	0,006297
5,910	160	0,006250
5,825	163,8	0,006105
5,817	164	0,006098
5,710	168,8	0,005924
5,600	173,8	0,005754
5,505	178,8	0,005593

### GRA F I C O 3

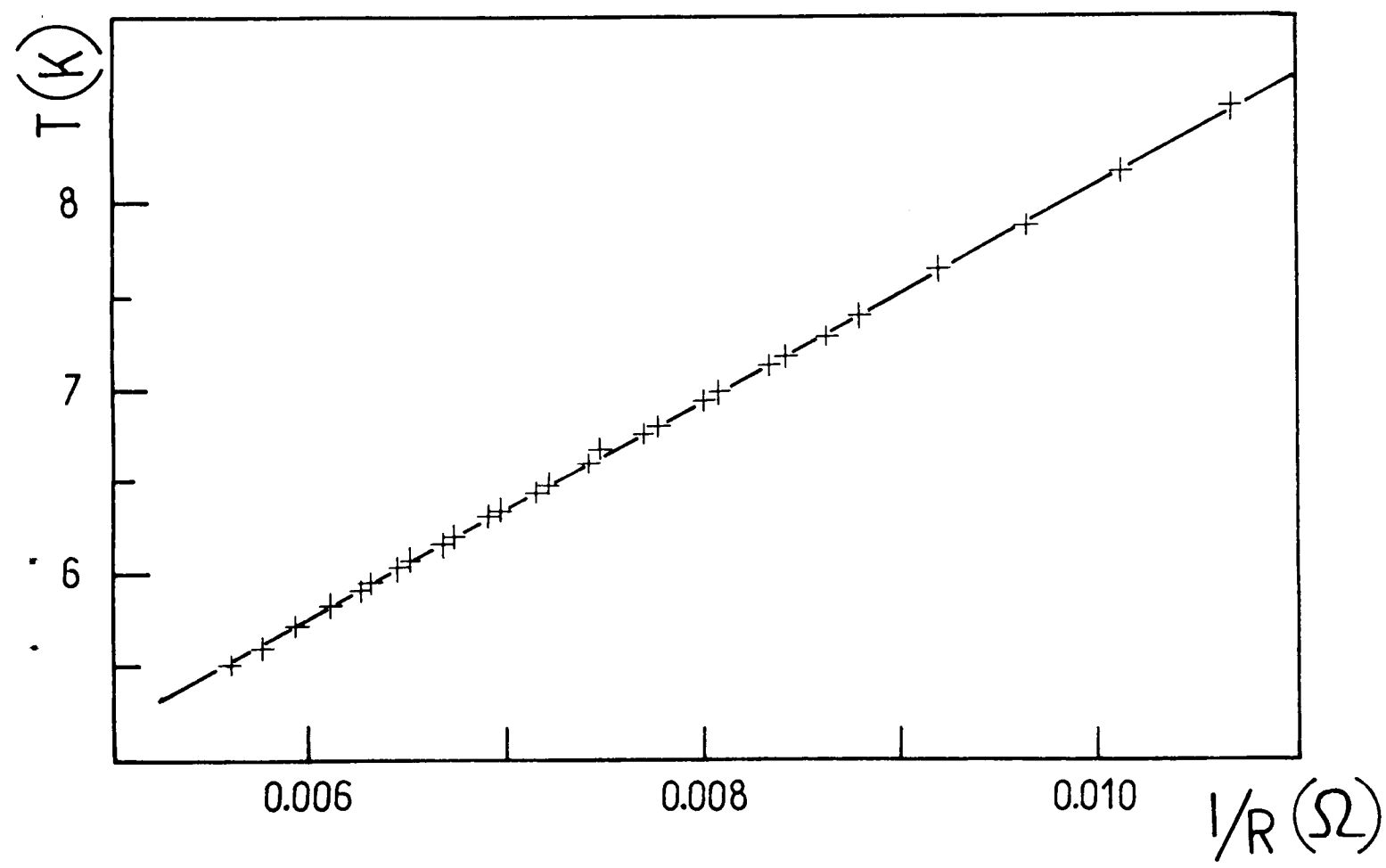
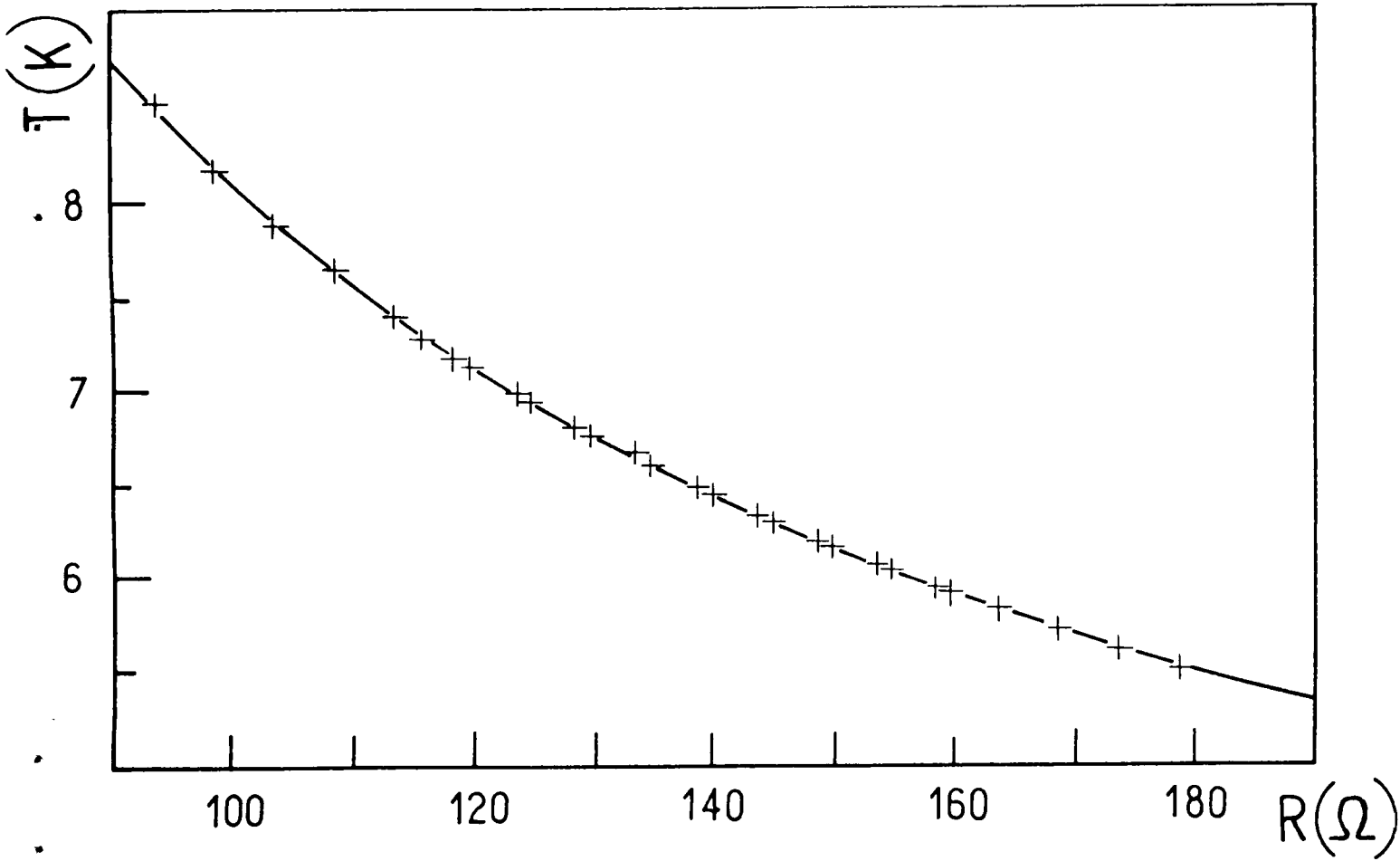
Calibración del termómetro de Germanio: temperatura en función de resistencia. Los datos de calibración están corregidos tomando como punto fijo la temperatura crítica del plomo (ver texto).

La ecuación de la curva llena que aproxima los puntos, es

$$T[\text{K}] = 2,26 \text{ K} + 584^\circ\text{K } \Omega^{-1}/R[\Omega]$$

### GRA F I C O 4

Calibración del termómetro: temperatura en función de la inversa de la resistencia. Puede verse que en este rango, la temperatura es función lineal de la inversa de la resistencia (línea llena).



ii) Calibración del Imán

El imán superconductor es un solenoide de Nb, cortocircuitado con un alambre superconductor que puede hacerse normal mediante un calefactor. Esto permite usar el imán de modo permanente (referencia 20/, pág. 4) con lo cual se logra mayor estabilidad en el campo.

El bobinado es de aproximadamente 40 vueltas/cm. La longitud  $\ell$  del solenoide es de 8 cm y su diámetro interior D de 2.4 cm. Dada la fórmula para el campo de un solenoide con  $\ell \gg D$ :

$$B[\text{Oe}] = (.4\pi)\text{Oe/A } n I [\text{A}]$$

con  $n$  = número de vueltas por centímetro, esto daría un campo de 50 Oe por ampere que circule en el solenoide. El blindaje de plomo del imán (figura 3) y el hecho de que  $\ell$  no es tanto mayor que D, van a hacer que esta constante de calibración se vea modificada en la práctica.

La calibración se efectúa utilizando el diagrama de fase del plomo puro, medido en la referencia 25/, de la siguiente manera:

Colocando una lámina de plomo puro (pureza 69) en el equipo y con un campo aplicado  $H_0$  proporcional a una corriente dada I, se barre temperatura desde  $T > T_c$  del plomo, hasta que en el magnetómetro se detecta el estado Meissner. El estado Meissner se identifica con un brusco aumento de la lectura del magnetómetro y, aunque el cambio de flujo  $\Delta N$  sea demasiado brusco para poder ser medido, la temperatura  $T_c(H_0)$  a la cual se dispara el magnetómetro puede ser medida con precisión de centésima de grado Kelvin.  $\Delta N$  no puede ser medido porque la constante de tiempo del magnetómetro es demasiado larga. Al entrar la muestra en estado Meissner se expulsan del orden de  $10^6$  cuantos de flujo casi instantáneamente y no pueden ser medidos por el SQUID.

Los resultados del experimento se encuentran en la Tabla III. Si se hace una regresión lineal, los puntos pueden ajustarse a una recta:



$$I_C = (32,1 \pm 0,2) \text{Amp} - T [^\circ\text{K}] \times (4,44 \pm 0,03) \text{Amp}/^\circ\text{K}$$

En el mismo rango de temperaturas, el diagrama de fases de Decker et al.<sup>25/</sup> se aparta poco de una recta. La fórmula completa obtenida en 25/ es:

$$H_C \text{ (Oe)} = 802,53 - 13,348 T^2 - 0,097131 T^4 + 0,00217588 T^6 - \\ - 0,000031996 T^8 + 0,00000019452 T^{10}$$

siendo T expresada en °K.

Si a los puntos experimentales se los compara con los resultados de 25/, se ve que se obtiene un buen acuerdo entre ambos si se multiplican los valores de corrientes por un factor  $(48 \pm 0,5) \text{Oe/A}$ . En el gráfico 5 se muestra la superposición entre la curva de Decker<sup>25/</sup> en línea de puntos y los datos experimentales al multiplicar por la constante de calibración (línea llena y cruces).

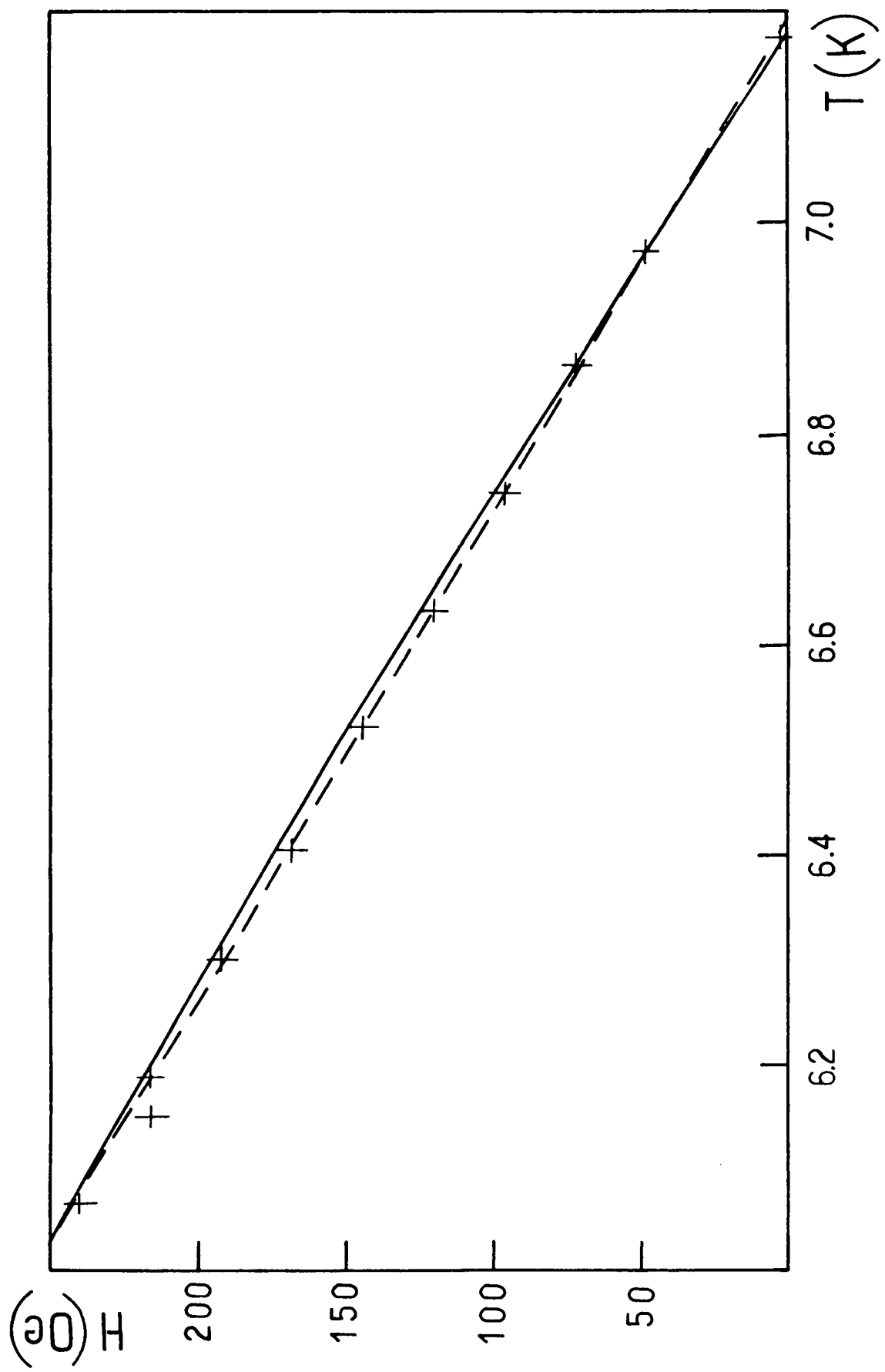
TABLA III

Calibración del Imán

$T_C$	I	$I \times 48$
$^\circ\text{K}$	Amp	Oe
7,175	0,05	2,4
6,971	1	48
6,867	1,5	72
6,745	2	96
6,632	2,5	120
6,520	3	144
6,404	3,5	168
6,302	4	192
6,188	4,5	216
6,194	4,5	216
6,066	5	240

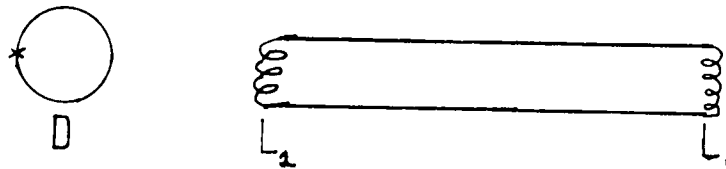
## GRAFICO 5

Calibración del imán utilizando el diagrama de fase superconductor-normal del Pb. Línea llena = curva de campo crítico del plomo según Decker et al.<sup>25/</sup>; cruces = puntos experimentales donde el campo H se calcula por la fórmula  $H = 48 \text{ Oe/A} \times I [\bar{A}]$  -siendo I la corriente que circula en el imán-. Línea punteada = aproximación lineal al campo crítico ajustando los puntos experimentales con una recta.



iii) Calibración del transformador

El transformador superconductor consta de un primario y un secundario superconductores que pueden esquematizarse:

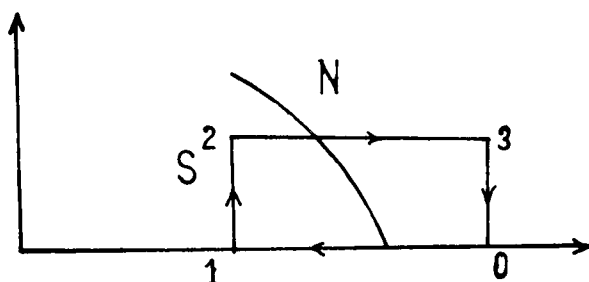


Una variación de flujo  $\phi_M$  en el primario  $L_1$  produce una corriente  $i$ , que a su vez, produce una variación de flujo en el secundario  $\phi_S = iL_2$ , que es la detectada por el SQUID, D. El flujo medido por el detector,  $\phi_S$ , va a ser entonces proporcional al flujo en la muestra,  $\phi_M$ , y se define el factor de reducción de flujo:  $F \equiv \frac{\phi_M}{\phi_S}$ .

Si se produce una variación de flujo  $\phi_M$  en el primario cuyo valor sea conocido, puede leerse el flujo  $\phi_S$  observado en el detector y así calcular  $F$ . En nuestro caso, el efecto Meissner provee una forma de variar  $\phi_M$  en forma conocida, ya que a campos muy bajos, la muestra expulsa completamente el campo en su interior, con lo que midiendo el campo aplicado  $H$  y el área  $A$  de la muestra  $\Delta\phi_M = -H \times A$ , cuando la muestra transiciona del estado normal al superconductor. Otra forma de producir una variación de flujo es variar el campo  $H$  aplicado. En este caso  $\Delta\phi_M = A_p \times \Delta H$  donde  $A_p$  es el área abarcada por el primario del transformador.

Se utilizan los dos métodos para calibrar el transformador, lo cual permite además, comparar el efecto de los factores demagnetizantes de las muestras.

El procedimiento de calibración es el siguiente: Consideremos el diagrama de fases del material, como se indica en la figura



De 0 a 1 se varía la temperatura  $T$  a campo magnético  $H = 0 = \text{cte.}$  Al ser cero el campo no se detecta cambio de flujo en el transformador.

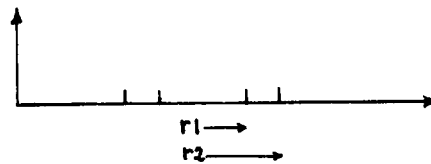
De 1 a 2 se varía  $H$  a  $T = \text{cte.} < T_C$  con lo cual se produce un  $\Delta\phi_{1 \rightarrow 2}$  en el transformador. La muestra permanece superconductora, ya que  $H$  se incrementa hasta un valor menor que el del campo crítico a esa temperatura. Las variaciones de  $H$  son de unos pocos mili Oersted, para que  $\Delta\phi$  pueda medirse. La electrónica del SQUID es lenta (cte. de tiempo  $\sim 1$  seg.) y se pierde parte de la señal si  $\Delta\phi$  es muy rápida.

De 2 a 3 se varía  $T$  a  $H = \text{cte.}$  hasta  $T > T_C$ , con lo que se produce un  $\Delta\phi_{2 \rightarrow 3}$  al penetrar el campo dentro de la muestra cuando se hace normal.

De 3 a 0 se varía  $H$  a  $T = \text{cte.}$  hasta que  $H = 0$  nuevamente, con lo que se produce un  $\Delta\phi_{3 \rightarrow 0}$  debido a la variación del campo. La muestra permanece normal.

El flujo en los puntos numerados del diagrama puede representarse de la siguiente manera:

0 y 1:



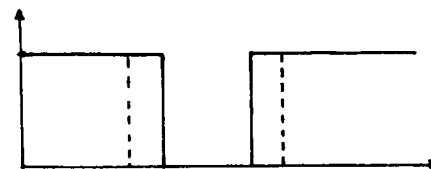
$H = 0$ ; en 0  $T > T_C$

en 1  $T < T_C$

$r_1 = \text{radio muestra}$

$r_2 = \text{radio transformador}$

2:

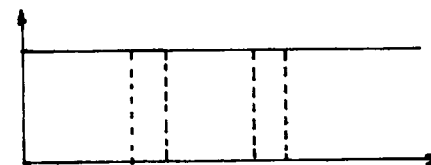


$H \neq 0$ ;  $T < T_C$

$B = H$  afuera de la muestra

$B = 0$  dentro de la muestra

3:



$H \neq 0$ ;  $T > T_C$

$B = H$  dentro y fuera de la muestra

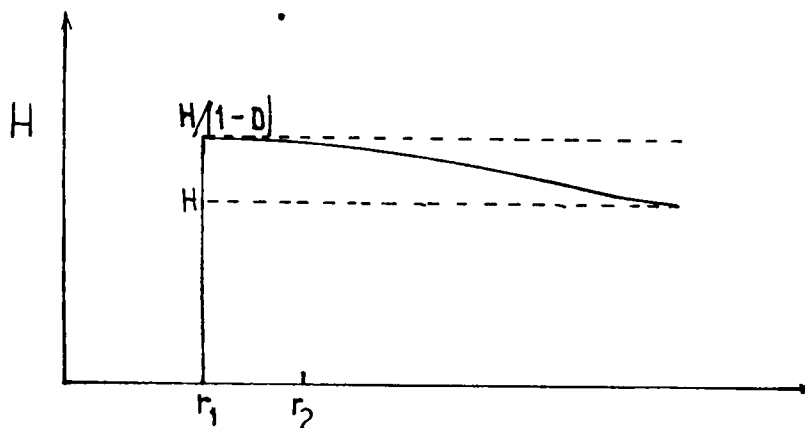
Si despreciamos los factores demagnetizantes de las muestras empleadas (o sea que consideramos al cilindro como de longitud infinita), los cambios de flujo que deben considerarse son:

En 3 el flujo penetra en la muestra, donde antes estaba expulsado, luego  $\Delta\phi_{2\rightarrow3} = H \times \pi r_1^2$ . Al ir de 3 a 0 se vuelve a cero el campo, siendo la muestra normal, puede despreciarse su magnetización y  $\Delta\phi_{3\rightarrow0} = \pi r_2^2 \Delta H = \pi r_2^2 (H - 0) = \pi r_2^2 H$ .

Al ir de 1 a 2, la muestra es superconductora y pueden inducirse corrientes alrededor de ella, lo que modifica el comportamiento del transformador, según se verá más adelante, pero sin tomar en cuenta ese efecto  $\Delta\phi_{1\rightarrow2} = \pi H (r_2^2 - r_1^2)$ .

En los cálculos de  $\Delta\phi$  anteriores no se considera que por ser el cilindro finito, el factor demagnetizante  $D$  es distinto de cero y por lo tanto el campo  $H$  no es el aplicado sino que va a ser modificado por la muestra.

Según Landau y Lifchitz<sup>26/</sup>, el campo magnético  $H'$  en el ecuador de un elipsoide superconductor cuyo factor demagnetizante es  $D$ , es:  $H' = \frac{H}{(1-D)}$ , siendo  $H$  = campo aplicado,  $H'$  se mide fuera del superconductor pero muy cercano a la superficie. Como una aproximación no muy sutil al caso del cilindro, se puede utilizar el campo  $H'$  calculado para el elipsoide y suponer que es esencialmente uniforme hasta la distancia a que está el transformador. La distribución radial del campo en el ecuador, fuera del elipsoide no es fácil de calcular, pero puede verse fácilmente que considerar el campo uniforme e igual a  $H'$  equivale a sobrestimar el efecto del tamaño finito de la muestra. En efecto, se puede representar  $H'$  como:



H' debe ser igual a  $\frac{H}{(1-D)}$  en cilindro y en el infinito debe ser igual a H (curva llena). La curva punteada 1 indica el campo si D = 0 y la curva punteada 2, el campo utilizado para el cálculo aproximado cuando D  $\neq$  0. El caso real estará entre ambos extremos.

Como B = 0 dentro de la muestra cuando es superconductora:

$$\Delta\phi_{1\rightarrow 2}: \phi_{\text{inicial}} = 0 \quad \phi_{\text{final}} = \frac{H}{(1-D)} \left[ \pi r_2^2 - r_1^2 \right]$$

$$\Delta\phi_{1\rightarrow 2} = \frac{H}{(1-D)} \pi (r_2^2 - r_1^2)$$

$$\Delta\phi_{2\rightarrow 3}: \phi_{\text{inicial}} = \frac{H}{(1-D)} \pi (r_2^2 - r_1^2) \quad \phi_{\text{final}} = H \pi r_2^2$$

$$\Delta\phi_{2,3} = H \pi \left[ r_2^2 - \frac{r_1^2 - r_2^2}{(1-D)} \right]$$

$\Delta\phi_{3\rightarrow 0}$  no está afectado con respecto al de un cilindro infinito porque el efecto de la muestra cuando es normal es despreciable.

Se efectuaron mediciones sobre dos muestras cilíndricas de distintas dimensiones para calibrar el transformador y se calculó el factor de reducción de flujo para un factor demagnetizante D = 0 y D  $\neq$  0 y variando el flujo según se ha descrito.

Los resultados pueden resumirse en una tabla:

TABLA IV

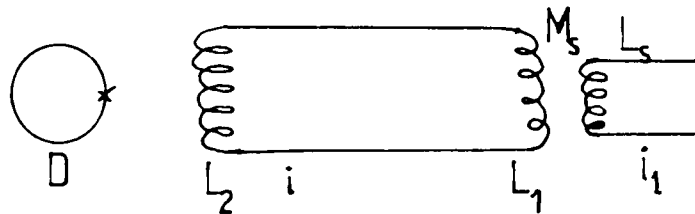
DIMENSIONES DE LA MUESTRA		D	CALCULO CONSIDERANDO D = 0			CALCULO CONSIDERANDO D $\neq$ 0		
Diam. (cm)	Long. (cm)		F <sub>1</sub> ( $\Delta\phi_{12}$ )	F <sub>2</sub> ( $\Delta\phi_{23}$ )	F <sub>3</sub> ( $\Delta\phi_{30}$ )	F <sub>1</sub> ( $\Delta\phi_{12}$ )	F <sub>2</sub> ( $\Delta\phi_{23}$ )	F <sub>3</sub> ( $\Delta\phi_{30}$ )
0,49	1,8	0,08	34,7	46,9	38,7	37,6	39,3	39,7
0,51	4	0,009	33,6	40,4	38,8	33,9	39,8	39,8

D se calcula según la ref. 27/, aproximando los cilindros por elipsoides (ver Tabla V).

Puede constatarse que el resultado  $F_3$  es el mismo para los dos cilindros, aun si consideramos  $D = 0$ , porque no interviene el factor demagnetizante. En cambio, con  $F_2$  se ve que los resultados, los cuales difieren mucho si consideramos  $D = 0$ , se parecen más entre sí, y se acercan más al valor de  $F_3$  cuando consideramos  $D \neq 0$ .

Los resultados de  $F_1$  son los que tienen mayor discrepancia, pero no hemos considerado aquí la interacción entre el transformador y la muestra superconductora.

Si se considera la variación de flujo en el transformador al variar  $H$ , con una muestra superconductora dentro del primario, debe tenerse en cuenta, no sólo el hecho de que el superconductor apantalla el campo y por lo tanto reduce el "área efectiva" donde está cambiando el campo, sino que también afecta la inductancia del transformador. Esta variación de inductancia puede evaluarse de la siguiente manera:



El transformador consta de dos inductancias  $L_1$  y  $L_2$ , y está acoplado al superconductor -que a su vez, puede ser representado por una inductancia  $L_s$ - mediante la inductancia mutua  $M_s$ . Si  $i$  es la corriente que circula en el transformador e  $i_1$  la corriente que circula en  $L_s$ , se obtienen las siguientes ecuaciones:

$$a) \quad i(L_1 + L_2) + N \phi_{\text{ext}} + i_1 M_s = 0$$

$$b) \quad i M_s + i_1 L_s + \phi_{\text{ext}}^s = 0$$



Donde  $\phi_{\text{ext}} = B.A$  es el flujo magnético en el primario del transformador ( $B =$  campo aplicado;  $A =$  área del primario);  $\phi_{\text{ext}}^S = B.A_S$ , flujo magnético en el superconductor ( $A_S =$  área del superconductor),  $N =$  número de vueltas del primario.

Despejando  $i_1$  de b) e introduciendo en a), obtenemos

$$c) \quad i(L_1 + L_2 - \frac{M_S^2}{L_S}) + N \phi_{\text{ext}} \frac{M_S}{L_S} = 0$$

Si las muestras son largas, se puede poner como primera aproximación las inductancias calculadas para solenoides infinitos:

$$\begin{aligned} M_S &= \frac{\alpha N A_S}{\ell} \\ L_S &= \frac{\alpha N_S^2 A_S}{\ell} = \frac{\alpha A_S}{\ell} \quad \text{porque } N_S = 1 \end{aligned} \quad \left| \quad \frac{M_S}{L_S} = N \right.$$

$$L_1 = \frac{\alpha N^2 A}{\ell} \quad ; \quad \frac{M_S^2}{L_S} = \frac{\alpha N^2 A_S}{\ell} \quad ; \quad L_1^{\text{eff}} = L_1 - \frac{M_S^2}{L_S}$$

$$c) = i(L_2 + L_1^{\text{eff}}) = N\phi_{\text{ext}} - N\phi_S^{\text{ext}} = N\phi^{\text{eff}} = NB(A - A_S)$$

donde  $\phi^{\text{eff}}$  es el flujo que hay en el transformador excluido el superconductor.

Los factores de reducción de flujo se calculan considerando que circula una corriente  $i$  por  $L_2$ . Si no consideramos que  $L_1$  se modifica por la presencia del superconductor:

$$F = \frac{i - L_2}{N\phi^{\text{eff}}} \quad \text{con } i = \frac{N\phi^{\text{eff}}}{L_1 + L_2}$$

Si consideramos que  $L_2$  se modifica:

$$i' = \frac{N\phi^{\text{eff}}}{L_1 + L_2} \quad ;$$

y por lo tanto, se tendrá un factor de reducción de flujo  $F'$  tal que:

$$\frac{F}{F'} = \frac{L_2 + L_1^{\text{eff}}}{L_2 + L_1} \quad ; \quad F = F' \left( 1 - \frac{M_S^2/L_S}{L_1 + L_2} \right)$$

Como el transformador está fabricado de manera que  $L_1 \approx L_2$

$$F = F' \left( 1 - \frac{M_S^2}{2L_S L_2} \right) = F' \left( 1 - \frac{A_S}{2A} \right)$$

El diámetro del transformador es aproximadamente 8 mm y el de la muestra 5 mm, con lo que  $F = 0.8 F'$ . Si consideramos  $D \neq 0$ , entonces  $F_1$  se transforma en  $F'_1 = \frac{37,6}{0,8} = 47,1$  para el cilindro de 1,8 cm de longitud y  $F'_1 = \frac{33,9}{0,8} = 42,3$  para el cilindro de 4 cm de longitud. Con  $D = 0$  tenemos  $F'_1 = 43,3$  y  $F'_1 = 42,0$ , respectivamente. Se constata que hay mejor acuerdo con las otras mediciones ( $F_2$  y  $F_3$ ) si en este caso consideramos  $D = 0$ .

En las mediciones con cilindros es necesario corregir por el factor demagnetizante, cuando se trabaja con geometría múltiplemente conexa. En láminas, o con geometría simplemente conexa, el factor demagnetizante de la zona en que se expulsa el campo es tan pequeño que puede despreciarse. Se dan a continuación los factores demagnetizantes de las muestras medidas:

TABLA V

Factores demagnetizantes de las muestras utilizadas

MUESTRA	a (cm)	b (cm)	c (cm)	$L/4\pi$
Lámina Pb95 Tl05	1,725	0,30	0,0061	<0,01
Lámina Pb99 Tl01	1,62	0,38	0,052	<0,01
Cilindro Pb99 Tl01	1,54	0,18	0,18	$7,5 \times 10^{-3}$
Cilindro Pb99 Tl01	1,8	0,5	0,5	$8,1 \times 10^{-2}$

a, b y c son dimensiones de la lámina y el cilindro; se toman como los ejes de un elipsoide que se utiliza para calcular el factor demagnetizante<sup>27/</sup>.

C) FUNCIONAMIENTO DEL EQUIPO

i) Control de temperatura:

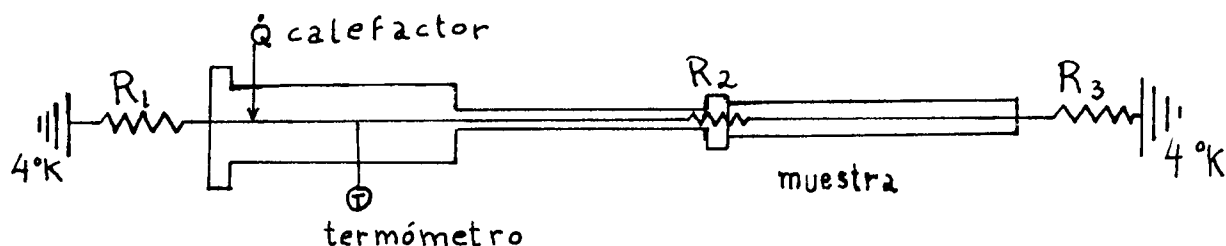
Para variar la temperatura, se varía la corriente sobre el calefactor, el cual consiste en un alambre de manganina enrollado en la parte superior del portamuestras. Hay una conexión térmica entre portamuestras y evaporador por medio de un alambre de cobre de 5 cm de largo y 1 mm de diámetro. La resistencia térmica del alambre es aproximadamente:

$$(R_1)^{-1} = \sigma_T(\text{Cu})(4^\circ\text{K}) \times \frac{a}{l}$$

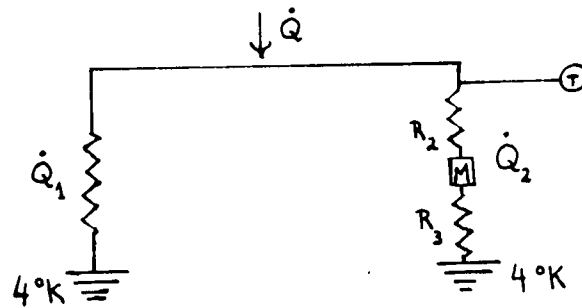
$a$  = sección del alambre  $\approx 0,01$  cm;  $l$  = longitud del alambre = 5 cm;  $\sigma_T(\text{Cu})(4^\circ\text{K})$  = conductividad térmica del cobre a  $4^\circ\text{K} \approx 3,2$  Watt  $\text{cm}^{-1} \text{ }^\circ\text{K}^{-1}$ . Por lo tanto

$$R_1 \approx 200 \text{ }^\circ\text{K Watt}^{-1}$$

El portamuestras se halla suspendido dentro de una camisa de vacío y por lo tanto está aislado térmicamente del baño. Cualquier intercambio de calor con el baño o el evaporador será principalmente a través de  $R$ . Sin embargo, existe la posibilidad de contactos térmicos, a través de los separadores del portamuestras y la camisa o de pérdidas por radiación. Esto induciría una resistencia térmica extra que es difícil de estimar. También existe una resistencia térmica  $R_2$  entre el portamuestras y la muestra, que puede introducir errores en la lectura de temperaturas. Se podrían esquematizar las resistencias térmicas de la siguiente manera:



Si  $R_3 = \infty$ , la muestra, el termómetro y el portamuestras quedarían a temperatura uniforme una vez que se estableciera el régimen estacionario, ya que todo el calor  $\dot{Q}$  circula a través de  $R_1$ . Siendo  $R_3$  finita, hay una pérdida de calor que puede producir un salto de temperaturas entre la muestra y el termómetro. El circuito térmico es el siguiente:



La parte de  $\dot{Q}_2$  que corresponde a radiación puede ser estimada si suponemos que la muestra irradia según la ley de Stephan-Boltzman a  $T_1 = 7^\circ\text{K}$  y el baño que la rodea irradia a  $T_2 = 4^\circ\text{K}$ . Se supone el coeficiente de absorción  $a = 0,1$  porque ambas superficies son metálicas. El área  $A$  de la muestra en el caso de los cilindros más grandes es aproximadamente  $4,6 \text{ cm}^2$  (long. =  $2,8 \text{ cm}$  y diam. =  $0,5 \text{ cm}$ ).

El calor de radiación es:

$$\dot{Q}_R = a A \sigma (T_1^4 - T_2^4)$$

$$\sigma = 5,7 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ seg}^{-1} (\text{°K})^{-4}$$

$$\dot{Q}_R \approx 5 \times 10^{-7} \text{ Watt}$$

Esta es una potencia muy pequeña puesto que  $\dot{Q}$  es del orden de  $10^{-3} \text{ Watt}$  y, aun sumándole posibles pérdidas por conducción,  $\dot{Q}_2$  es pequeño.

La diferencia  $\Delta T$  entre la lectura del termómetro  $T$  y la muestra  $M$  depende además de cuál sea la resistencia de contacto  $R_2$ , quede hecho es la resistencia de contacto entre la muestra y el portamuestras y entre el portamuestras y el soporte del termómetro. Esta, al ser una resistencia de contacto, es difícil

de evaluar pero  $\dot{Q}_2$  es suficientemente pequeño como para que  $\dot{Q}_2 R_2 = \Delta T$  sea del orden de centésimos de  $^{\circ}\text{K}$ .

Además del comportamiento estacionario, importan las constantes de tiempo del sistema. Estas pueden estimarse si despreciamos la conducción debida a  $R_2$  y  $R_3$  que son mucho mayores que  $R_1$ . De hecho,  $R_1$  será un poco mayor de lo calculado tomando solamente en cuenta la resistencia del alambre, ya que también existe una resistencia de contacto entre el alambre y el evaporador. Si calculamos  $R_1$  en base a la potencia entregada al calefactor y el salto de temperatura medido, vemos que con 1,8 m W de potencia se produce un salto de temperatura de unos  $3^{\circ}\text{K}$ , lo cual implica una resistencia térmica de  $1,5 \times 10^3 \text{ }^{\circ}\text{K/Watt}$ .

La capacidad calorífica  $C$  de la muestra y del portamuestras es aproximadamente  $5 \times 10^{-3} \text{ joule/}^{\circ}\text{K}$ , lo cual da una constante de tiempo  $\tau = C \times R_1 = 7,5 \text{ seg}$ . En la práctica, se observan constantes de tiempo de este orden, por lo cual el barrido en temperatura se efectúa en forma lenta, para que el comportamiento sea lo más parecido posible al caso estacionario.

ii) Señal sin muestra:

Con el objeto de detectar posibles señales espúreas causadas por variaciones de magnetización con temperatura en el termómetro o en el portamuestras, se realizó un experimento sin muestra con el termómetro de Germanio y el portamuestras montados en su posición habitual.

Entre  $4^{\circ}\text{K}$  y  $10^{\circ}\text{K}$  no se detectó ninguna señal dentro de la sensibilidad del magnetómetro.

En caso de no tomarse las debidas precauciones, pueden existir señales espúreas, como se comprobó en un montaje anterior. Se tenía una resistencia de carbón con terminales soldadas con una aleación estaño-plomo comercial. La soldadura tenía una transición superconductor a unos  $7^{\circ}\text{K}$  cuya señal era recogida por el magnetómetro, a pesar de que estaba ubicada a unos 4 cm del primario del transformador. Además, había otras señales, presumiblemente debidas a la resistencia de carbón.

El problema se solucionó con el termómetro de Ge. Los terminales fueron soldados con una aleación de Cd-Bi cuya temperatura crítica es de  $0,1^{\circ}\text{K}$ , muy por debajo del rango de medición. El hecho de ser el soporte del termómetro y del portamuestras de cobre puro evita que estos elementos introduzcan señales espúreas, puesto que en el cobre la susceptibilidad magnética es prácticamente independiente de la temperatura.

## IV. EXPERIMENTOS

i) Preparación de las muestras

Todas las mediciones se realizan en aleaciones de plomo-talio. Se elige este sistema porque, desde el punto de vista experimental, posee varias ventajas.

En primer lugar, los dos metales son solubles uno en el otro, prácticamente en cualquier proporción<sup>28/</sup> y no presentan segregación de fases, lo cual facilita la obtención de una muestra de composición homogénea.

En segundo lugar, la transición superconductor es bastante abrupta, careciendo de "colas" salvo las debidas a fluctuaciones termodinámicas. Esto es importante porque una transición "ancha" se mezclaría con la señal de superficie que ocurre en un rango relativamente estrecho de temperaturas.

En tercer lugar, desde el plomo puro -tipo I- hasta aleaciones con más concentración de talio -tipo II-, se puede variar el parámetro de GL,  $\kappa$  en cantidades apreciables con pequeñas variaciones de concentración. Los parámetros superconductores de estas aleaciones fueron medidos por Bon Mardion et al<sup>29,30/</sup> y por Sekula y Kernouhan<sup>31,32/</sup>.

Las muestras utilizadas son de dos tipos -láminas y cilindros- y se usan dos concentraciones de talio en plomo, 1% at. en algunos experimentos y 5% at. en otros.

Para preparar la aleación, los componentes puros (69 de pureza ambos) son pulidos en una mezcla de partes iguales de ácido acético glacial y agua destilada 30 volúmenes a fin de eliminar la capa de óxido formada sobre el metal mientras estuvo en contacto con el aire. El talio se oxida muy rápidamente y por tal motivo, después de lavar los metales pulidos en agua destilada, se secan en un chorro de nitrógeno gaseoso. El metal seco se oxida con más lentitud que el húmedo y se trata de efectuar la pesada lo más rápidamente posible.

Luego de pesados los componentes, se sellan en un tubo de vidrio cuyo interior se ha llenado previamente con gas inerte (helio o argón). Los metales son fundidos dentro del tubo de vidrio mediante un mechero de gas y luego se agita el tubo durante unos 45 minutos para asegurarse que la mezcla sea homogénea. Para evitar que la aleación se adhiera a las paredes de vidrio, se lubrica el interior del tubo con una solución de aceite de vacío (Dow Corning 701) en acetona. Al bombear el tubo, la acetona se evapora y queda una capa delgada de aceite adherida a las paredes del mismo. Recién después se introducen los metales, el gas inerte y se sella.

La aleación obtenida es laminada en una laminadora de rodillos o fundida nuevamente bajo vacío en un tubo de vidrio del diámetro adecuado, según la forma de la muestra que se desee.

Del material laminado se cortan las muestras de dimensiones apropiadas y luego se recuecen bajo vacío para eliminar las tensiones del laminado y para aumentar el tamaño de grano. Es necesario sujetar las láminas entre dos vidrios del porta-objetos para darles rigidez. El recocido se efectúa a 320°C durante un par de días, llevando luego la temperatura a 325°C durante 5 minutos. Esto es 2°C por debajo del punto de fusión, por lo cual la regulación del horno debe efectuarse con cuidado. Resultados de Swartz y Hart<sup>33/</sup> indican que con este tipo de recocido disminuye la corriente crítica de la superficie. Esto implicaría una cantidad menor de defectos y de "centros de pinning" de los vórtices y, por lo tanto, una superficie más "ideal".

Los cilindros no son recocidos, ya que salen del molde sin haber sido deformados. Se cortan de la longitud apropiada por medio de un "spark-cutter".

En algunos casos se desea depositar electrolíticamente un metal normal en una parte de la muestra a fin de obtener zonas superconductoras simplemente conexas en la superficie. El metal normal utilizado es cromo por tener la ventaja de depositarse fácilmente en el substrato de Pb-Tl y ser magnético, con lo cual destruye la superconductividad de superficie -por efecto de proximidad- en forma más efectiva. Para cromar,



la muestra es pulida en la solución de acético- $H_2O_2$  y luego se cubre la parte que se desea mantener libre de cromo con una capa gruesa de barniz General Electric 7031 para bobinados. El barniz se hornea a  $100^\circ C$  durante 3 horas para endurecerlo. Se pule una vez más la parte no cubierta con barniz a fin de eliminar el óxido y la muestra se croma en un baño de ácido crómico<sup>34/</sup>. Se utiliza un baño "promedio"<sup>29/</sup> que tiene la siguiente composición:

$Cr O_3$  — 270 a 300 g/l de solución

$H_2 SO_4$  — 2,7 a 3,0 g/l de solución.

Se utiliza una densidad de corriente de aproximadamente  $0,02 A/cm^2$  y las capas de cromo que se depositan son de unos  $10\mu m$  de espesor. Se debe tener cuidado de no prolongar la electrodeposición más que un par de horas, ya que el baño despega el barniz después de 4 ó 5 horas de sumergir la muestra en él.

*ii) Resultados experimentales:*

Las mediciones presentadas corresponden a dos tipos de geometría de la región superconductora.

Se mide el cambio de flujo al variar la temperatura en cilindros o láminas con campo axial, donde la zona superconductora forma un "anillo" alrededor de la muestra hasta una profundidad del orden de la longitud de coherencia  $\xi$  ( $\xi \approx 1000 A$  en nuestras muestras). Este tipo de geometría, donde la zona superconductora es múltiplemente conexa, debería responder a la teoría del vórtice gigante, tal cual ha sido expuesta en la sección II.

También se realizan mediciones en muestras en las cuales la zona de superconductividad de superficie es simplemente conexa. Para obtener una zona con esta geometría, se deposita cromo sobre parte de la muestra. Como se discute en la introducción, la presencia de un material conductor normal, cambia las condiciones de contorno y se observa experimentalmente

### GRAFICO 6

Flujo expulsado, en número de cuantos de flujo, como función de temperatura para distintos valores del campo magnético:  $\Delta$  240 Oe;  $\times$  192 Oe;  $\square$  144 Oe; + 96 Oe;  $\diamond$  48 Oe.

La muestra es una lámina de Pb95 Tl05 en la cual se electrodepositó cromo sobre una cara, de manera tal que la región superconductora en la superficie es simplemente conexa.

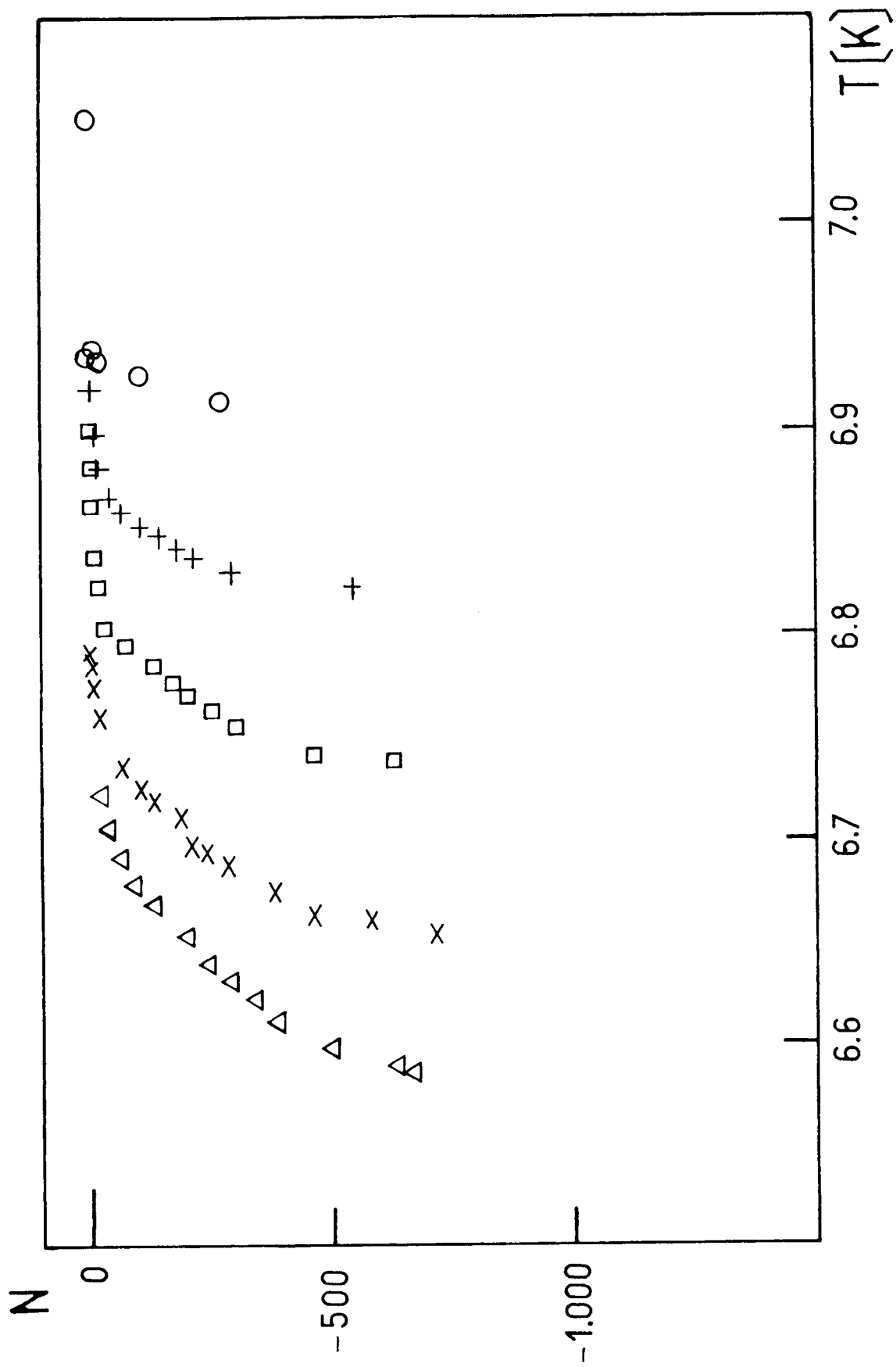
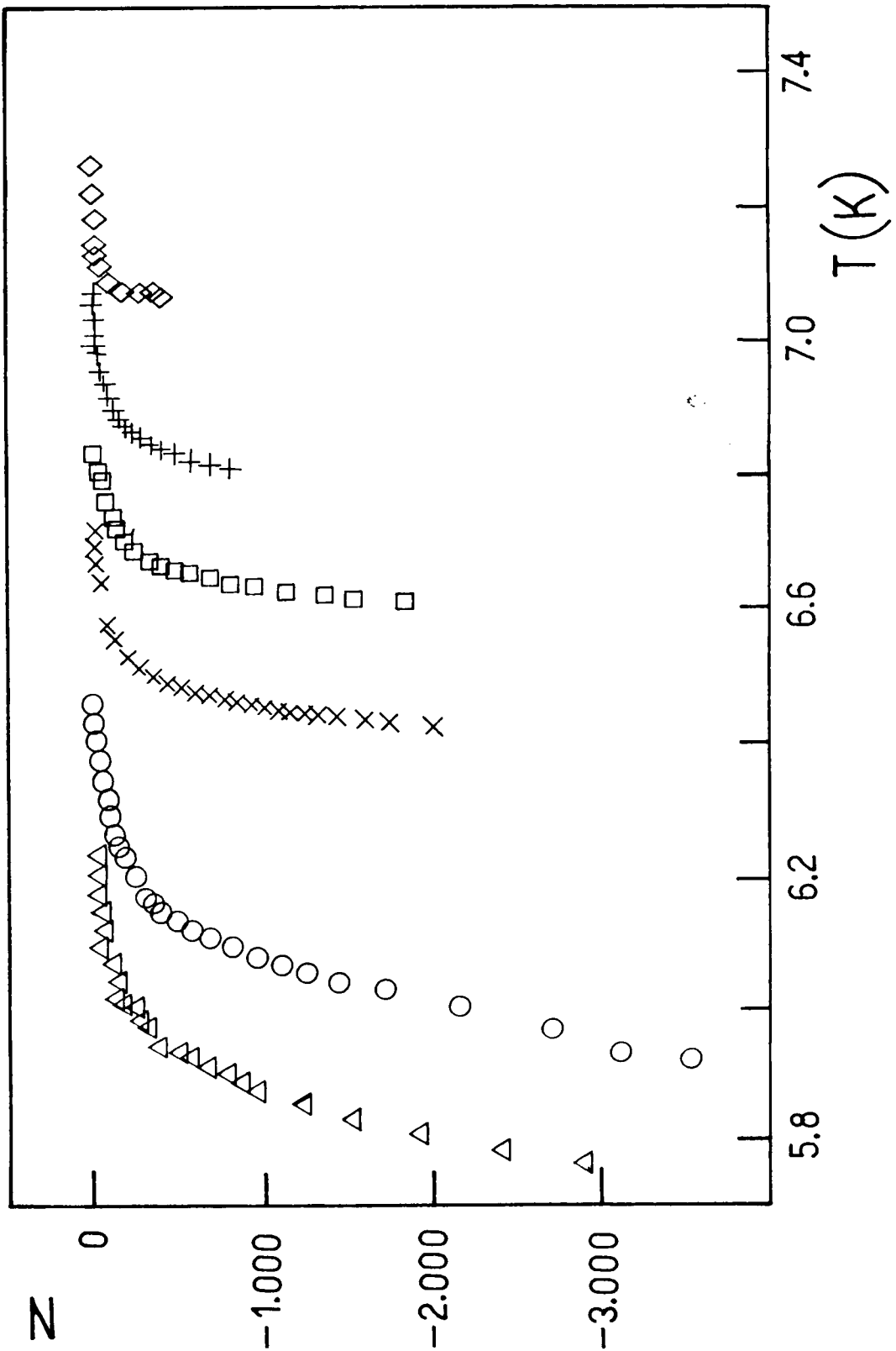


GRAFICO 7

Flujo expulsado, en número de cuantos de flujo, como función de temperatura para distintos valores del campo magnético:  $\Delta$  336 Oe;  $\circ$  288 Oe;  $\times$  192 Oe;  $\square$  144 Oe;  $+$  96 Oe;  $\diamond$  48 Oe.

La muestra es una lámina de Pb 99 Tl 01 donde la región superconductora en la superficie es simplemente conexa.



(ref. 3/ pág. 179) una disminución del cociente  $H_{c3}/H_{c2}$  que puede ser tal que  $H_{c3} = H_{c2}$ . El cromo además es magnético y su presencia va a perturbar la superconductividad hasta una distancia del orden de  $\xi$  de la superficie, o sea la profundidad de la capa superconductora. De esta manera, en la región en que se deposita el cromo, el anillo superconductor queda abierto y la región superconductora es simplemente conexas. Este tipo de muestras tendrá un comportamiento similar al de un semi espacio infinito, como en el problema resuelto por Fink y Kessinger<sup>4/</sup> y medido anteriormente<sup>7/</sup>.

Mediciones en láminas con una cara cromada, de Pb99 Tl 01 (at.) y Pb95 Tl 05 (at.) muestran que para el caso simplemente conexo, la magnetización es reversible y está de acuerdo con lo que se calcula teóricamente<sup>4/</sup>.

La lámina de aleación de 1% (atómico) de talio es de dimensiones  $1,62 \times 0,38 \times 0,052$  cm y una de sus caras se cromada como se describe en IV i). Los resultados experimentales se encuentran en el gráfico 7 para distintos valores del campo magnético aplicado.

La lámina con 5% at. de talio mide  $1,73 \times 0,30 \times 0,0069$  cm y también tiene una cara cromada. Los resultados experimentales se encuentran en el gráfico 6.

Para comparar las mediciones con la teoría<sup>4/</sup>, es necesario conocer el valor de  $\kappa$  de GL de la aleación así como los campos críticos  $H_{c2}$  y  $H_c$ .

En el caso de la aleación de Pb 95 Tl 05, el campo de nucleación del estado de vórtices,  $H_{c2}$ , puede ser medido directamente. Al nuclearse los vórtices, el flujo expulsado aumenta rápidamente. Esta expulsión brusca de flujo se detecta en el magnetómetro, en el momento en que no puede seguir la señal.

Para distintos campos aplicados  $H_0$ , se miden diferentes temperaturas de disparo  $T_{c2}(H_0)$  y graficando  $H_0$  en función de  $T_{c2}(H_0)$  (gráfico 8), se obtiene una recta, como se espera de la teoría a temperaturas cercanas de la crítica. Ajustando por cuadrados mínimos la recta, se obtiene:

$$H_{c2}(T) = (4072 \pm 94) - (581 \pm 13)T$$

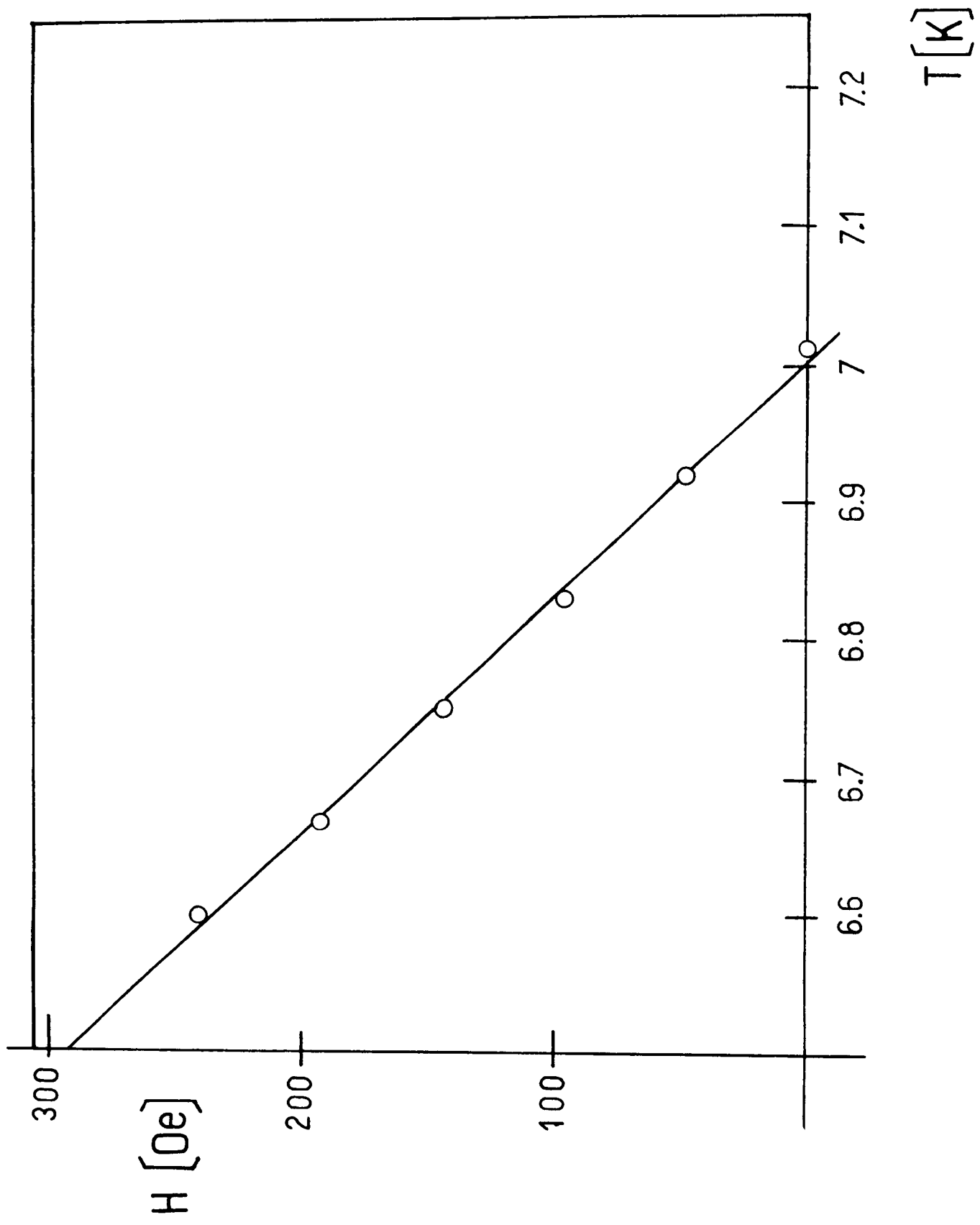
$$H_{c2}(T) = 581 (T - 7,01)$$

si expresamos  $H_{c2}$  en Gauss y T en grados Kelvin.

## GRAFICO 8

Campo crítico  $H_{c2}(T)$  de la lámina de Pb 95 Tl 05 cuya variación de flujo en función de la temperatura se ilustra en el gráfico 6.

Los puntos experimentales se obtienen observando la temperatura a la cual el flujo expulsado se hace tan grande que el magnetómetro no lo puede seguir. Esto corresponde a la temperatura de nucleación de los vórtices. La curva de campo crítico puede aproximarse por una recta  $H_{c2} [\text{Oe}] = 581 \text{ Oe/K} [T [\text{K}] - 7,01]$  calculada por cuadrados mínimos en base a los puntos experimentales.

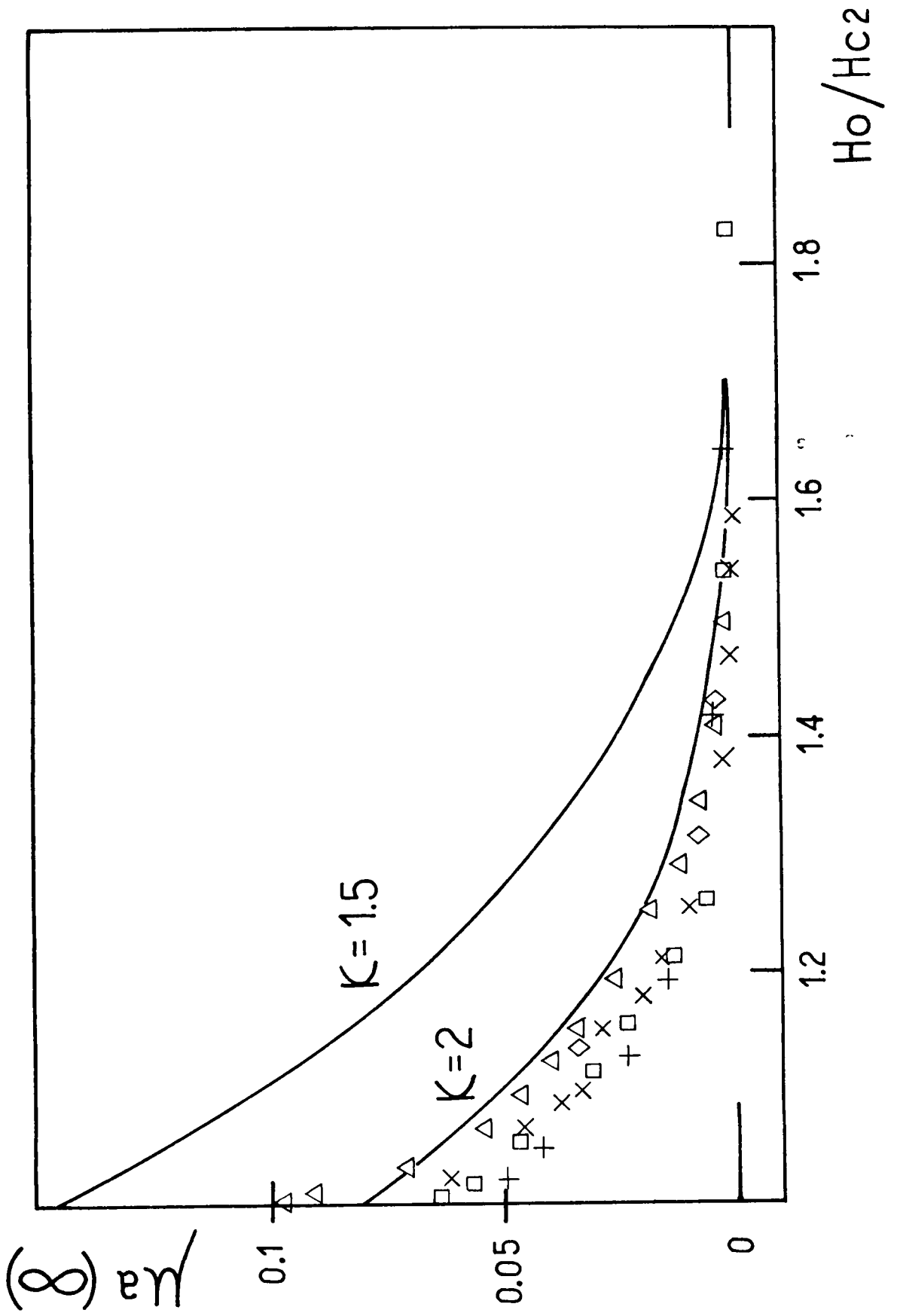




## GRAFICO 9

Comparación de las mediciones de la lámina de Pb 95 Tl 05 con región superconductora de superficie simplemente conexa con la teoría de Fink y Kessinger.

La variable reducida por  $\mu$  a  $[\infty]$  se define en la página 19 del texto. Puede verse como los puntos experimentales obtenidos a distintos campos se superponen en una curva universal. Los puntos corresponden a los del gráfico 6:  $\circ$  240 0e;  $\times$  192 0e;  $\square$  144 0e;  $+$  96 0e;  $\diamond$  480 0e. Línea llena: curvas teóricas para  $\kappa = 2$  y  $\kappa = 1.5$ .



El valor de  $\kappa$  se puede obtener de la ecuación  $\sqrt{2} \kappa H_c(T) = H_{c2}(T)$ , ref. 16/ pág. 196 que cerca de la temperatura crítica también puede escribirse:

$$\sqrt{2} \kappa \left. \frac{\partial H_c}{\partial T} \right|_{T_c} = \left. \frac{\partial H_{c2}}{\partial T} \right|_{T_c} \quad (A)$$

de las mediciones  $\left. \frac{\partial H_{c2}}{\partial T} \right|_{T_c} = - 581 \pm 13 \text{ G/}^\circ\text{K}$ .

Según Gollub<sup>5/</sup>  $\left. \frac{\partial H_c}{\partial T} \right|_{T_c} = - 238.4 \text{ G/}^\circ\text{K}$  para el plomo puro y de mediciones de  $H_c(T)$  en aleaciones Pb 99 Tl 01 como se verá más adelante, obtenemos  $\left. \frac{\partial H_c}{\partial T} \right|_{T_c} = -244 \text{ G/}^\circ\text{K}$ . Como en la aleación Pb 95 Tl 05  $\left. \frac{\partial H_c}{\partial T} \right|_{T_c}$  no puede ser medido directamente, suponemos que no cambia demasiado con respecto al valor en el plomo puro y en la aleación de 1% y por lo tanto obtenemos un valor de  $\kappa = 1,68 \pm 0,04$  en el caso de tomar  $H_c$  del plomo puro y  $\kappa = 1,72 \pm 0,04$  en el caso de tomar  $H_c$  del Pb 99 Tl 01.

En el gráfico 9 se pueden ver las mediciones transformadas a variables reducidas y comparadas con las curvas teóricas de Fink y Kessinger<sup>4/</sup> para  $\kappa = 1.5$  y  $\kappa = 2$ . En las variables reducidas las curvas para distintos campos se superponen. En el eje de ordenadas se grafica  $H_0/H_{c2}(T)$ , donde  $H_0$  es el campo aplicado y  $H_{c2}(T)$  es el campo de nucleación de vórtices a la temperatura  $T$ . En las abscisas se grafica  $\mu[a(\infty)]$ , que está relacionada con la magnetización  $M$  de una lámina de espesor  $L \gg \xi$  por la ecuación (Ec. (27) de la ref. 4/)

$$\frac{4\pi M}{H_0} = 2 \frac{\xi}{L} \mu[a(\infty)]$$

Puede verse que el acuerdo entre teoría y experimento es razonable, dada la indeterminación en el valor de  $\kappa$ . Una característica importante de todas las curvas medidas es su reversibilidad, dentro de la sensibilidad del magnetómetro, que detecta cambios del orden de unos 10 cuantos de flujo en la muestra.

En la aleación con 1% Tl el problema de determinar  $\kappa$  se presenta de manera distinta. Aquí  $H_{c2}$  no puede ser medido ya que primero se llega a  $H_c$ , donde se dispara el SQUID y ya no

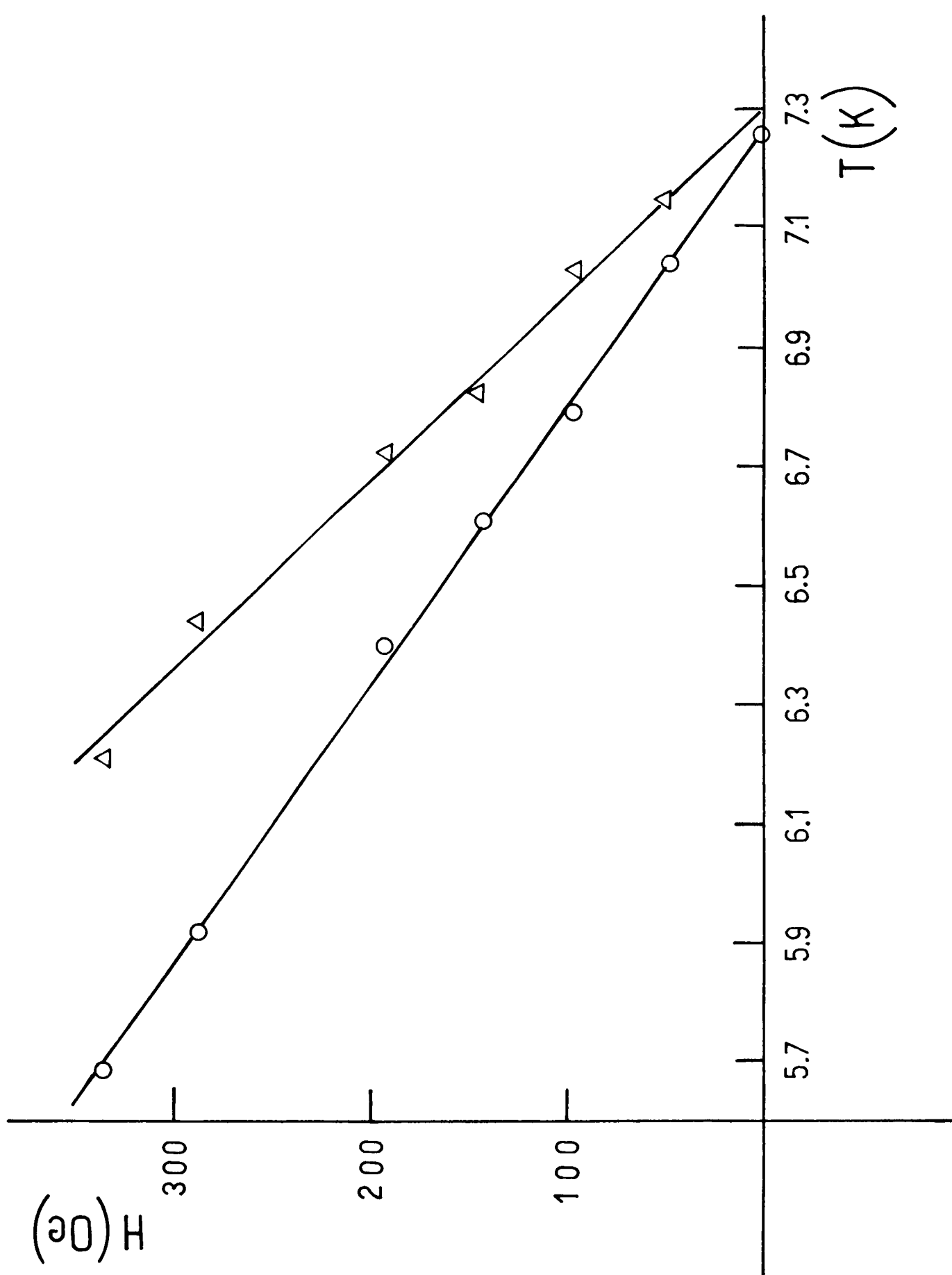
## GRAFICO 10

Campos críticos  $H_{c_3}(T)$  y  $H_c(T)$  de la lámina de Pb 99 Tl 01 cuya variación de flujo en función de temperatura se ilustra en el gráfico 7.

La temperatura correspondiente a  $H_c(T)$  es aquella a la cual el flujo expulsado crece bruscamente y no puede ser medido por el magnetómetro y la correspondiente a  $H_{c_3}(T)$  se identifica con un cambio de pendiente fácilmente observable si se grafica el logaritmo del flujo expulsado en función de temperatura. Calculando por cuadrados mínimos las rectas que mejor ajustan los puntos experimentales, se obtiene:

$$H_{c_3}[\text{Oe}] = 2343 - 215 T[\text{K}]$$

$$H_c[\text{Oe}] = 1562 - 321 T[\text{K}]$$

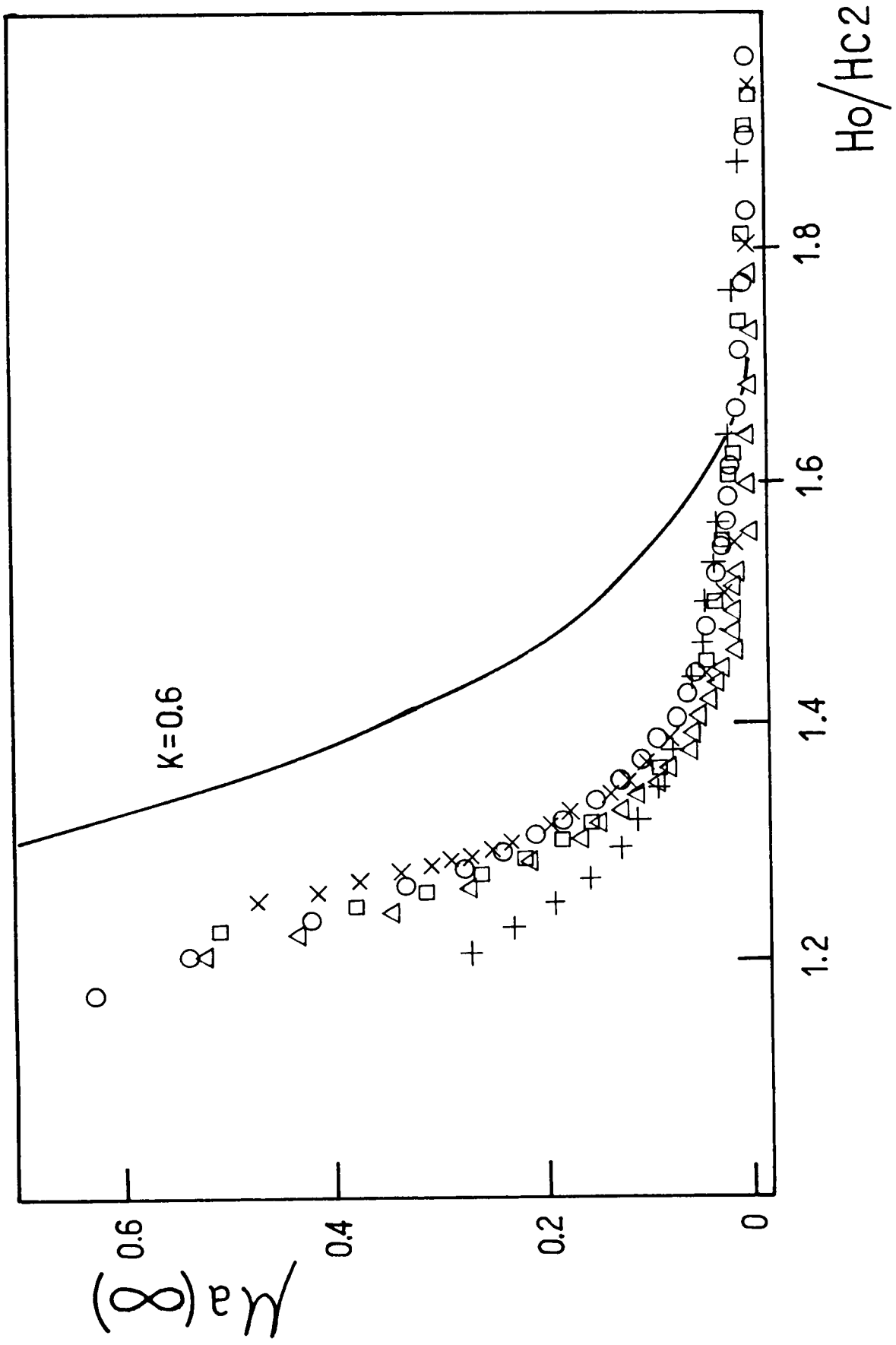


## GRAFICO 11

Comparación de las mediciones de la lámina de Pb 99 Tl 01 con región superconductora de superficie simplemente conexa con la teoría de Fink y Kessinger.

La variable reducida  $\mu$  a  $[\infty]$  se define en la pagina 19 del texto.

Puede verse como los puntos experimentales obtenidos a distintos campos se superponen en una curva universal. Los puntos corresponden a los del gráfico 7:  $\Delta$  336 0e;  $\circ$  288 0e;  $\times$  192 0e;  $\square$  144 0e;  $+$  96 0e;  $\diamond$  48 0e. Línea llena: curva teórica para  $\kappa = 0.6$ .



es posible medir. Sin embargo,  $Hc_3$  puede ser medido y, como según 2/

$$Hc_3 = 1,7 Hc_2 \quad (B)$$

a partir de esta relación se puede encontrar  $Hc_2$ .

Las mediciones de  $Hc_3$  y  $Hc$  se encuentran en el gráfico 10. Ajustando los puntos por cuadrados mínimos se obtienen los siguientes resultados:

$$Hc(T) [G] = (1562 \pm 20) - (215 \pm 3) (G/^{\circ}K) T[^{\circ}K]$$

$$Hc_3(T)[G] = (2343 \pm 90) - (321 \pm 13) (G/^{\circ}K)T[^{\circ}K]$$

La forma de determinar  $Hc(T)$  es similar a la de determinar  $Hc_2(T)$  en la otra aleación, ya que al llegar a  $Hc(T)$  se dispara el magnetómetro. Para identificar el punto de  $Hc_3$  sin embargo, es conveniente graficar las mediciones en escala semilogarítmica. En gráficos de este tipo se ve un cambio apreciable de pendiente al llegar a  $T_3$  y se toman esos puntos para efectuar el gráfico 10.

De las ecuaciones (A) y (B) y de las mediciones, se obtiene un valor para  $\kappa = (0,62 \pm 0,02)$ . Hay también una indeterminación en  $\kappa$  debido a que la relación (B) no siempre se cumple en forma exacta<sup>35/</sup>. Las características de reversibilidad son iguales a las de la aleación del 5% Tl, y la comparación con las curvas teóricas<sup>4/</sup> se encuentra en el gráfico 11.

Se realizan mediciones de magnetización en muestras con capa superconductora de superficie múltiplemente conexas, cuyo comportamiento estaría descrito por la variación en temperatura del vórtice gigante<sup>12/</sup> (ver sección II) y no por 4/ debido a la condición de cuantización del fluxoide (6.a). La muestra utilizada es un cilindro de Pb 99 Tl 01 de 0,5 cm de diámetro y 2,6 cm de largo. En los gráficos 12, 13 y 14 se presentan los resultados de distintos experimentos realizados con esta muestra.

En ninguno de los experimentos se cromó la muestra, y la única diferencia entre uno y otro es que se sacó la muestra y se volvió a pulir en la solución de ácido acético- $H_2O_2$  antes

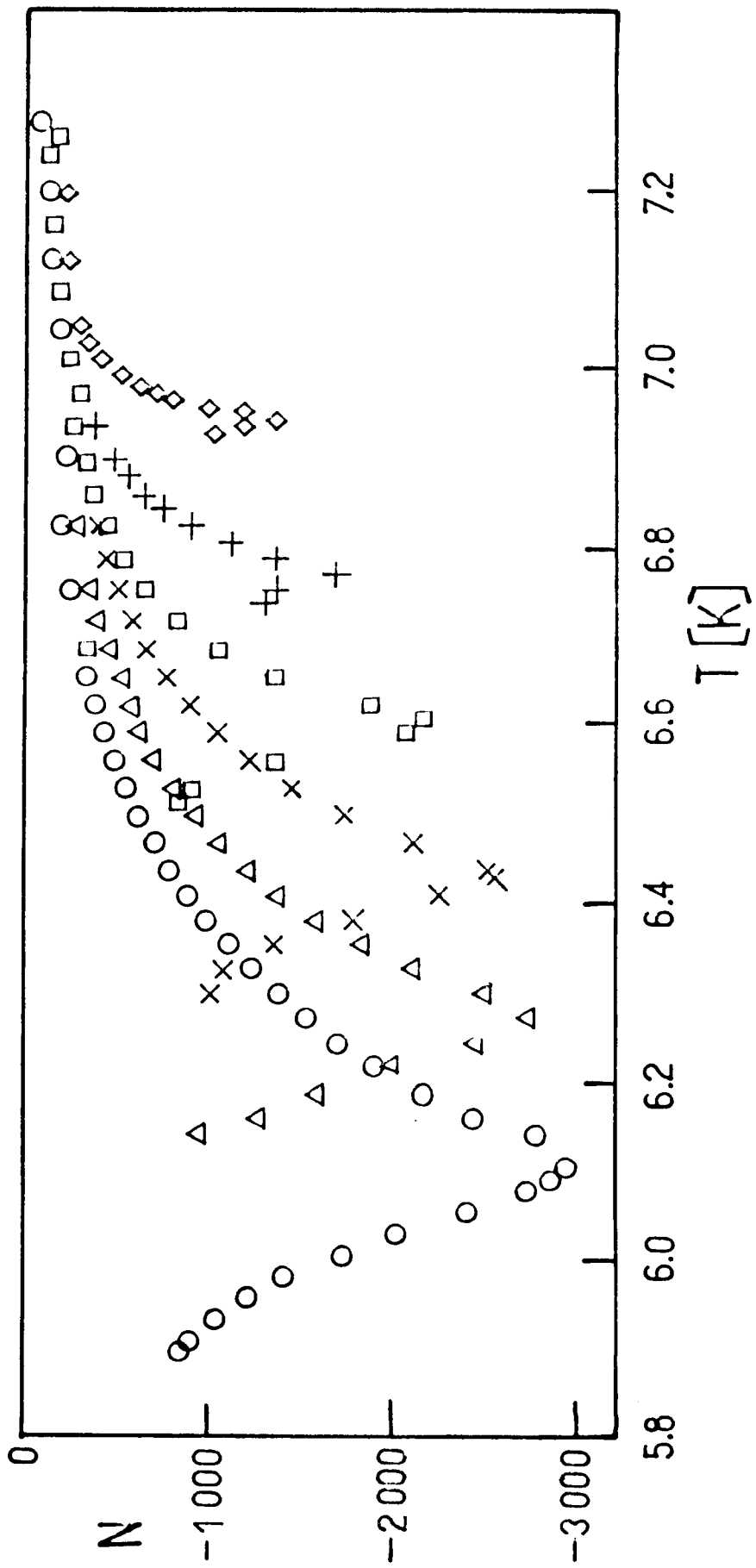


5

## GRAFICO 12

Variación de flujo en número de cuantos de flujo, como función de temperatura para distintos valores de campo magnético: ○ 288 Oe; △ 240 Oe; × 192 Oe; □ 144 Oe; + 96 Oe. ◇ 48 Oe.

La muestra es un cilindro de Pb 99 Tl 01, con una región superconductora de superficie múltiplemente conexas.



### GRAFICO 13

Variación de flujo en función de temperatura para el cilindro de Pb 99 Tl 01 cuyos datos se muestran en el gráfico 12.

Entre este experimento y el graficado en 12 se volvió a pulir el cilindro en la solución de  $H_2O_2$  y ácido acético empleada para los pulidos. Esta es la única diferencia en el tratamiento de la muestra en ambos experimentos. Las mediciones corresponden a campos de:  $\circ$  288 0e;  $\Delta$  240 0e;  $\times$  192 0e;  $\square$  144 0e; + 96 0e;  $\diamond$  48 0e.

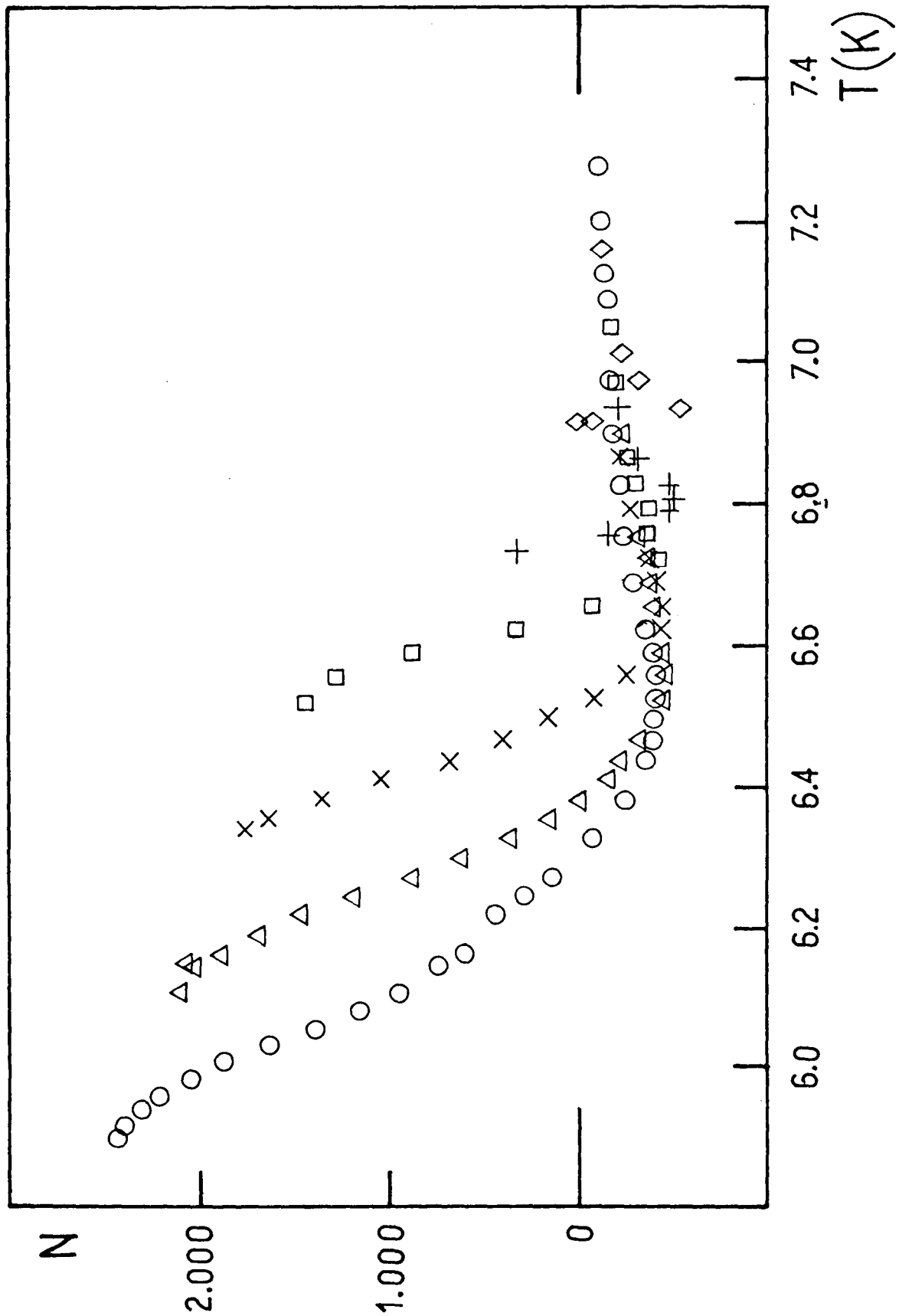
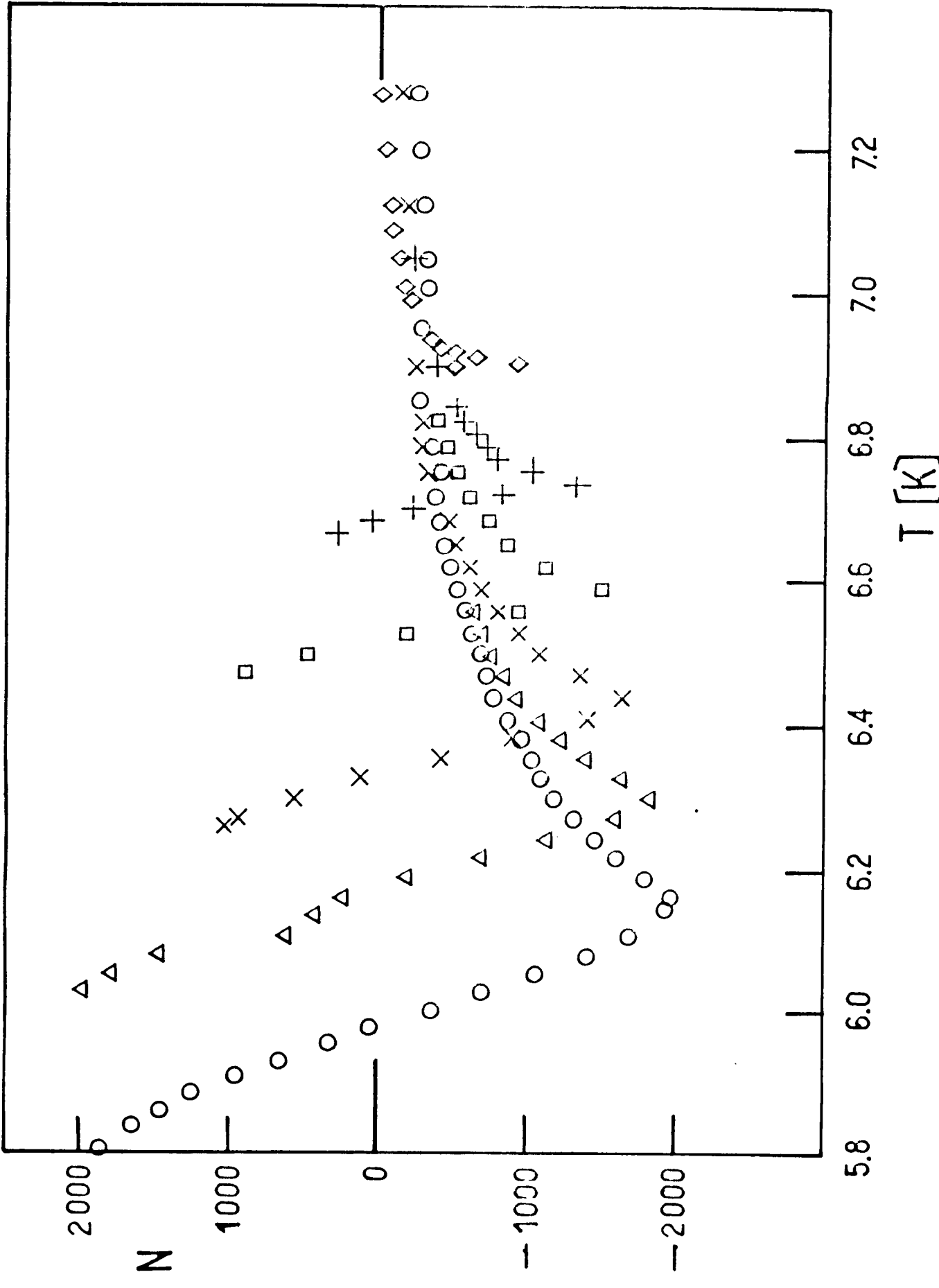


GRAFICO 14

Variación de flujo en función de temperatura para el cilindro de Pb 99 Tl 01 cuyos datos se muestran en los gráficos 12 y 13.

Entre este experimento y los dos anteriores se cromó la muestra y luego se la descromó. Las mediciones corresponden a campos de:

○ 288 0e; △ 240 0e; × 192 0e; □ 144 0e; + 96 0e; ◇ 48 0e.



de montarla. No se cambia el tratamiento térmico, ni ningún otro parámetro de la aleación y la solución de pulido es siempre la misma. La probable diferencia radica en el grado de exposición al aire, ya que transcurren tiempos distintos entre el momento de pulido y el del experimento. Entre el experimento graficado en 13 y el graficado en 14 se cromó la muestra parcialmente y luego se descromó antes de medir.

Si observamos los resultados del cilindro sin cromar encontramos características comunes en los tres experimentos:

- 1) A temperaturas altas, en la zona en que el cambio de flujo es negativo, la señal correspondiente a las muestras múltiplemente conexas es mayor en valor absoluto que en las muestras simplemente conexas. Esta señal existe por encima del  $T_3$  medida en la forma que se describe más adelante.
- 2) Hay un punto en el cual el cambio de flujo en función de temperatura tiene un mínimo y pasa de ser decreciente a creciente al variar la temperatura.
- 3) Si antes de llegar a la temperatura crítica termodinámica (correspondiente a  $H_c$ ) se invierte la dirección del barrido de temperatura, las curvas son reversibles. En cambio si se lleva la temperatura por debajo de  $T_c(H)$  y se quiere volver, la curva es irreversible. Es difícil medir dicha irreversibilidad porque la señal producida es demasiado grande y aun para barridos lentos de temperatura da una variación demasiado rápida como para que el SQUID la mida (la constante de tiempo del SQUID es larga  $\approx 1$  seg.). Sin embargo, al calentar, después de haber pasado por debajo de  $T_c(H)$ , persiste esta señal grande, incluso a temperaturas donde al enfriar desde temperaturas mayores que  $T_3$  se había obtenido una señal medible. Atribuimos esta señal a corrientes inducidas en la capa superficial que van decayendo a medida que sube la temperatura y disminuye la corriente crítica de la capa superficial.

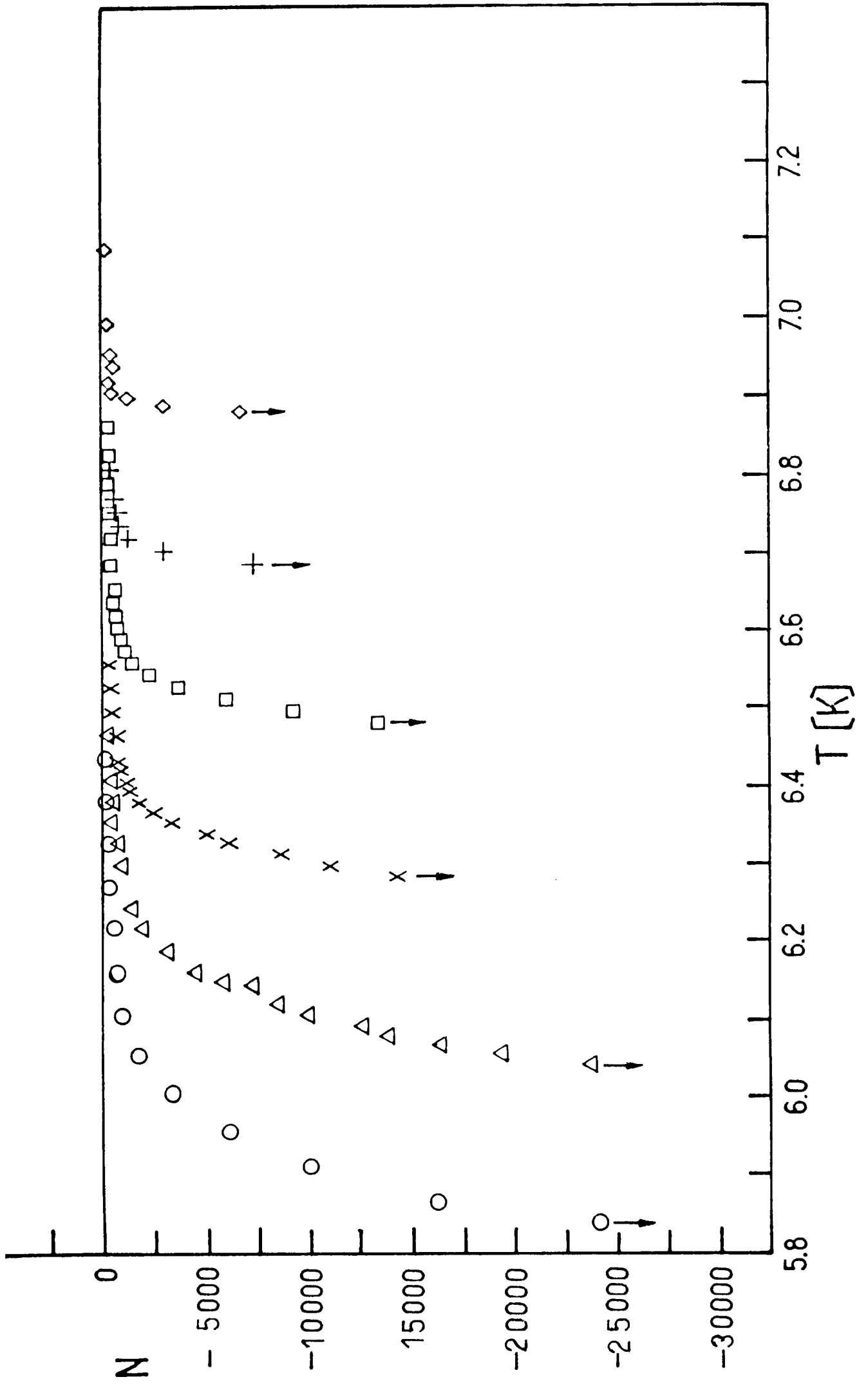
Los experimentos difieren entre sí en la magnitud de las partes decreciente y creciente del flujo expulsado. En dos

GRA FICO 15

Variación de flujo en función de temperatura para distintos campos magnéticos: ○ 288 Oe; △ 240 Oe; × 192 Oe; □ 144 Oe; + 96 Oe; ◇ 48 Oe.

La muestra es un cilindro de Pb 99 Tl 01 cuyos datos se muestran en los gráficos 12, 13 y 14, pero en este caso se deposita electro-líticamente una capa de cromo sobre parte de la muestra y por lo tanto la región superconductor en la superficie es simplemente conexas.





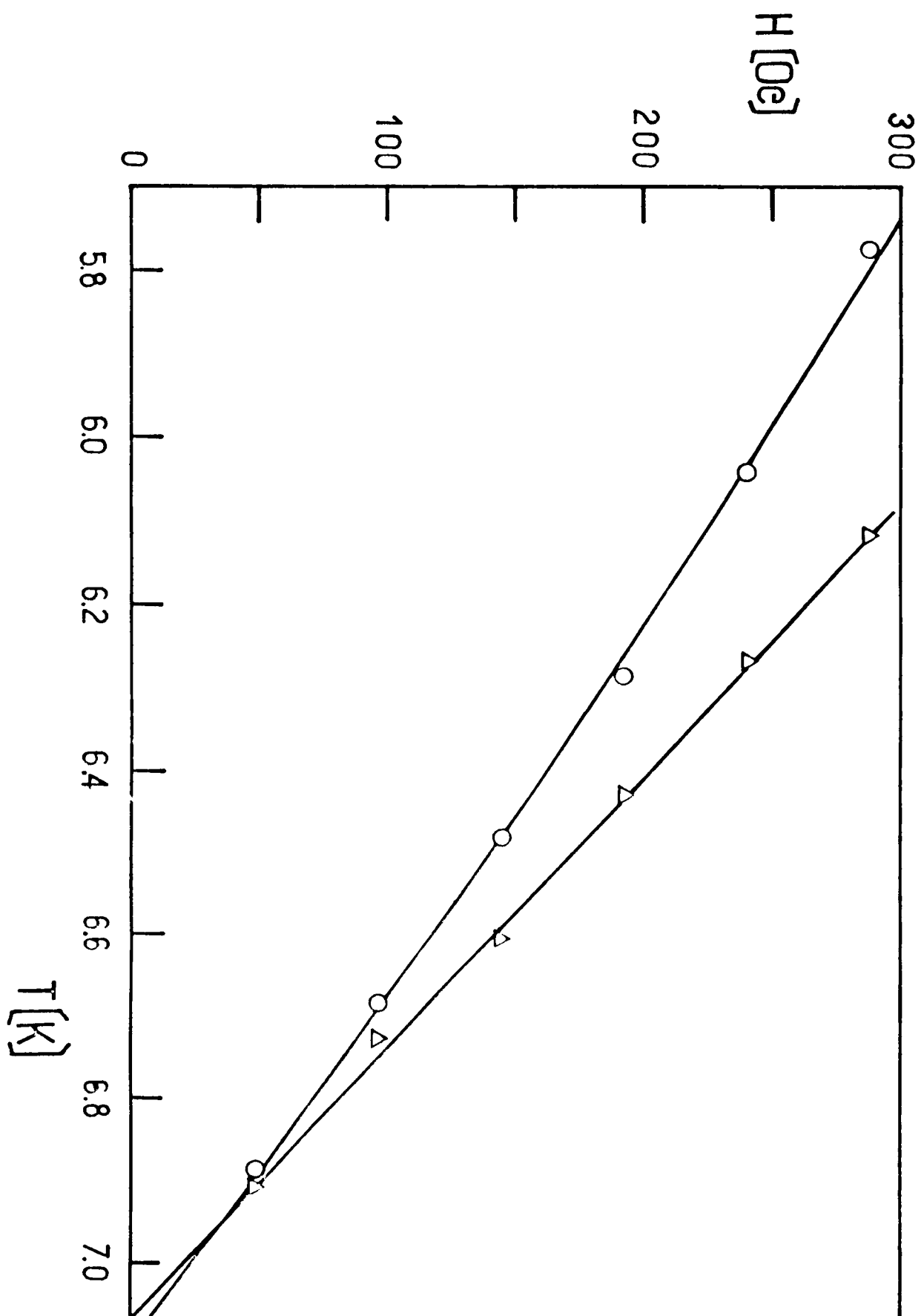
## GRAFICO 16

Campos críticos,  $H_{c_3}(T)$  y  $H_c(T)$  del cilindro de Pb 99 Tl 01, utilizado en los experimentos graficados anteriormente (gráficos 12, 13, 14 y 15). La temperatura de nucleación del estado Meissner y la del estado de superficie se determinan en la misma forma que en el caso de la lámina Pb 99 Tl 01, y resultan ser ligeramente distintos por pequeñas diferencias de composición de aleación. Ajustando los datos por cuadrados mínimos:

$$H_c(T) = 866 [1 - (T/7,098)^2]$$

$$H_{c_3}(T) = 304 [T - 7,069]$$

Con H en Gauss y T en °Kelvin.

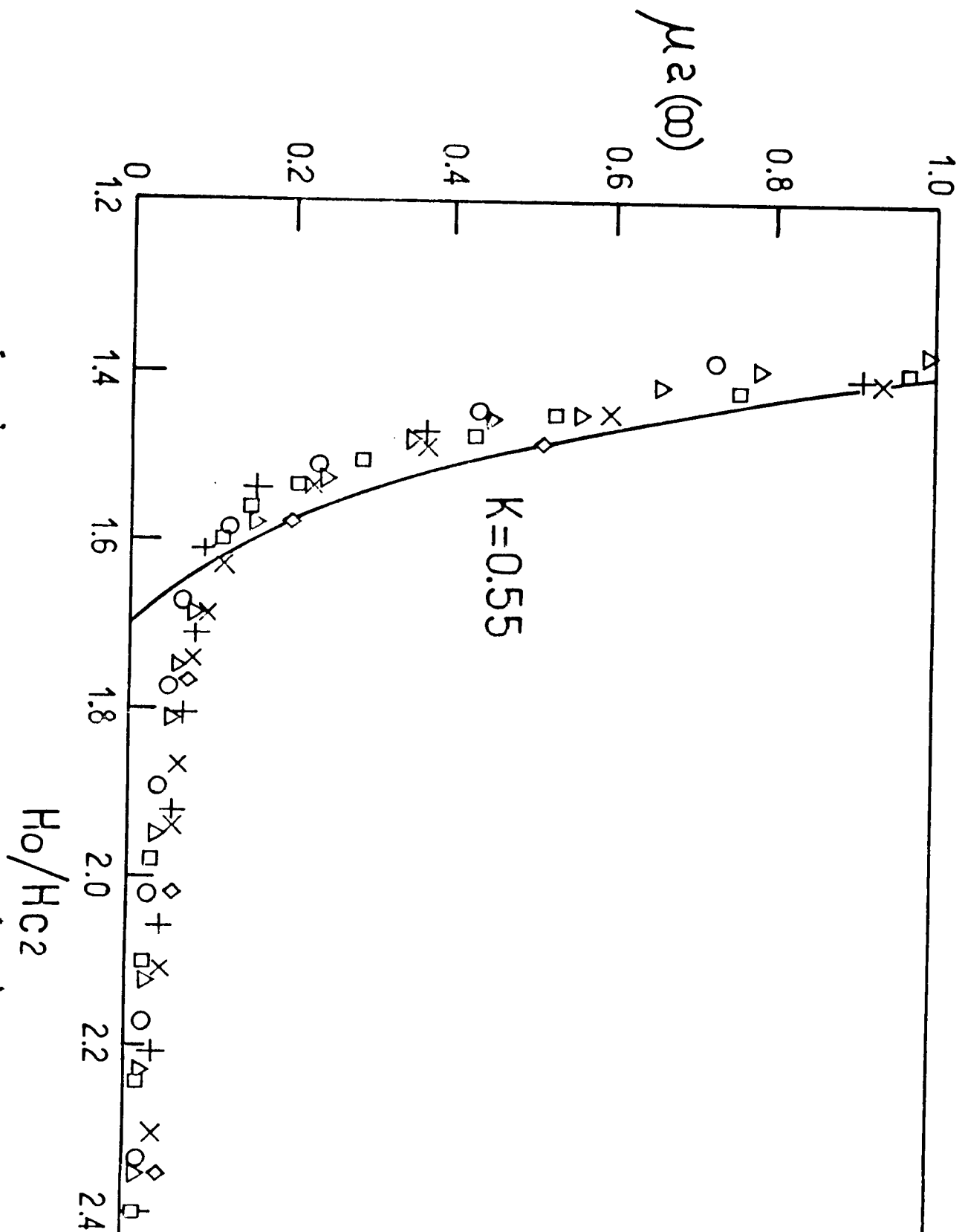


## GRAFICO 17

Comparación de las mediciones del cilindro de Pb 99 Tl con cromo electrodepositado en parte de su superficie (región superconductoramente simplemente conexa) con la teoría de Fink y Kessinger.

La variable reducida  $\mu$  a ( $\infty$ ) se define en la página 19 del texto. Puede verse como los puntos experimentales obtenidos a distintos campos se superponen en una curva universal. Los puntos corresponden a los del gráfico 15:  $\circ$  288 Oe;  $\Delta$  240 Oe;  $\times$  192 Oe;  $\square$  144 Oe;  $+$  96 Oe;  $\diamond$  48 Oe.

Línea llena: curva teórica para  $\kappa = 0.55$ , Las colas que aparecen para  $H_0/H_{c2} > 1.7$  corresponden a fluctuaciones del interior del material.



experimentos (gráficos 12 y 13) la variación de flujo se hace positiva, correspondiendo a mayor densidad de flujo dentro de la muestra que en ausencia de la misma, mientras que en el otro experimento la parte negativa es mayor, y aunque hay una zona en que aumenta el flujo al disminuir T, éste no llega a hacerse positivo.

Se realiza un experimento con la muestra parcialmente cromada (gráfico 15) para caracterizar la aleación determinando  $H_{c3}(T)$  y  $H_c(T)$  en la misma forma que en las mediciones realizadas en láminas. Los resultados de los campos críticos se encuentran en el gráfico 16 y ajustando por cuadrados mínimos, se obtiene:

$$H_c(T) = 866 \left[ \bar{1} - (T/7,098)^2 \right]$$

$$H_{c3}(T) = 304 \left[ \bar{T} - 7,069 \right]$$

con H en Gauss y T en °K.

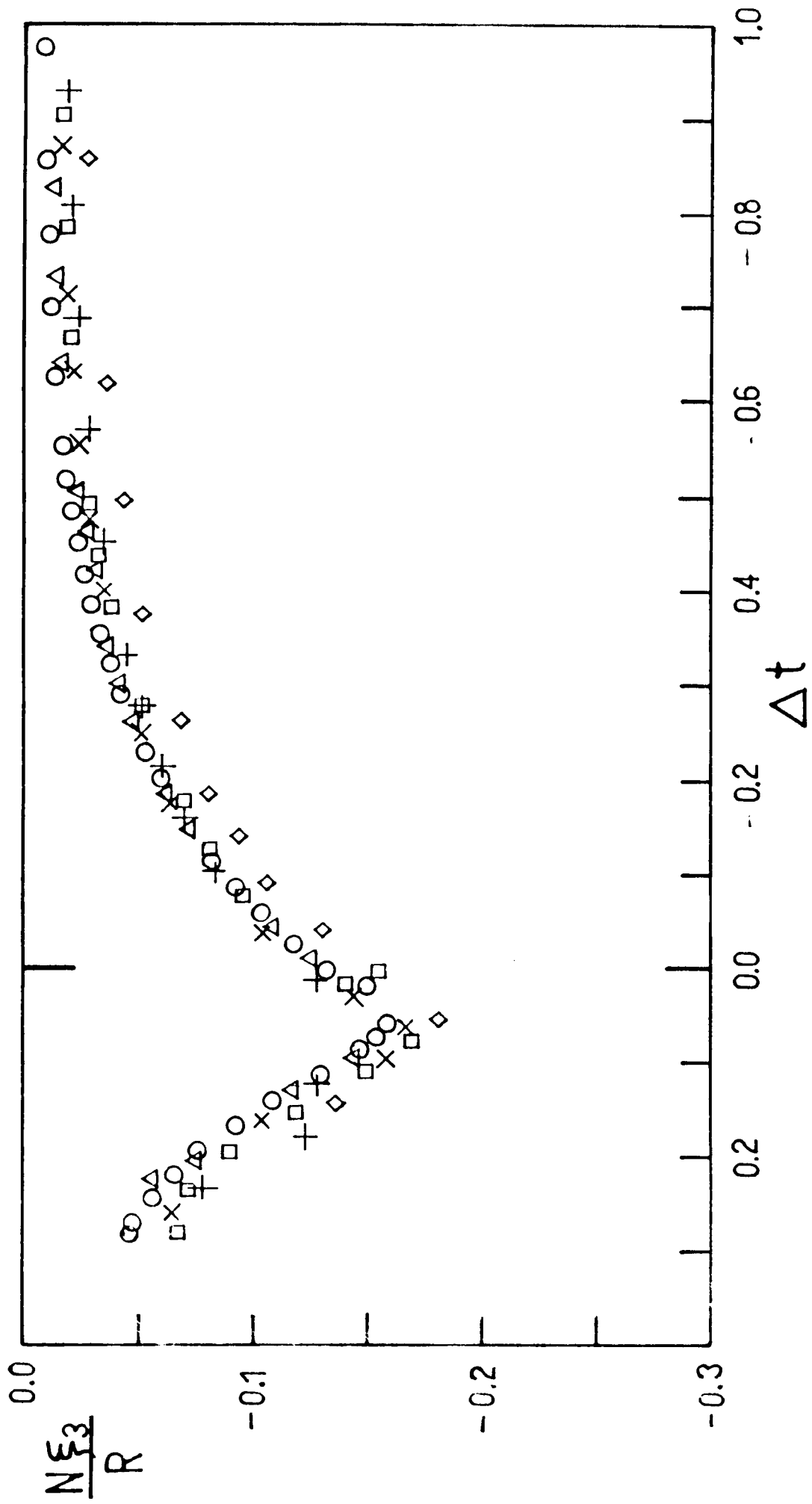
Utilizando (A) y (B):  $\kappa = 0,52$ .

Aquí la curva de  $H_c(T)$  se aproxima con una parábola, que da mejor ajuste, ya que nos alejamos de la zona donde vale la aproximación lineal.

El valor de  $\kappa$  no es el mismo que para la lámina de Pb 99 Tl 01, debido a que las aleaciones, aunque nominalmente iguales, fueron preparadas en lotes diferentes. Las curvas de variación de flujo en función de temperatura se grafican en variables reducidas (gráfico 17). Aquí se observa que existe una magnetización distinta de cero incluso en  $T_3$  (cuando  $\frac{H_0}{H_{C2}} = 1.7$ ), que es debida al diamagnetismo causado por fluctuaciones dentro del material. En la lámina la cantidad de material interior es mucho menor y por lo tanto, la señal es demasiado pequeña como para ser distinguida del ruido. Esta señal que proviene de fluctuaciones, es menor en valor absoluto que la señal a la misma temperatura en muestras de las mismas dimensiones pero múltiplemente conexas, aunque en ambos casos hay la misma cantidad de material interior. Hay entonces una señal extra a temperaturas altas cuando la superficie es múltiplemente conexas.

## GRAFICO 18

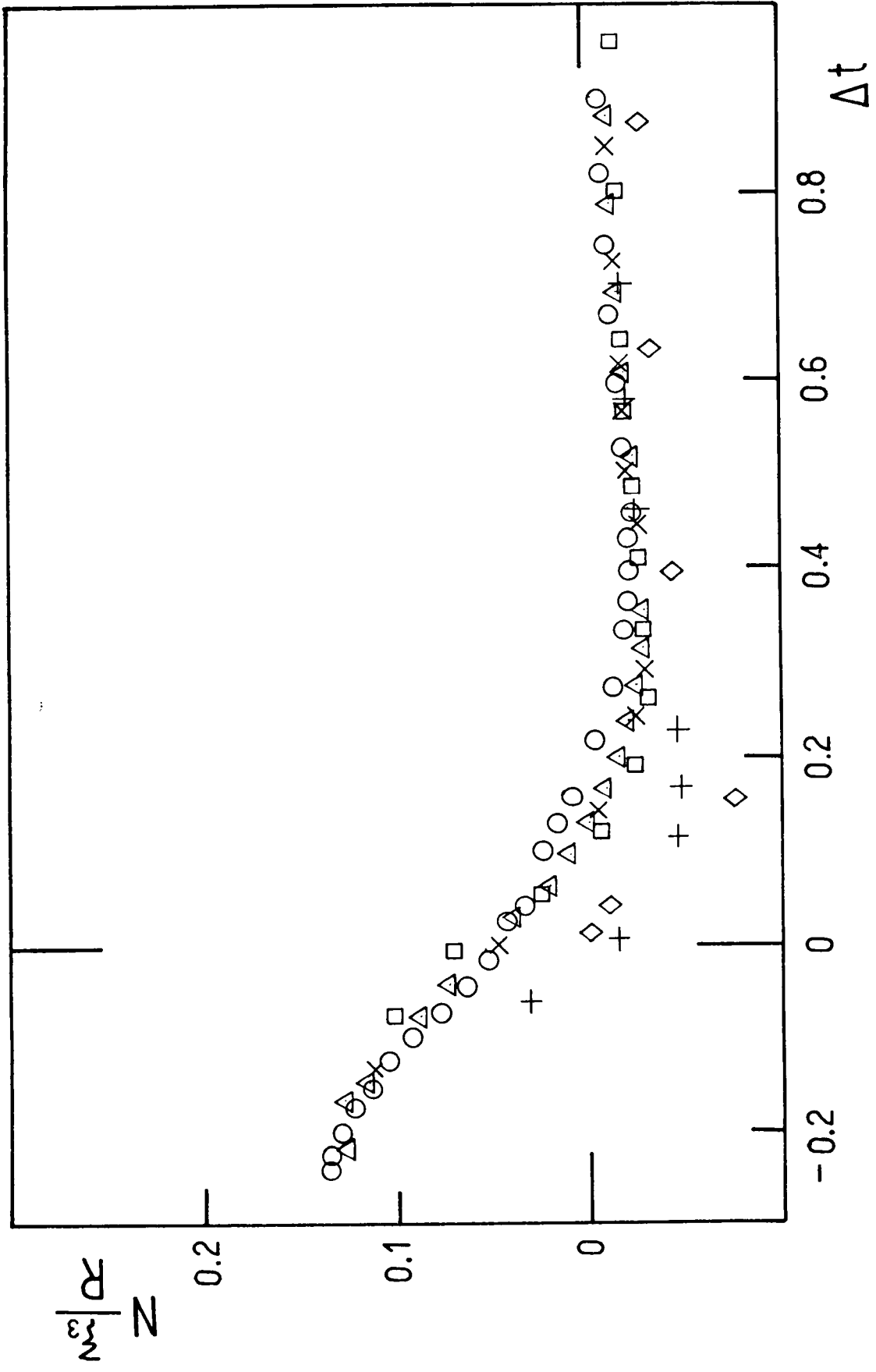
Mediciones del cilindro de aleación Pb 99 Tl 01 con región superconductora múltiplemente conexa, graficadas en las variables reducidas, definidas en la sección II. Los datos son los mismos que los del gráfico 12 y los campos aplicados corresponden a: 288 Oe; 240 Oe; 192 Oe; 144 Oe; + 96 Oe, 48 Oe. Puede observarse la cola que existe para  $\Delta t < 0$  y que es mayor de lo que se esperaría por fluctuaciones y de lo que se mide en el caso simplemente conexo.





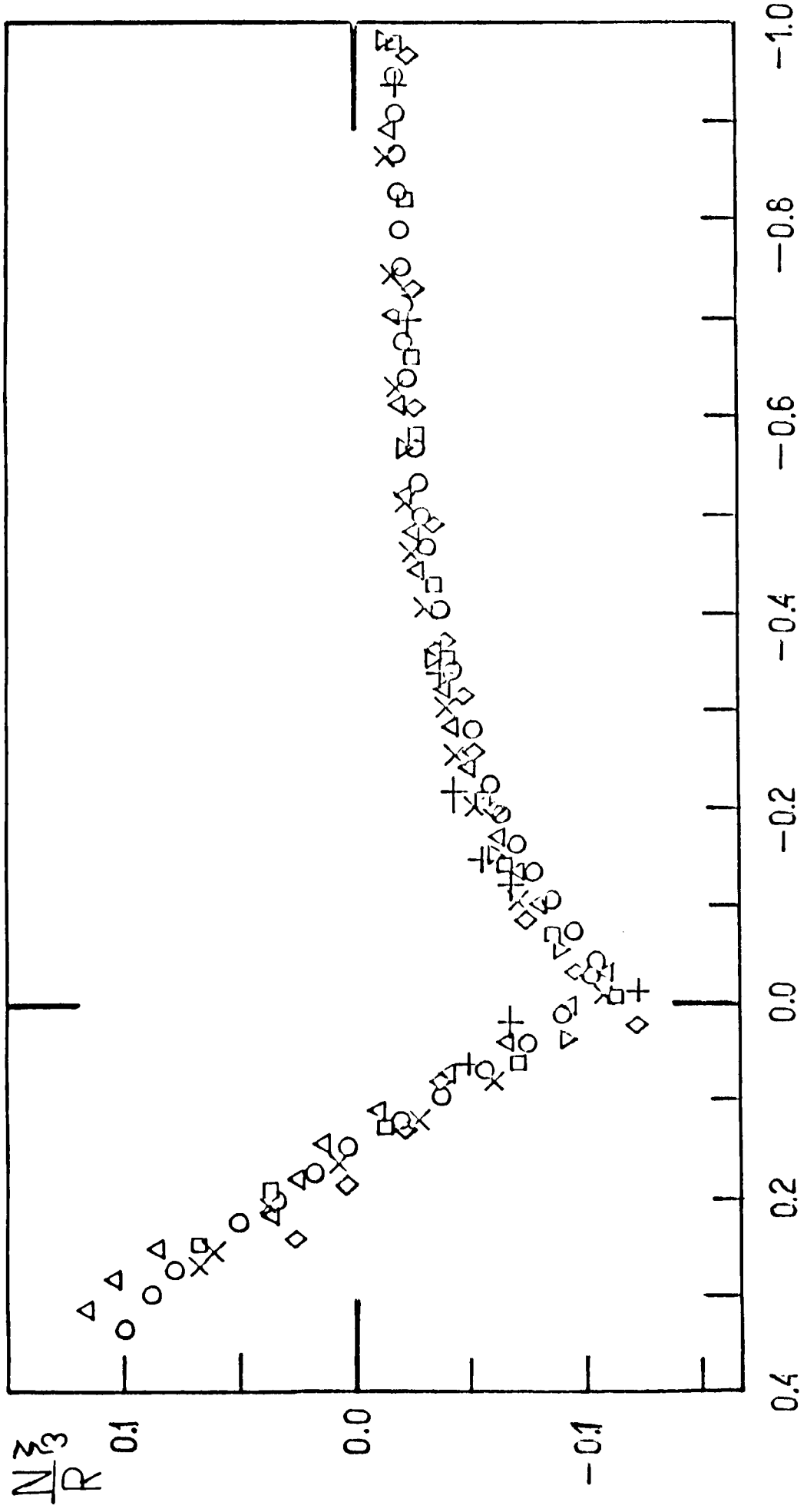
## GRAFICO 19

Mediciones del cilindro de aleación Pb 99 Tl 01 con región superconductora múltiplemente conexas, graficados en las variables reducidas definidas en la sección II. Los datos son los mismos que los del gráfico 13 y los campos aplicados corresponden a: ○ 288 Oe; ▲ 240 Oe; × 192 Oe; □ 144 Oe; + 96 Oe; ◇ 48 Oe. Puede observarse el comportamiento anómalo de la muestra, cuya señal se hace positiva (correspondiendo a incrementar el flujo magnético) aun antes de llegar a la temperatura de nucleación de la superficie.



## GRAFICO 20

Mediciones del cilindro de aleación Pb 99 Tl 01 con región superconductora múltiplemente conexa, graficadas en las variables reducidas definidas en la sección II .  
Los datos son los mismos que los del gráfico 15 y los campos magnéticos correspondientes: ○ 288 0e; ▲ 240 0e; × 192 0e; □ 144 0e; + 96 0e; ◇ 48 0e.



Con los valores de  $\kappa$  y de  $H_{c3}(T)$  obtenidos, se pueden graficar los resultados en las variables reducidas de la teoría del vórtice gigante (sección II). En los gráficos 18, 19 y 20 se encuentran los valores medidos de  $\frac{\xi}{R}^3 N$  en función de  $\Delta t$ . La parte en que disminuye el flujo (correspondiente a expulsión de flujo de la muestra) se ve que está principalmente por debajo de  $\Delta t = 0$ , o sea en la parte en que  $T > T_3$ . El gráfico 19 muestra un comportamiento anómalo, ya que el cambio de flujo se hace positivo antes de llegar a  $T_3$ . Se ve en los gráficos que las partes diamagnéticas (correspondientes a la expulsión del flujo de la muestra) que se miden por encima de  $T_3$  también se superponen en una curva única si se grafican variables reducidas.

Además de las mediciones en cilindros de 0,5 cm de diámetro, se realiza un experimento con un cilindro de Pb 99 Tl 01 de 0,18 cm de diámetro y 1,54 cm de longitud. Se obtienen resultados similares (gráfico 21), aunque la parte de pendiente positiva sólo se observa para campos mayores de 140 Oe aproximadamente. En variables reducidas (gráfico 22) vuelve a obtenerse una curva universal para todos los campos.

A fin de ver el efecto del material del interior, que no se encuentra en el estado de superconductor, pero que puede exhibir diamagnetismo proveniente de fluctuaciones<sup>6,36/</sup> se efectuó un experimento con el cilindro de 0,5 cm de diámetro con la superficie totalmente cromada. Sin embargo, el cromado no elimina totalmente la superconductividad de superficie, posiblemente debido a que en algunas regiones no se adhirió suficientemente. La señal medida en este experimento se atribuye a la superficie y no a fluctuaciones porque las curvas a distinto campo se reducen a una sola al graficar en las variables reducidas de Fink y Kessinger<sup>4/</sup> y son mayores de lo que se podría esperar si se extrapola basándose en los datos de Gollub<sup>36/</sup>.

En el gráfico 23 se encuentran comparadas las magnetizaciones medidas en el mismo cilindro: cromado parcialmente, cromado totalmente y sin cromar. El campo es de 240 Oe en

GRAFICO 21

Variación de flujo en función de temperatura para distintos valores del campo magnético aplicado: ○ 288 Oe;

▲ 240 Oe; × 192 Oe; □ 144 Oe.

La muestra es un cilindro de Pb 99 Tl 01 de diámetro menor que el de la muestra de los experimentos graficados en 12, 13 y 14. La región superconductora es múltiplemente conexa.

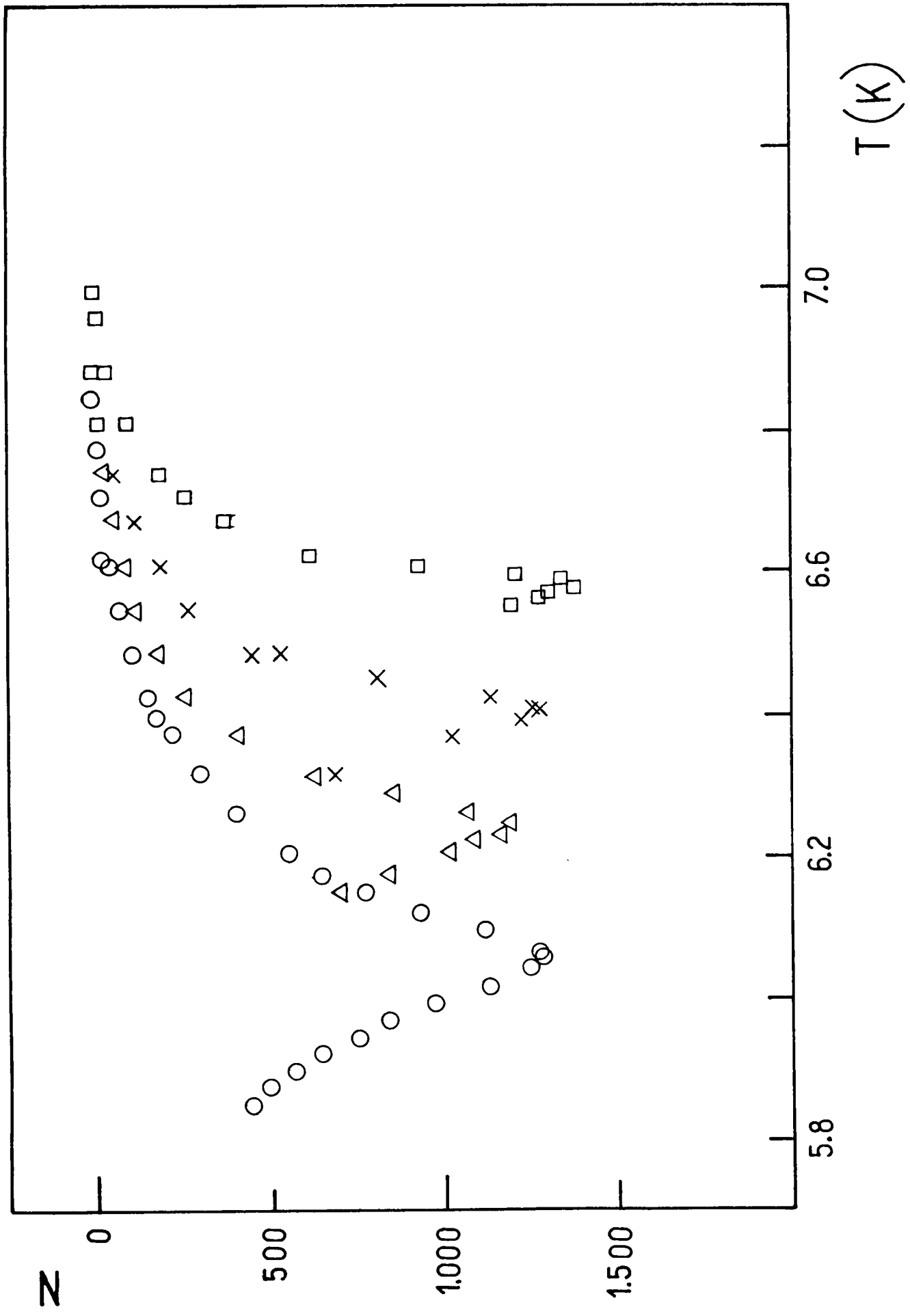
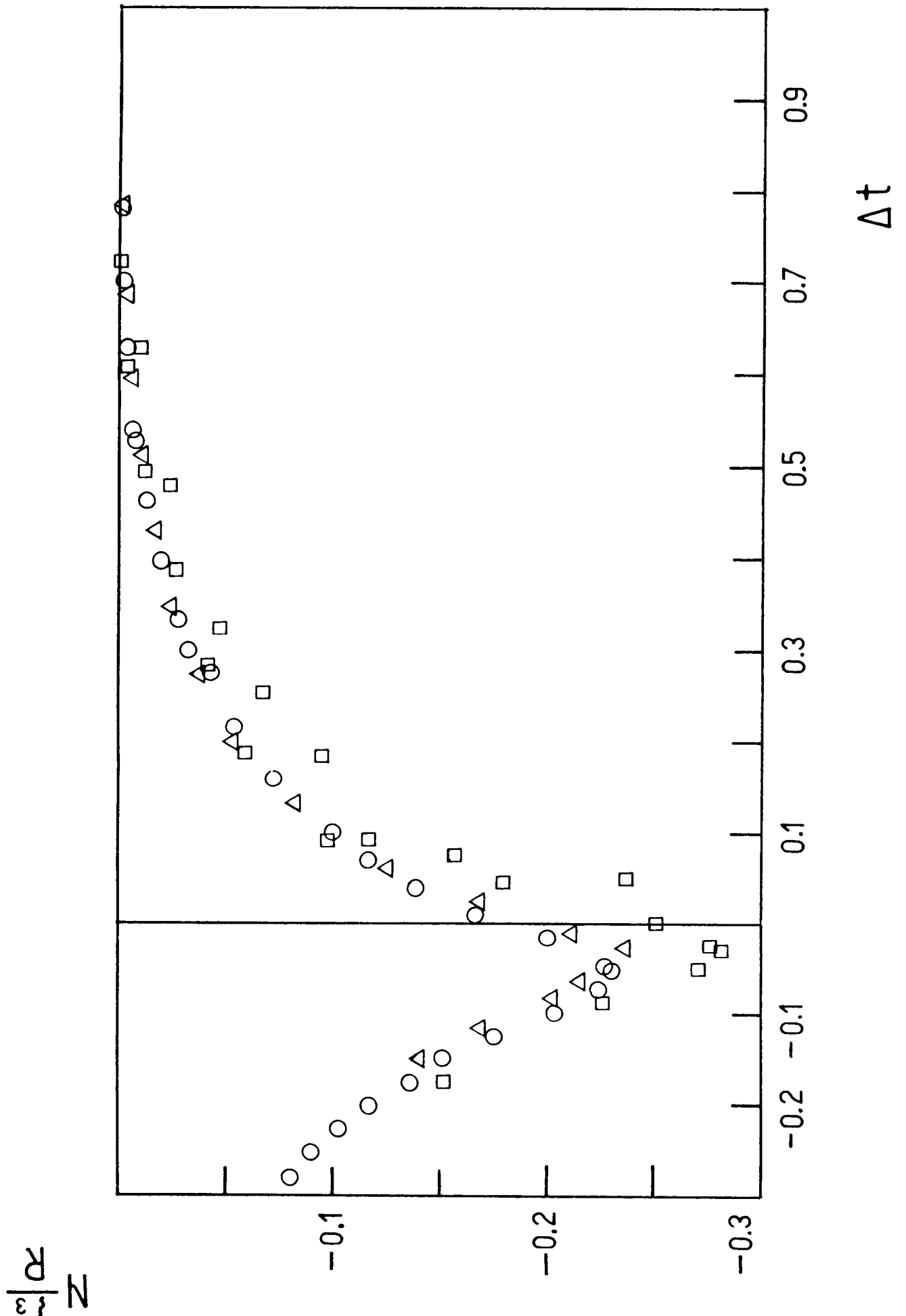


GRAFICO 22

Mediciones en el cilindro de Pb 99 Tl 01 de diámetro pequeño en las variables reducidas definidas en la sección II. Los datos corresponden a los del gráfico 21: ○ 288 0e; △ 240 0e; × 192 0e; □ 144 0e.



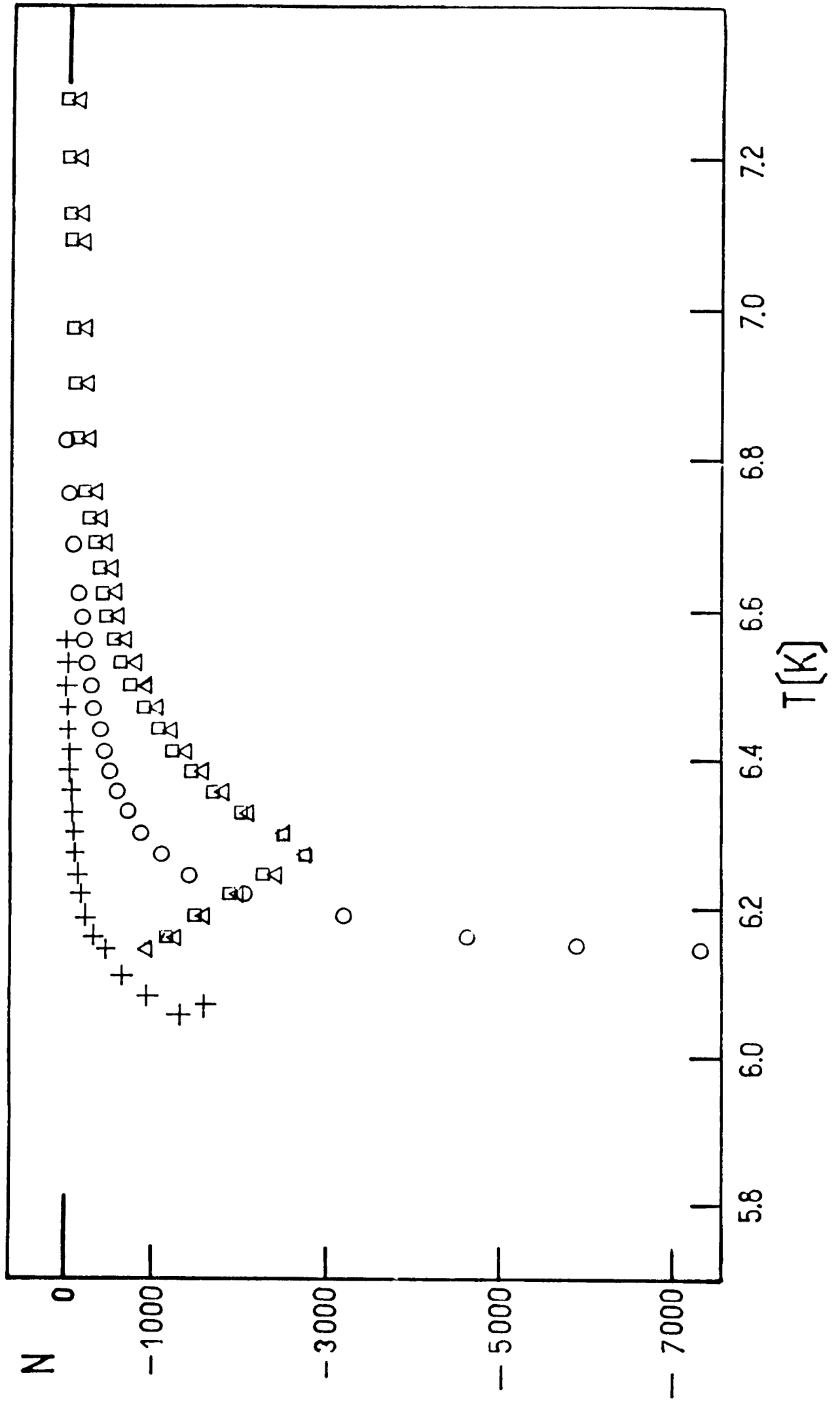


### GRAFICO 23

Variación de flujo en función de temperatura del cilindro Pb 99 Tl 01, con diferentes tratamientos de la superficie:

- : Con una región de la superficie cromada, o sea con la capa superconductora simplemente conexa.
- : Con la superficie sin cromar, la capa superconductora es múltiplemente conexa. Esta curva corresponde a "enfriar", es decir a disminuir la temperatura desde  $T > T_c(0)$  hasta muy cercana a  $T_c(H_0)$ .
- △ : Con capa superconductora simplemente conexa pero "calentando", es decir aumentando la temperatura desde  $T$  muy cercana (y mayor que)  $T_c(H)$  hasta que  $T > T_c(0)$ . Se observa poca diferencia entre la curva "calentando" y "enfriando".
- + : Con toda la superficie cromada, lo cual disminuye mucho la señal de magnetización pero no la suprime del todo.

El campo magnético es el mismo en todas las curvas:  $H_0 = 240 \text{ Oe}$ .



todas las curvas. En el caso del cilindro sin cromar están representadas las curvas que se obtienen primero enfriando y luego calentando. El barrido de temperatura fue invertido antes de llegar a  $T_c(H_0)$ . Puede observarse que la irreversibilidad es pequeña.

## V. DISCUSION

De las mediciones efectuadas en muestras simplemente conexas, se puede concluir que la teoría de Fink y Kessinger<sup>4/</sup>, describe bastante adecuadamente las observaciones experimentales (gráficos 9, 11, y 17). Gollub et al.<sup>6/</sup> y Joseph et al.<sup>5/</sup> observan un comportamiento irreversible al efectuar mediciones de magnetización, en contradicción con las presentes mediciones.

Sin embargo en 6/ se ve que se reducen mucho las irreversibilidades al depositar un material normal (oro) en parte de la muestra, y que se suprimen del todo al depositar oro en toda la muestra. En las curvas publicadas además, siempre enfrían hasta estar por debajo de  $H_{c2}$  (utilizan material tipo II), donde las curvas correspondientes a una superficie múltiplemente conexa son irreversibles. Por tal motivo, podría suponerse que la irreversibilidad proviene del hecho de que el oro no suprime del todo la superconductividad en la superficie y que, por lo tanto la zona superconductora es múltiplemente conexa pero con una corriente crítica más baja.

La irreversibilidad observada en muestras múltiplemente conexas se debe básicamente a que pueden inducirse corrientes alrededor del anillo superconductor. Si bajamos la temperatura por debajo de  $T_c(H_0)$  (o  $T_{c2}(H_0)$ ) el interior de la muestra expulsará un gran número de cuantos de flujo para entrar en el estado Meissner o en el de vórtices. La capa de superficie, debido a la condición de conservación de flujoide, reaccionará induciendo una corriente alrededor del anillo para contrarrestar el cambio de flujo en el interior. Sin embargo, esta corriente pronto superará la corriente crítica de la superficie, ya que el cambio de flujo es órdenes de magnitud mayor que cualquier variación de las medidas aquí, puesto que el área transversal del interior es órdenes de magnitud mayor que el área transversal de la capa superficial y el flujo expulsado es proporcional a dicha área. Al llegar a corriente crítica el número de

fluxoides  $b$  no se conserva. Al volver a aumentar la temperatura, el valor de  $b$  queda fijado en un valor distinto y ahora la superficie se opone a que penetre el flujo y no a que salga. Al desaparecer la capa sin embargo, se debe volver a la situación anterior, donde el flujo medido es igual al aplicado, y por lo tanto, habrá nuevas transiciones de  $b$  a medida que disminuya la corriente crítica de la superficie, la cual es menor cuanto mayor sea la temperatura. Esto hará que la señal sea irreversible.

En la referencia 5/ también se observaron irreversibilidades, pero allí la muestra es tal que la superficie es múltiplemente conexas y se barre el campo, con lo cual se producen corrientes inducidas al haber un campo variable en el tiempo. Creemos que el origen de las irreversibilidades es siempre el carácter múltiplemente conexo de la superficie, y no irreversibilidades intrínsecas a la superficie como podría ser si hubiera vórtices paralelos al campo que se movieran en contra de fuerzas de "pinning" como se sugiere en 5/ debido a que la irreversibilidad desaparece al cromar parcialmente. Es posible que el cromo sea más efectivo que el oro en suprimir la superficie ya sea por adherirse mejor o por su carácter magnético.

Los vórtices propuestos en 5/ para explicar las irreversibilidades no son los mismos que los propuestos por Swartz y Hart<sup>33/</sup>, o calculados por Kulik<sup>17/</sup> y tratados por Mayo et al.<sup>37/</sup> para explicar las características de la corriente crítica de superficie. Estos últimos son perpendiculares a la superficie y provienen de una componente perpendicular del campo. En un experimento como el nuestro, dichos vórtices no sufrirían fuerzas suficientemente grandes como para ser "desanclados" y moverse produciendo irreversibilidades ya que las corrientes inducidas son mucho menores que la crítica. Los gradientes térmicos en la muestra son también mucho menores que los necesarios para "desanclar" posibles vórtices. Esta hipótesis se comprobó provocando intencionalmente un gradiente térmico sobre la muestra. Se colocó un calefactor en la punta inferior de la muestra, opuesto al

extremo del termómetro. De esta forma el flujo de calor que tiene que atravesar la muestra y finalmente ser absorbido por el evaporador, establece un gradiente de temperatura con el extremo inferior "caliente" y el superior "frío". El gradiente es suficientemente pequeño, según se calcula, como para que no se afecten las propiedades estáticas de la superficie; pero es mucho mayor que cualquier gradiente accidental que pudiera haber por pérdidas de radiación u otras causas. No se observó diferencia ni en la reversibilidad ni en la magnitud de la señal midiendo en estas condiciones.

En muestras múltiplemente conexas el comportamiento se asemeja en sus puntos principales al descrito en la parte teórica. Las curvas se reducen a una sola al ser graficadas en las variables apropiadas, y se observa un crecimiento de la magnetización a temperaturas bajas. El hecho de que las curvas son prácticamente reversibles en temperatura si se permanece por encima de  $T_c(II)$  indica que el valor del número cuántico  $b$  no cambia.

La señal por debajo de  $\Delta t = 0$  ( $T > T_3$ ) en las muestras con superficie múltiplemente conexa, no corresponde a lo predicho por teoría. Dicha señal corresponde a una expulsión de flujo mayor que la que se mide a la misma temperatura con la superficie simplemente conexa, de manera que está ligada al hecho de que la superficie es múltiplemente conexa. La magnitud de la señal varía de un experimento a otro en forma difícil de controlar, ya que el tratamiento de la muestra es prácticamente el mismo en cada caso.

Una explicación para este comportamiento, aunque tentativa, es que pudiera existir una zona muy cercana a la superficie, que por estar oxidada o por alguna otra razón tuviera un valor de  $\kappa$  mayor que el resto de la aleación. Si dicha capa extra superficial fuera muy delgada y su valor de  $\kappa$  muy alto, no daría señal apreciable de magnetización cuando es simplemente conexa (según 4/ la magnetización es menor cuando mayor sea  $\kappa$ ). Cuando es múltiplemente conexa, sin embargo, podría producir cambios de flujo al intentar mantener el fluxoide en su interior.

Para  $\kappa$  grande, la teoría muestra que  $\Delta t_0$ , la temperatura de "cruce", se corre hacia valores más cercanos a  $T(H_c)$  o  $T(H_{c2})$  por lo que se observaría la parte de expulsión de flujo nada más. Al llegar a  $T_3$  se nuclearía la capa superconductora correspondiente al material sin modificar, y se observaría la señal medida. Esto es difícil de controlar experimentalmente pero las características fundamentales de las mediciones son las que podrían esperarse al variar la temperatura en el "vórtice gigante".

Sería interesante, como prolongación del presente trabajo, estudiar experimentalmente la influencia del tratamiento superficial en la magnetización que se observa por encima de  $T_3$  en muestras múltiplemente conexas. Se podría tratar de controlar el estado de oxidación de la superficie para ver su influencia sobre el valor de  $\kappa$  que se le asigna a la aleación muy cerca de la superficie, u observar el efecto de la presencia de irregularidades en la misma. Una superficie muy "rugosa", aunque sea a escala de longitud de coherencia (1000 Å, aproximadamente) presenta partes que no están alineadas en forma perfectamente paralela al campo, lo que favorecería la formación de vórtices perpendiculares a la superficie, con efectos difíciles de predecir sobre la magnetización de la capa superconductora. También sería interesante ver como afecta a la capa superconductora la presencia de un material normal electrodepositado en pequeñas cantidades. Si se deposita un metal menos efectivo que el cromo (por ejemplo, cobre u oro) para reducir la corriente crítica del anillo formado por la capa superficial, podrían observarse efectos de cuantización de flujo con transición a distintos números cuánticos a medida que se varía la temperatura. El material electrodepositado podría incluso hacer de "acoplamiento débil" entre dos regiones del superconductor, y permitir un pasaje de electrones superconductores por efecto Josephson. Esto es similar al efecto de proximidad en láminas delgadas, que se utiliza para fabricar juntas Josephson, aunque existe la posibilidad de que la presencia del campo  $H_0$  perpendicular a la junta haga desaparecer el efecto.



Podrían efectuarse además, mediciones con aleaciones de otra composición y diferente valor de  $\kappa$ ; las cuales, de acuerdo con la teoría, deberían tener una "temperatura de cruce"  $\Delta t_0$  mayor, cuanto mayor sea  $\kappa$ .

Con el mismo dispositivo experimental podría medirse la variación de flujo en un cilindro hueco, de espesor menor que la longitud de coherencia del material. Este problema está siendo investigado teóricamente por H.J. Fink y V. Grunfeld y sería de interés porque en esta geometría también se conserva el fluxoide. Al ser un sistema más sencillo de tratar teóricamente, se podría ver en forma más clara la influencia de la conservación del fluxoide en la variación de flujo observada, y comparar los resultados con los de la capa superconductora superficial.

## REFERENCIAS

- 1/ V.L. Ginzburg y L.D. Landau, Zh. Experiment. i Theor. Fiz. 20, 1064 (1950).
- 2/ D. Saint-James y P.G. de Gennes, Phys. Letters 7, 306 (1963).
- 3/ Ver por ejemplo, B. Serin en "Superconductivity" (Editado por R.D. Parks), pág. 969, Marcel Dekker, New York (1969).
- 4/ H.J. Fink y R.D. Kessinger, Phys. Rev. A 140, 1937 (1966).
- 5/ A.S. Joseph, A.C. Thorsen, E.R. Gertner y J.W. Savage, Phys. Rev. Lett. 19, 1474 (1967).
- 6/ J.P. Gollub, M.R. Beasley, R. Callarotti y M. Tinkham, Phys. Rev. 7B, 3039 (1973).
- 7/ J. Luzuriaga, y F. de la Cruz, Solid State Comm. 25, 605 (1978).
- 8/ L.J. Barnes y H.J. Fink, Phys. Letters 20, 583 (1966).
- 9/ L.J. Barnes y H.J. Fink, Phys. Rev. 149, 186 (1966).
- 10/ H.J. Fink y A.G. Presson, Phys. Rev. 151, 219 (1966).
- 11/ H.J. Fink y A.G. Presson, Phys. Rev. 168, 399 (1968).
- 12/ F. de la Cruz, H.J. Fink y J. Luzuriaga, Phys. Rev. B (a ser publicado).
- 13/ D.H. Douglas Jr., Phys. Rev. 132, 513 (1963).
- 14/ E.A. Lynten, "Superconductivity" pág. 32; John Wiley & Sons Inc. New York (1962).
- 15/ D.P. Jones y J.G. Park, Phys. Lett. 20, 111 (1966).
- 16/ P.G. de Gennes "Superconductivity of Metals and Alloys" pág. 180, W.A. Benjamin Inc. (1966).
- 17/ J.O. Kulik, Zh. Eks. Teor. Fiz, 55, 889 (1968). (Sov. Phys. JETP 28, 461 (1969)).
- 18/ H.J. Fink y A.G. Presson, Phys. Rev. B1, 1091 (1970).
- 19/ E. Godfrin - Trabajo Especial (1973).
- 20/ J. Luzuriaga - Trabajo Especial (1974).
- 21/ A.H. Silver y J.E. Zimmerman, Phys. Rev. 157, 317 (1967).
- 22/ L.E. Long, O.G. Symko y J.C. Wheathley, Rev. Sci. Instr. 42, 147, (1971).
- 23/ S.H.E. Corporation, Manual del magnetómetro 102-A.
- 24/ M.E. de la Cruz, J. Sereni y H. Salva, Informe CNEA 430 (1977).
- 25/ D.L. Decker, D.E. Mapother y R.W. Shaw, Phys. Rev. 112, 1888 (1958)

- 26/ L.D. Landau y E.M. Lifschitz "Electrodynamics at Continous Media", pág. 170, Addison Wesley Inc. (1960).
- 27/ J.A. Osborn, Phys. Rev. 67, 351 (1945).
- 28/ C.J. Smithels "Metals Reference Book", Pág. 437, Butterworths, Londres (1962).
- 29/ G. Bon Mordion, B.B. Goodman y A. Lacaze, Phys. Lett. 8,15(1964)
- 30/ G. Bon Mordion, B.B. Goodman y A. Lacaze, J. Phys. Chem. Solids 26, 1143 (1965).
- 31/ S.T. Sekula y R.H. Kernouhan, J. Phys. Chem. Solids 27, 1863, (1966).
- 32/ S.T. Sekula y R.H. Kernouhan, J, Appl. Phys. 36, 2895 (1965).
- 33/ P.S. Swartz y H.R. Hart, Jr., Phys. Rev. 137, A 818 (1965).
- 34/ J.B. Mohler "Electroplating and related processes" pag. 106, Chemical Publishing Co. (1969).
- 35/ D. Saint-James, G. Sarma y E.J. Thomas, "Type II Superconductivity", pág. 89. Pergamon Press (1966).
- 36/ J.P. Gollub - Tesis, Harvard University.
- 37/ R.E. Mayo, R. Baierlein y J. Trefny, J Low Temp. Phys. 33, 377 (1978).