

T Í T U L O : "DISTRIBUIÇÃO DE CAMPO MAGNÉTICO EM SUPERCON
DUTORES DO TIPO II"

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL
DA TESE DEFENDIDA PELO ALUNO JORGE LUIZ
DE CASTRO E APROVADA PELA COMISSÃO JULGADORA
18/2/88

Sergio Noellike

JORGE LUIZ DE CASTRO

O R I E N T A D O R : OSCAR FERREIRA DE LIMA

Tese apresentada ao Instituto
de Física "Gleb Wataghin" da
Universidade Estadual de Campi
nas, como parte dos requisitos
para obtenção do grau de Mestre
em Física.

Setembro de 1986.

A

José Wenceslau e
Marita.

A G R A D E C I M E N T O S

Ao Prof. Dr. Oscar Ferreira de Lima , pela orienta_ção.

Ao Prof. Dr. Sergio Mochlecke, pela participa_ção e apoio indispensáveis.

Ao Prof. Dr. Claudio Santos, pelo auxílio ex_perimental.

À amiga M. Cristina C. de Araújo, pelo apoio e estímulo.

Aos técnicos do Laboratório de Baixas Tempera_turas, Walter, Orival, João, Cleuza, Marta e Paulo, sem os quais seria mais árduo o meu trabalho.

Ao Absair, e a todos os amigos que de alguma forma contribuíram com suas idéias, e principalmente com o calor humano.

À Fapesp e CNPq, pelo auxílio Financeiro.

E a todos que contribuíram direta ou indireta_mente para a conclusão desta tese.

O perfil de penetração do campo magnético, em supercondutor do tipo II, foi estudado em amostras cilíndricas especialmente preparadas. As amostras consistem de camadas alternadas ($> 30 \mu\text{m}$) de nióbio e cobre depositadas, por evaporação em forno de feixe eletrônico ou deposição eletroquímica, sobre núcleo cilíndrico de nióbio e também de cobre.

As curvas de magnetização, susceptibilidade magnética e susceptibilidade diferencial nos pequenos "loops" da histerese ($H_{C1} < H < H_{C2}$) foram obtidas para todas as amostras para temperaturas entre 4,2 e 9,5 K.

Essas medidas, com e sem fluxo retido, apresentam algumas descontinuidades e inflexões peculiares que parecem revelar a estrutura das amostras.

Foi feita uma extensão no modelo do estado crítico de Bean resultando num modelo fenomenológico, que aplicado nas amostras forneceu resultados com razoável concordância com os resultados experimentais. Também foi aperfeiçoado um modelo teórico mais elaborado o qual poderá ser usado para um ajuste quantitativo do modelo fenomenológico.

A B S T R A C T

:

The magnetic field penetration profile, in type II superconductor, has been studied in specially designed cylindrical samples. The samples consist of alternated thick layers ($> 30 \mu\text{m}$) of niobium and copper deposited, by electron-beam evaporation or electro-chemical deposition, on cylindric core of either niobium or copper.

The magnetization curves, the magnetic susceptibility and the differential susceptibility for small hysteresis loop ($H_{C1} < H < H_{C2}$) were measured for all the samples between 4.2 and 9.5 K.

These measurements, done with flux pinned and without, show some peculiar discontinuities and inflections which seems to resemble the samples shape. A simple phenomenological extension of Bean's critical state model was applied to these results, giving a reasonable qualitative agreement. Also, a more elaborated theoretical model was improved which could give more quantitative fitting.

Í N D I C E

CAPÍTULO I	- INTRODUÇÃO.....	01
CAPÍTULO II	- TEORIA	
	II.1 - CARACTERÍSTICAS BÁSICAS DOS SUPERCON-	
	DUTORES.....	04
	II.2 - SUPERCONDUTOR DO TIPO II.....	10
CAPÍTULO III	- EXPERIMENTO	
	III.1 - AMOSTRAS.....	19
	III.2 - EQUIPAMENTOS.....	27
	III.3 - MÉTODOS DE MEDIDA.....	39
CAPÍTULO IV	- RESULTADOS EXPERIMENTAIS	
	IV.1 - INTRODUÇÃO.....	45
	IV.2 - AMOSTRAS SEM FLUXO RETIDO.....	46
	IV.3 - AMOSTRAS COM FLUXO RETIDO.....	49
CAPÍTULO V	- MODELO FENOMENOLÓGICO - ANÁLISES	
	V.1 - MODELO.....	68
	V.2 - APLICAÇÃO DO MODELO E ANÁLISES.....	69
APÊNDICE.....		78
REFERÊNCIAS.....		84

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O estudo da distribuição do campo magnético em supercondutores do tipo II torna-se muito importante quando se trabalha com a produção de cabos supercondutores. Isto por que a densidade máxima de corrente em um supercondutor, J_c , está associado um gradiente máximo no perfil de campo magnético. As teorias e modelos existentes não explicam nem preveem perfeitamente o perfil de distribuição de campo em supercondutores do tipo II. Observa-se que os perfis são fortemente dependentes das variáveis geométricas e também metalúrgicas, tornando-se difícil elaborar um modelo de aplicação mais genérica.

Com o intuito de contribuir no aperfeiçoamento dos modelos para se obter uma interpretação mais próxima dos resultados experimentais existentes, preparamos amostras com geometrias especiais. Destas amostras obtivemos resultados / que confrontamos com as previsões de um modelo fenomenológico que desenvolvemos. Para isto colhemos várias curvas de magnetização, susceptibilidade, e de susceptibilidade diferencial em pequenos "loops" de histerese.

Preparamos amostras cilíndricas constituídas / de um núcleo maciço de cobre ou nióbio, com camadas, também de cobre ou nióbio, depositadas alternadamente sobre o núcleo. Preparamos amostras de até três camadas de nióbio de aproximadamente $100\mu\text{m}$ cada uma. Depositamos as camadas por evaporação em forno de feixe eletrônico (uma amostra) e por deposição eletroquímica (três amostras). As camadas depositadas eletroquimicamente apresentaram qualidade superior às depositadas

por evaporação, o que foi revelado nas medidas de magnetização

Obtivemos curvas de magnetização, com e sem fluxo retido, em várias temperaturas diferentes. Coletamos, também, as derivadas das curvas de magnetização, as curvas de susceptibilidade. Com as derivadas pudemos perceber detalhes difíceis de se distinguir nas curvas de magnetização. Por fim obtivemos as curvas de susceptibilidade diferencial nos pequenos "loops" de histerese, as quais aparentemente revelam a estrutura de camadas de nossas amostras. Estas curvas foram obtidas variando o campo inicial, a temperatura, e a amplitude de variação do campo aplicado.

Numa tentativa de interpretar os resultados obtidos desenvolvemos um modelo fenomenológico baseado no princípio do modelo de estado crítico de Bean. Aprimoramos o modelo acrescentando a dependência da inclinação do perfil com respeito ao campo aplicado e também considerando uma barreira superficial devido ao aprisionamento de fluxo nas superfícies. Aplicamos o modelo desenvolvido em amostras hipotéticas com geometrias semelhantes às das amostras preparadas. Obtivemos curvas de magnetização simuladas cujos resultados são qualitativamente semelhantes aos experimentais.

Aprimoramos, também, um método de medida que poderá ser usado para se obter perfil de campo em amostras maciças. Se aplicarmos este método em amostras maciças com a mesma história metalúrgica das amostras com camadas, poderemos usar os perfis obtidos para aprimorar o modelo fenomenológico, permitindo análises mais quantitativas.

Apresentaremos a seguir, cap.II, uma introdução teórica na qual discutiremos, rapidamente, as características/básicas dos supercondutores, em especial as do tipo II. Discutiremos o estado misto que é a região de maior interesse para

nosso trabalho e apresentaremos os modelos de estado crítico de Bean e de Kim que é a base para o modelo fenomenológico / que desenvolvemos. No capítulo seguinte, cap.III, falaremos sobre o processo de preparação das amostras e a montagem experimental. Algumas das curvas de magnetização mais significativas, bem como as de susceptibilidade e susceptibilidade diferencial, serão apresentadas no capítulo IV no qual nos limitaremos a ressaltar alguns detalhes mais relevantes das curvas. No capítulo V apresentaremos um modelo fenomenolôgico e proporemos uma interpretação para as curvas de magnetização obtidas. Por fim apresentaremos o método de medidas de perfil de campo, na apêndice, onde desenvolveremos de forma mais detalhada o modelo teórico no qual se basea..

C A P Í T U L O II

T E O R I A

II.1- Características Básicas dos SupercondutoresII.1.1- Introdução

Existem alguns metais que, ao serem resfriados, sua resistividade elétrica cai bruscamente a zero ($\rho < 10^{-23} \Omega \text{ cm}$) quando atingem a temperatura crítica, T_c , característica de cada material. A este fenômeno, descoberto por Karmelíng Onnes /1/ em 1911, deu-se o nome de supercondutividade. Os materiais supercondutores podem se apresentar na forma de ligas, compostos ou elementos puros.

O estado supercondutor pode ser destruído se aplicarmos um campo magnético superior a um certo campo crítico termodinâmico, $H_c(T)$, com dependência aproximadamente parabólica em T /2/:

$$H_c(T) \approx H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (\text{II-1})$$

$$0 < T < T_c$$

Este campo H_c está relacionado com a energia de condensação dos elétrons na fase supercondutora pela expressão:

$$G_n(0) - G_s(0) = V \frac{H_c^2}{8\pi} \quad (\text{II-2})$$

onde $G_n(0)$ e $G_s(0)$ são, respectivamente, a energia livre

de Gibbs para campo zero no estado normal (n) e supercondutor (s). "V" é o volume da amostra supercondutora.

Em 1933 Meissner e Ochsenfeld /3/ observaram que os supercondutores, quando colocados sob campo magnético inferior ao campo crítico termodinâmico, H_c , expõem completamente o campo de seu interior. Este fenômeno geralmente é citado como "Efeito Meissner".

Nos anos subsequentes foi demonstrado que o efeito Meissner ocorre em toda a amostra somente em casos particulares. Sabe-se, por exemplo, que existem duas classes de supercondutores, a do tipo I e a do tipo II, as quais se comportam diferentemente com relação ao efeito Meissner.

Os do tipo I apresentam o efeito Meissner completo para valores de campo aplicado, H_a , inferiores a H_c . Para H_a superior a H_c a amostra se comporta como um material normal permitindo a penetração de campo. Os do tipo II apresentam o efeito completo até o campo crítico inferior, H_{c1} . A partir de H_{c1} começa a ocorrer a penetração de campo para o interior da amostra na forma de fluxo quantizado, os fluxóides /4/. A densidade de fluxóides aumenta à medida que se aproxima do campo crítico superior, H_{c2} , onde a supercondutividade desaparece completamente do interior do material. Entre H_{c1} e H_{c2} diz-se que o supercondutor está no "estado misto", pois os núcleos dos fluxóides estão no estado normal enquanto o restante do material permanece no estado supercondutor. Nesta faixa de campo diz-se que o efeito Meissner é incompleto.

No caso em que a superfície da amostra esteja em contato com o vácuo ou um meio isolante e o campo aplicado seja paralelo à superfície Saint-James e de Gennes /5/ previram a existência de uma supercondutividade superficial até um campo crítico $H_{c3} = 1,695H_{c2}$.

As figuras II-1 e II-2 mostram as curvas de magnetização, $4\pi M \times H$ e as curvas de campo, $B \times H$, para os dois tipos de supercondutores.

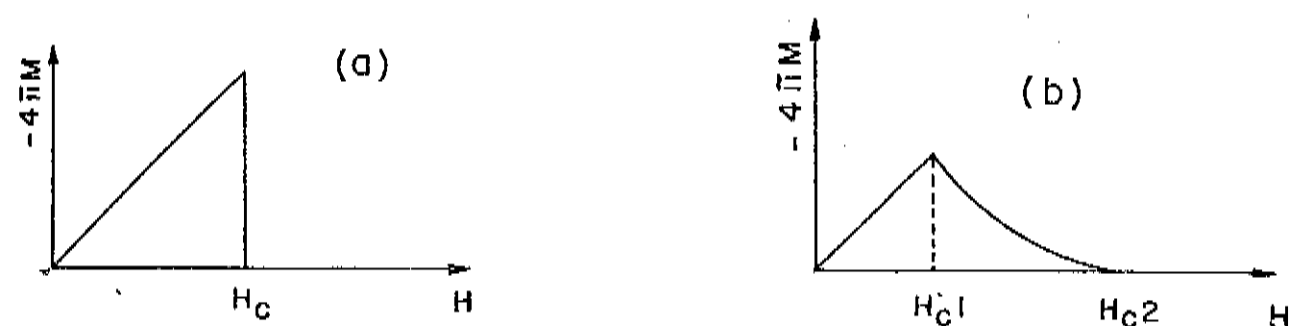


Fig. II-1. Curva de magnetização para amostra supercondutoras do tipo I (a) e do tipo II (b).

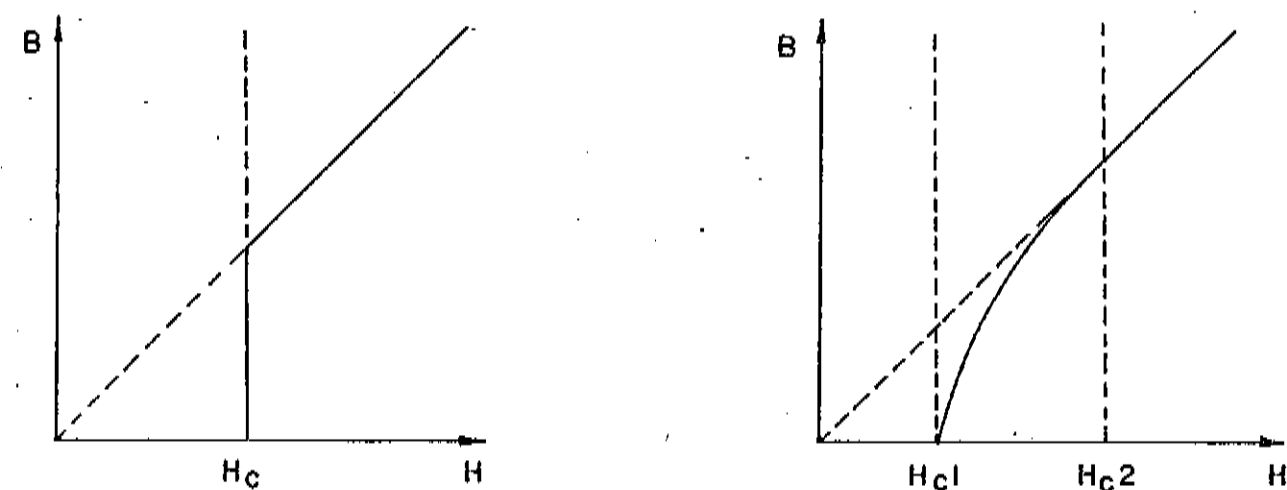


Fig. II-2. Curva de campo para amostra supercondutoras do tipo I (a) e do tipo II (b).

Outra limitação ao efeito Meissner completo é devido ao campo de desmagnetização, dependente da geometria da amostra. Quando o coeficiente de desmagnetização, D , é diferente de zero algumas regiões da amostra irão atingir seu campo crítico, H_c ou H_{c1} , antes que o campo aplicado atinja tais valores. Quando $H_c(1-D) < H_a < H_c$, o supercondutor do tipo I se subdivide em "domínios supercondutores" e "domínios normais", a que denomina-se "estado intermediário". Alguns supercondutores do tipo II, podem apresentar o chamado "estado

misto intermediário". Isto ocorre quando $H_{c1}(1-D) < H_a < H_{c1}$, região em que a amostra se subdivide em "domínios normais" e "domínios de estado misto".

II.1.2-Energia de Superfície

O conceito de energia de superfície é de fundamental importância para o entendimento da diferença entre os supercondutores do tipo I e do tipo II. Os primeiros a introduzir este conceito foram H. e F. London /6,7/ baseados no modelo termodinâmico de Gorter-Casimir /8/ que leva em consideração as duas observações fundamentais: a energia de condensação negativa associada com o aparecimento do estado supercondutor e a equação $B=0$, ou efeito Meissner. No modelo eletrodinâmico de London, o campo magnético no interior da amostra $h(x)$, não cai bruscamente a zero na superfície como assume Gorter-Casimir mas cai exponencialmente dentro de uma fina camada na superfície da amostra fig.II-3. Esta interface tem a espessura λ_L .

Assim:

$$h(x) = H_a \exp \left(\frac{-x}{\lambda_L} \right) \quad (\text{II-3})$$

onde $x=0$ na superfície e $x > 0$ na região supercondutora.

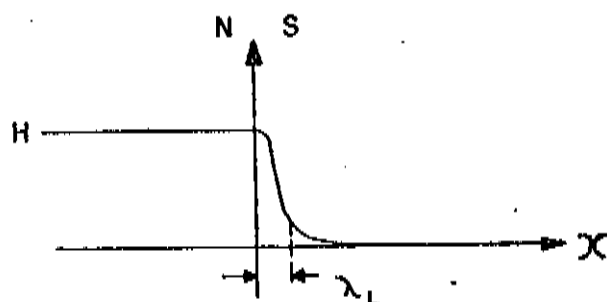


Fig.II-3. Interface normal (N) - supercondutora (S). O parâmetro λ_L é a profundidade de penetração do campo magnético.

Pelo modelo de London o cálculo da energia de superfície numa interface normal-supercondutora seria sempre

positiva. Isto indica ser favorável a subdivisão da amostra em domínios normais e supercondutores o que contradiz a constatação experimental do efeito Meissner para os supercondutores conhecidos por volta de 1940 (Tipo I).

Este problema foi resolvido mais tarde com o cálculo mais completo da energia de superfície realizado por Ginzburg e Landau /9/, como parte da teoria fenomenológica da supercondutividade que eles desenvolveram.

Ginzburg e Landau introduziram um parâmetro de ordem (ψ) que é análogo a uma função de onda complexa, e está associada com a densidade de elétrons condensados, n_s , segundo a relação:

$$\psi(r)^2 = \psi \psi^* = n_s \quad (II-4)$$

Eles calcularam a energia livre do estado supercondutor perto de uma transição de fase de segunda ordem e encontraram uma expressão para a energia de superfície, σ_{NS} , dependente do parâmetro κ definido como se segue:

$$\kappa = \frac{\lambda(r)}{\xi(r)} \quad (II-5)$$

onde $\lambda(r)$ é a "profundidade de penetração" para o campo magnético e $\xi(r)$ é o "comprimento de coerência", onde se dá a maior variação de $\psi(r)$. A figura II-4 apresenta um diagrama esquemático de uma interface normal-supercondutora.

Cálculos da energia de superfície para valores limites de " κ ", fornecem os seguintes valores especiais:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \sigma_{ns} \approx +1,89 \xi \frac{H_c^2}{8\pi} & \text{para } \kappa \ll 1 \text{ (tipo I)} \\ \sigma_{ns} = 0 & \text{para } \kappa = \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \sigma_{ns} \approx -1,104 \lambda \frac{H_c^2}{8\pi} & \text{para } \kappa \gg 1 \text{ (tipo II)} \end{array} \right.$$

Estes resultados fornecem um critério preciso para a classificação de dois tipos de supercondutores (Fig. II-4).

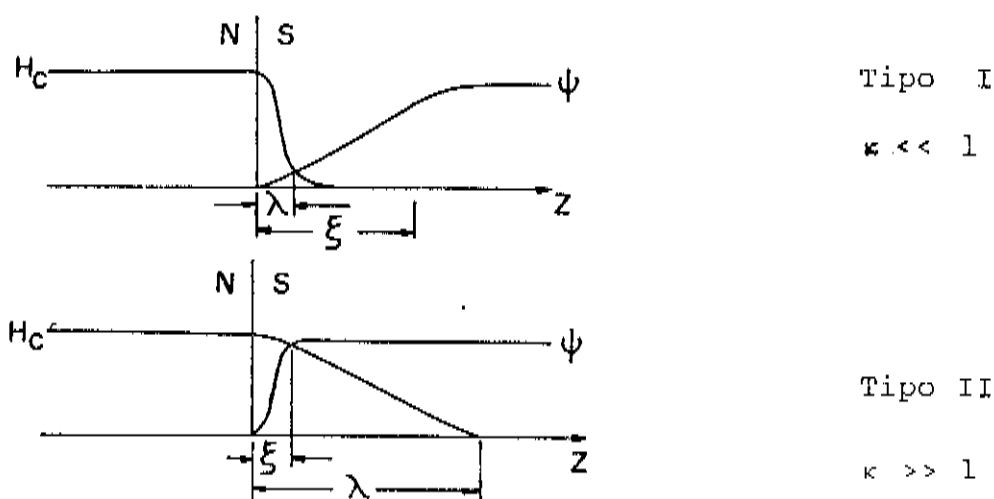


Fig.II-4. Interface normal-supercondutora mostrando os parâmetros ξ e λ para os dois tipos de supercondutores.

Uma energia de superfície positiva ($\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$) significa que a amostra permanece no estado Meissner até o campo atingir $H = H_c$, caracterizando o supercondutor de tipo I (Fig.II-1.a). A energia de superfície negativa ($\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$) favorece a subdivisão em "domínios" supercondutores e normais, para campos entre H_{c1} e H_{c2} , por aumentar a superfície de interfaces, caracterizando o supercondutor do tipo II (Fig.II-1.b).

Cabe ressaltar que para materiais com $\kappa = 1/\sqrt{2}$, uma pequena variação na concentração de impurezas pode fazer com que o material passe de supercondutor do tipo I para do tipo II e vice-versa. Isto porque κ é sensivelmente dependente do livre caminho médio dos elétrons normais.

II.2-Supercondutores do Tipo II

A natureza fundamental dos supercondutores do tipo II, sugerida pela primeira vez por Shubnihov /10/, é a existência de um "estado misto" para campos na faixa $H_{c1} < H < H_{c2}$. De acordo com os resultados obtidos por Abrikosov /04/ utilizando as equações de Ginzburg-Landau /09/ o estado misto consiste de um arranjo de linhas de fluxo quantizadas e paralelas ao campo externo aplicado.

II.2.1-Fluxóide

Na figura II-5, podemos ver um modelo para as linhas de fluxo ou fluxóides. As figuras mostram a variação radial para a densidade de elétrons supercondutores, n_s , a densidade de fluxo h , e a densidade corrente, J_s . A região de raio ξ é chamada de caroço do fluxóide.

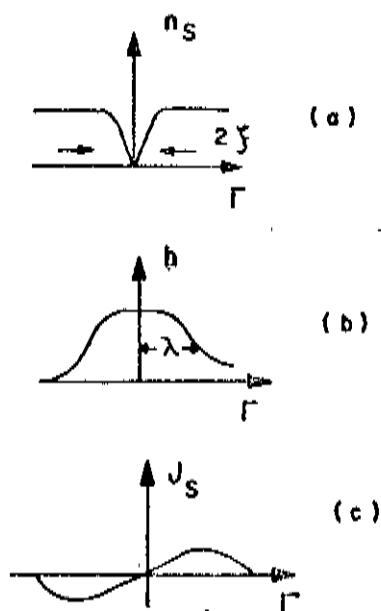


Fig.II-5. Fluxóide. Variação radial da densidade de superelétrons (a), de Fluxo (b) e de supercorrente (c).

A cada fluxóide está associada uma corrente de "superelétrons" ($n_s \equiv \Psi(r)^2$) circulando em planos perpendiculares às linhas de fluxo ("vórtices").

É importante notar que $\Psi(r)$ tem um valor não nulo em todo o material, sendo nulo apenas no centro dos fluxóides, onde surge um filamento normal de volume desprezível, o que nos permite considerar o material como supercondutor para $H < H_{c2}$. Vale também observar que um fluxóide nunca termina dentro do material; ou termina na superfície ou forma um laço fechado.

II.2.2-Rede de Fluxóides

Também de acordo com Abrikosov /04/, os fluxóides formariam uma "rede quadrática" bidimensional para todos os campos, exceto na vizinhança de H_{c1} , onde seria triangular. Essa rede seria análoga a uma rede cristalina. Posteriormente /11/, /12/, foi mostrado que o arranjo triangular é energeticamente mais favorável em todo o estado misto. De fato, investigações utilizando a difração de neutrons /13/, e a decoração da superfície de supercondutor com pó ferromagnético /14/, comprovaram definitivamente a estrutura triangular. Contudo em alguns casos é conhecida /15/ a ocorrência dos dois tipos de rede para o intervalo $\frac{1}{\sqrt{2}} < k < \sqrt{2}$.

A distribuição de equilíbrio dos fluxóides no volume, é determinada pela interação entre si e com os defei

tos presentes no material]. Esses defeitos aprisionam os fluxóides e são chamados de "centros de aprisionamento". A força de interação entre tais "centros de aprisionamentos" e a rede de fluxóides chama-se "força de aprisionamento", F_p .

1. Defeitos na rede de fluxóides

Apesar das diferenças fundamentais entre a rede cristalina e a rede de fluxóides, esta última apresenta também propriedades elásticas e defeitos.

A ocorrência de deslocamentos foi primeiramente predita por Labusch /16/ e confirmada em seguida por Träuble e Essmann /17/, que as observaram.

2. Propriedades elásticas

O conceito de elasticidade para as linhas de campo magnético foi introduzido por Maxwell (1892) em seu trabalho clássico de eletricidade e magnetismo. Praticamente as mesmas idéias são utilizadas no cálculo das propriedades elásticas da rede de fluxóides. Entretanto, deve ser observado que o fato dos fluxóides serem quantizados e distribuídos numa rede triangular certamente produzirá efeitos anisotrópicos.

As constantes elásticas C_{11} , C_{44} e C_{66} foram calculadas por Labusch /18/ em termos da curva de magnetização reversível.

II.2.3-Gradiente de Campo e Estado Crítico

Os defeitos presentes na rede cristalina do material impedem o livre movimento dos fluxóides, aprisionando-os em locais de menor energia, produzindo um gradiente na distribuição de campo. Com a variação do campo externo as linhas de fluxo são "pressionadas" sempre da região de maior para a de

menor densidade de campo. Esta força magnética, proporcional ao gradiente de campo foi calculada por Friedel e outros /19/. A Força, $P_V(B)$, por unidade de volume, é dada pela expressão:

$$P_V(B) = \frac{-B}{4\pi} \frac{\partial H(B)}{\partial X} = \frac{-B}{4\pi} \frac{\partial H(B)}{\partial B} \frac{\partial B}{\partial X} \quad (\text{II-7})$$

onde $B \equiv B(X)$ é o valor médio do campo magnético local e $H(B)$ refere-se ao valor do campo externo necessário para produzir o campo B .

O gradiente crítico, $\left(\frac{\partial B}{\partial X}\right)_c$, é estabelecido no momento em que a força P_V é exatamente balanceada pela força de aprisionamento ($P_V = -F_p$). Para temperatura nula, uma linha de fluxo só é liberada de um ponto de aprisionamento quando a condição $P_V > F_p$ acontece. Esta condição causa uma redistribuição dos fluxóides, de modo que rapidamente um novo gradiente crítico e um novo equilíbrio de forças é estabelecido.

Para temperaturas acima de 0 K as linhas de fluxo são liberadas mesmo quando $P_V < F_p$ /20/. Este movimento termicamente ativado recebe, na literatura, o nome de "Flux creep". Portanto, para temperaturas acima de 0 K não podemos falar em um estado de equilíbrio perfeito, com um gradiente crítico bem definido, independente do tempo.

Seja a equação de Maxwell:

$$J = \frac{10}{4\pi} \nabla \times \vec{H}; [J] = \frac{A}{cm^2}, [H] = Oe \quad (\text{II-8})$$

Considerando o campo H , aplicado paralelamente

ao eixo de um cilindro, sendo x a distância radial, teremos:

$$J = \frac{10}{4\pi} \frac{dH}{dx} \quad (\text{II-9})$$

Daí então:

$$J = \frac{10}{4\pi} \frac{\partial H(B)}{\partial B} \frac{dB}{dx} \quad (\text{II-10})$$

Teremos portanto no interior da amostra, uma densidade de corrente crítica macroscópica, J_c , associada ao gradiente crítico local $\left(\frac{\partial B}{\partial x} \right)_c$:

$$J_c = \frac{10}{4\pi} \left(\frac{\partial H(B)}{\partial B} \right) \left(\frac{dB}{dx} \right)_c \quad (\text{II-11})$$

O primeiro modelo de estado crítico foi proposto por Bean /21/, com o intuito de calcular a curva de magnetização irreversível de supercondutores do tipo II. Ele assume que para cada valor de campo externo existe uma densidade de corrente crítica, J_c , circulando na amostra até uma certa profundidade de penetração macroscópica (λ). Como condição de contorno supõe o campo B na superfície igual ao campo externo aplicado, H_a . Para simplificar os cálculos supõe J_c independente de B .

Kim e outros /22/ estenderam em seguida as idéias de Bean, e encontraram, através de medidas de magnetização que $J_c(B) = \frac{\alpha_c}{(B - B_0)}$, onde α_c e B_0 são duas constantes características do material. O estado crítico ocorreria no momento em que a densidade de corrente crítica

ca se estendesse em todo o volume do material, $\Delta = R$, onde R é o raio do cilindro.

As figuras II-6 (a-b) mostram esquematicamente os modelos de estado crítico de Bean e de Kim.

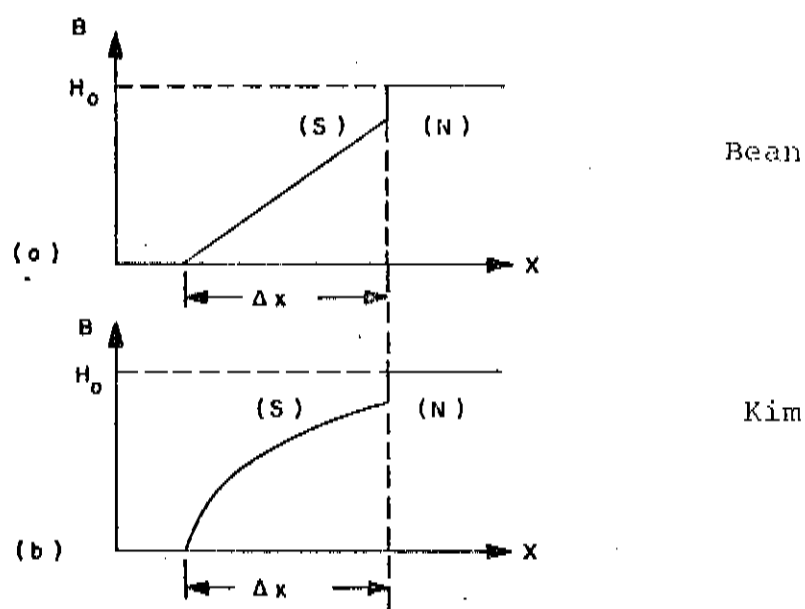


Fig. II-6. Modelo de estado crítico de Bean (a) e de Kim (b).

Pelo modelo de Bean, J_c depende apenas da microestrutura do material e do valor do campo externo, porém não depende da situação experimental utilizada, p. ex., a maneira utilizada para se estabelecer certo valor de campo externo.

Entretanto, os resultados de um trabalho, de desenvolvido por O.F. de Lima e outros /23/, mostram que a história magnética altera o gradiente de campo em amostras supercondutoras de Nióbio.

II.2.4-Força de Aprisionamento e seus Mecanismos

A interação total entre as linhas de fluxo e os defeitos da rede cristalina pode ser decomposta em uma par

te de longo alcance, devido aos campos de tensões elásticas, e outra parte de curto alcance, devido a variações locais na estrutura eletrônica e no espectro de fônons no núcleo do de feito.

Nas teorias, são considerados em geral três mecanismos de interação: (a) Efeito ΔV , devido ao fato de que o volume específico é maior no estado supercondutor ($\Delta V/V \sim 10^{-7}$), daí surgir um campo de tensões em torno dos fluxóides (núcleo normal), capaz de interagir com o campo de tensões dos defeitos vizinhos; (b) Efeito $\Delta \epsilon$, resultante do fato que as constantes elásticas da rede cristalina são meno res quando o material está no estado supercondutor ($\Delta C/C \sim 10^{-5}$). Assim a linha de fluxo é repelida pelos defeitos da matriz supercondutora (ex: deslocacões) quando tenta cru zá-los, porque há um aumento na densidade da energia elásti ca armazenada nestes defeitos quando estão no estado normal; (c) Efeito Δk , resultante de flutuações no caminho livre médio dos elétrons, causadas pelos defeitos. A variação lo cal do parâmetro de G-L, , produz mudanças locais na energia da linha de fluxo, podendo resultar numa interação atrativa ou repulsiva entre as linhas de fluxo e os defeitos.

Defeitos cristalinos tais como vacâncias ou intersticiais de dimensões bem menores que λ e ξ , não são centros de aprisionamento efetivos quando distribuídos homo geneamente no material.

De acordo com a geometria da interação, os obs táculos podem ser classificados em "pontuais" (ex: precipita dos, buracos, etc.), "lineares" (ex: deslocacões, precipita dos ou fibras alongadas, etc...) e "volumétricos" (ex: gran des precipitados). Se o volume de um obstáculo é grande com

parado com λ^3 , pode surgir também aprisionamento superficial.

Os obstáculos mais importantes, onde o campo de tensões no material possui considerável contribuição, são as deslocacões introduzidas pela deformação plástica. Os efeitos da deformação plástica parecem depender da densidade de deslocacões resultantes e da distribuicão detalhada destes defeitos.

Para relacionarmos a Força volumétrica, P_v , com as Forças elementares resultantes da interaçãocom defeitos individuais, estas últimas têm que ser somadas de alguma maneira adequada. Neste sentido tem sido produzidas várias teorias.

Um dos caminhos utilizados para atacar o problema das Forças elementares é baseado no método estatístico /24/, /25/ e o outro no método dinâmico /26/, /27/. O cálculo da força volumétrica, P_v , pelo método estatístico fornece o resultado:

$$P_v = \frac{N P_m^2}{8 \sqrt{\kappa} C_{ef}} \left(\frac{B}{\phi_o} \right)^{3/2} \quad (\text{II-12})$$

sendo

$$C_{ef} = \left(\frac{1}{(C_{44} C_{11})^{1/2}} + \frac{1}{(C_{44} C_{66})^{1/2}} \right)^{-1} \quad (\text{II-13})$$

onde P_m é o valor máximo da Força elementar, ϕ_o é o valor do Fluxo quantizado (Fluxóide), e N significa o número de centros de aprisionamento por unidade de área do material.

O método dinâmico considera a energia dissipada quando cada linha de Fluxo é liberada de seu ponto de aprisionamento sendo igualado ao trabalho realizado pela força vo

lumétrica, P_v , e fornece resultado final:

$$P_v = \frac{N p_m^2}{8 \mu_e \theta} \left(\frac{B}{\theta_0} \right)^{3/2}$$

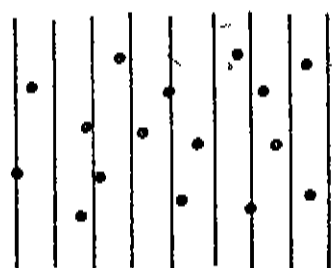
sendo

$$\mu_e = \frac{1}{\theta \sqrt{1}} \left(\frac{1}{(C_{44} C_{11})^{1/2}} + \frac{1}{(C_{44} C_{66})^{1/2}} \right)^{-1} \quad (\text{II-14})$$

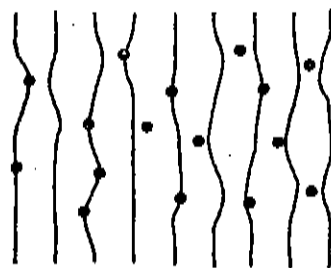
$$\theta = \left(\frac{2}{\sqrt{3}} \right)^{1/2}$$

o que coincide com o resultado encontrado pelo método estatístico.

É interessante observarmos que se a rede de fluxóides for "perfeitamente" rígida ($C_{44} \rightarrow \infty$) concluiremos que a força total resultante, F_p , será nula (Fig. II-7 (a)). Isto porque num arranjo aleatório de centros de aprisionamento teremos uma somatória de Forças elementares aleatórias. Temos portanto que considerar a existência de distorções na rede para encontrarmos uma resultante não nula da Força F_p . (Fig. II-7 (b))



(a)



(b)

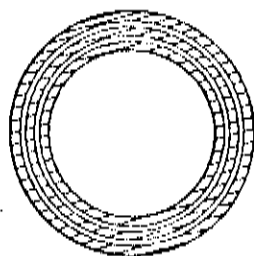
Fig. II-7. Interação entre linhas de Fluxo e centros de aprisionamento considerando a rede perfeitamente rígida (a) e rede elástica (b).

CAPÍTULO III

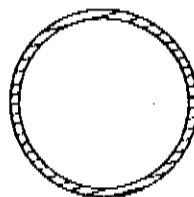
EXPERIMENTO

III.1-Amostras

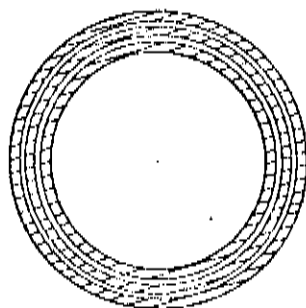
Preparamos quatro amostras cilíndricas de seção circular contendo camadas de material supercondutor, Nb, separadas por camadas de material normal, Cu, conforme figura III-1. Para minimizar o efeito de demagnetização nas medidas construímos amostras cujo comprimento ($L=50\text{mm.}$) é muito maior que o diâmetro ($\phi \approx 3\text{mm.}$).



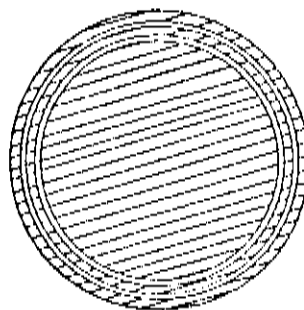
Amostra A-6



Amostra A-8



Amostra A-10



Amostra A-11

Fig. III.1. Cortes transversais das amostras

□ Cobre
▨ Nióbio

Estas amostras foram preparadas por dois métodos diferentes. A amostra A-6 foi construída através de deposição por evaporação e as demais por eletrodeposição.

A seguir descrevemos cada um destes métodos e os resultados obtidos.

III.1.1-Deposição por Evaporação

Para preparar amostras por este método utilizamos um forno de feixe eletrônico que opera em alto vácuo ($\approx 10^{-5}$ torr). Utilizando um motor, com redutor mecânica de velocidade, giramos as amostras em torno de seu eixo de simetria durante a deposição. Variamos a posição da amostra até encontrarmos a que se mostrou mais conveniente para a deposição. Evaporamos alternadamente cobre e nióbio, formando assim várias camadas cilíndricas superpostas. Obtivemos camadas de nióbio com espessuras próximas de $80\mu\text{m}$ e as de cobre de $30\mu\text{m}$.

Para encontrarmos a configuração mais propícia para a deposição tivemos que variar alguns parâmetros. Um deles é a distância entre a amostra (substrato) e a fonte de vapor (metal fundido sob vácuo). Quando a distância é grande a velocidade de deposição é pequena, e a amostra aquece pouco comprometendo a aderência da deposição, surgindo trincas na camada depositada. Quando a distância é pequena o cobre se funde danificando a amostra. Este último caso ocorre quando evaporamos nióbio, o qual tem ponto de fusão muito maior que o do cobre.

Após várias tentativas encontramos uma posição satisfatória e preparamos a amostra A-6 cujo corte transversal é mostrado nas fotos III-1 (a e b).

Uma das características deste tipo de deposição é a formação de rugosidade na superfície da camada depo



(a)



(b)

(Nb Cu Nb Cu Nb (*) Cu

Foto III-1 Cortes transversais da amostra A-6, preparada por evaporação em forno de feixe eletrônico. No processo de preparação para fotografia (polimento) as camadas que tem fraca aderência podem se descolar (*) deixando uma falha.

sitada. Isto ocorre devido ao crescimento dos grãos metalúrgicos em direções preferenciais. Esta rugosidade é indesejável uma vez que acrescenta à amostra mais uma variável. Para eliminar esta rugosidade, que poderia mascarar efeitos de superfície nas medidas supercondutoras, optamos por polir a amostra após cada etapa de deposição. Para polir as amostras utilizamos uma furadeira com base fixa (de mesa), um microscópio estereoscópico, lixas d'água metalográficas (200, 320 e 400 mesh) e pasta de diamante (15, 6, 3, 1, $1/4 \mu\text{m}$). O processo de polimento envolveu várias etapas. Partindo da lixa mais grossa (200 mesh) polimos até chegar à pasta de diamante mais fina ($1/4 \mu\text{m}$). Entre uma etapa e outra, observávamos a amostra ao microscópio para nos certificarmos de que todos os riscos deixados pela etapa anterior haviam sido eliminados, só então partíamos para a etapa seguinte. Procedendo assim evitávamos o inconveniente de ter que repetir todo o processo novamente caso percebessemos, no final do polimento, que alguns riscos de lixa (por exemplo) não haviam sido eliminados.

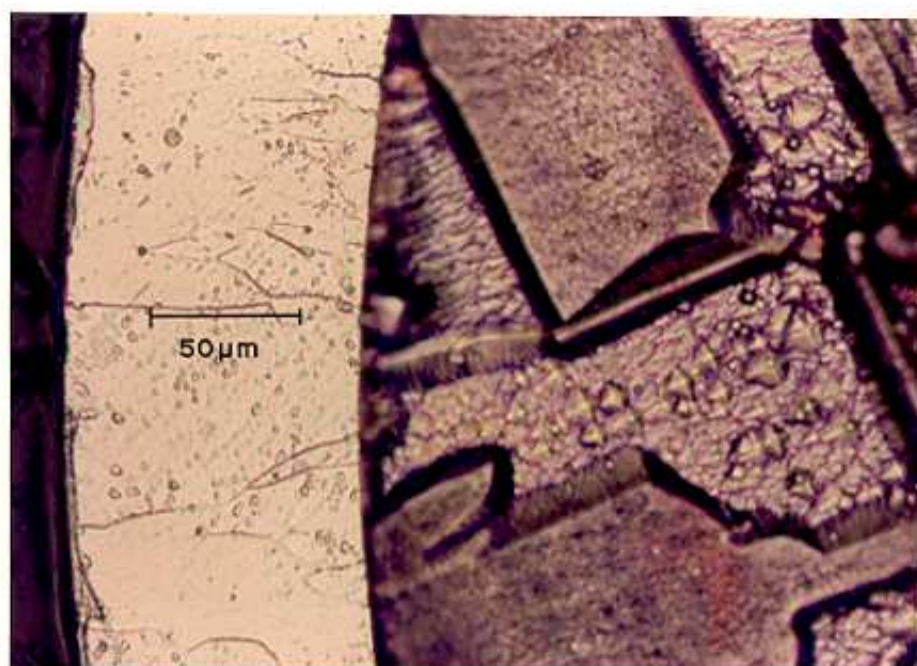
As amostras preparadas por este método não ficaram cilíndricas conforme desejávamos. Isto ocorreu devido à geometria do nosso sistema de evaporação. A nossa fonte de vapor é uma "piscina" circular de metal fundido com o diâmetro de 5cm. Esta "piscina" funciona como uma fonte "irradiando" a amostra mais intensamente na sua região central. Assim a espessura da camada depositada varia, na direção longitudinal, sendo a região central mais espessa que as extremidades.

III.2.2-Eletrodeposição

Na tentativa de obter amostras cilíndricas, ou



(a)

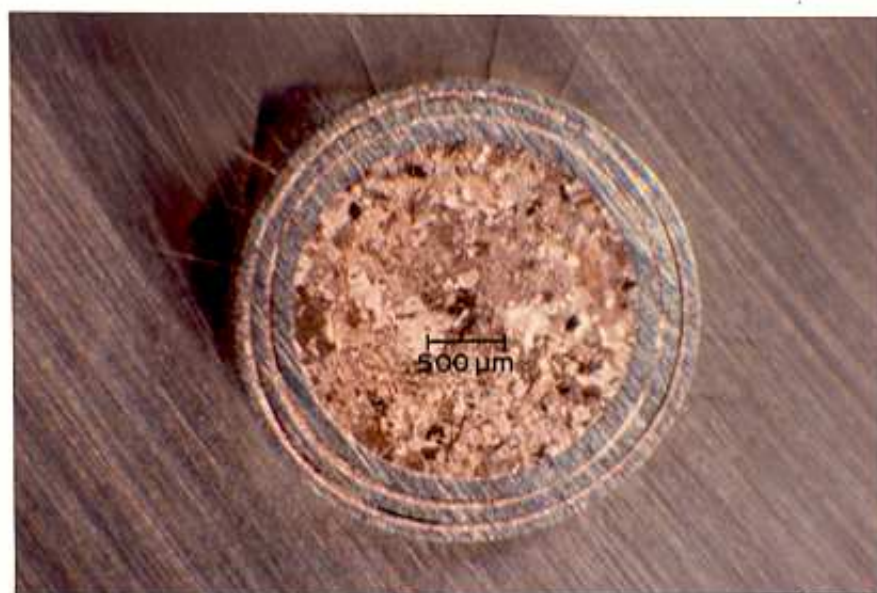


(b)

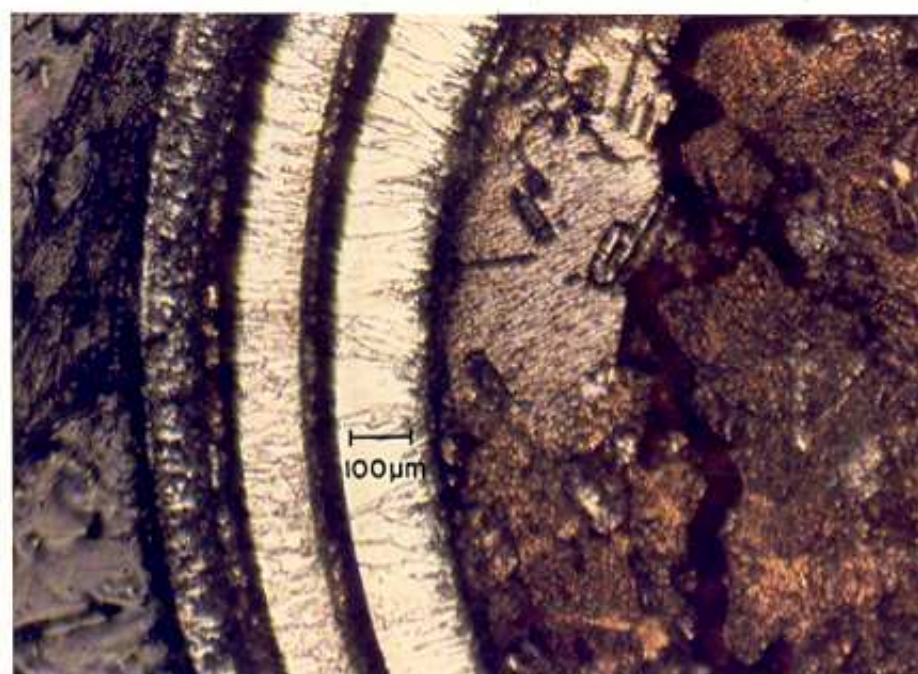
Nb

Cu

Foto III-2 Cortes transversais da amostra A-8, preparada por eletrodeposição. O núcleo de cobre foi trefilado por isso apresenta trincas em seu interior. (a). Na foto (b) podemos observar os contornos de grão revelados pelo ataque químico.



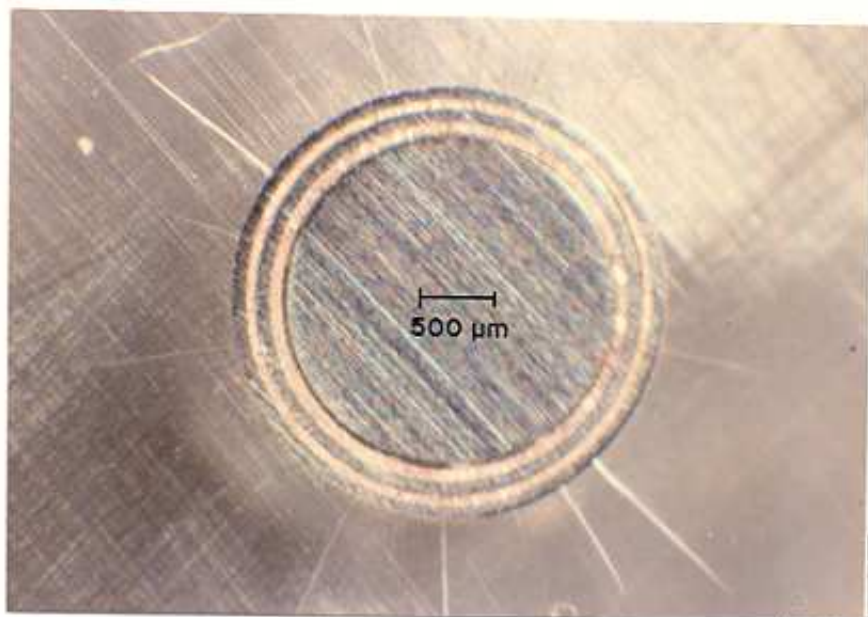
(a)



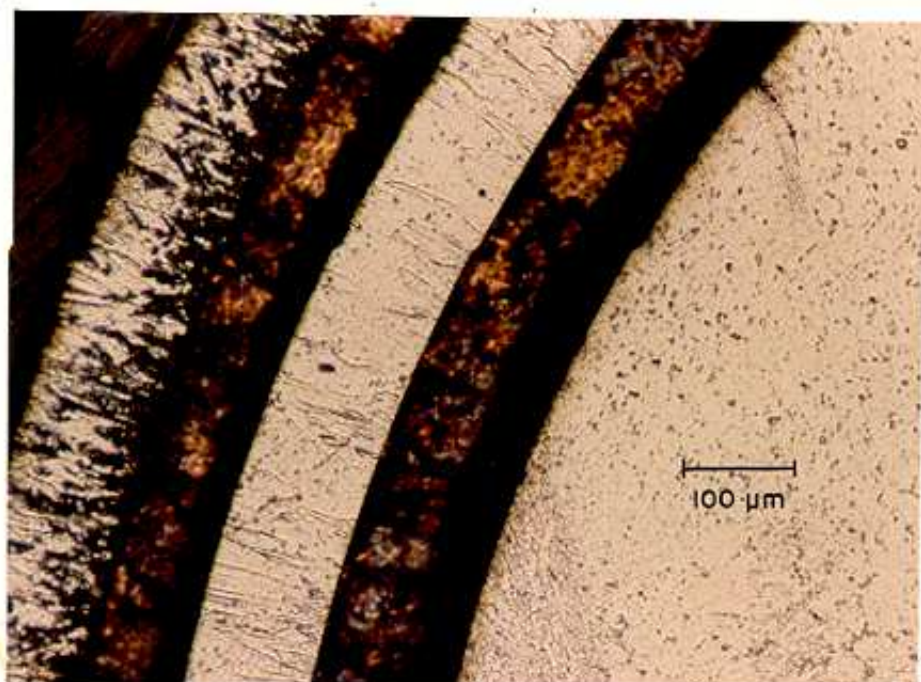
(b)

Nb Cu Nb Cu Nb Cu

Foto III-3 Corte transversal da amostra A-10, preparada por eletrodeposição. A camada externa de nióbio se / confunde com a de cobre devido ao excesso de oxidação.



(a)



(b)

Nb Cu (*) Nb Cu (*) Nb

Foto-III-4 Corte transversal da amostra A-11, preparada por eletrodeposição. As fendas escuras (*) são falhas deixadas devido ao processo de polimento.

seja, amostras com espessuras uniformes das camadas depositadas, optamos pelo método da eletrodeposição.

Para obter simetria na deposição preparamos eletrodos tubulares, fig. III-2, dentro dos quais colocamos as amostras. Assim conseguimos deposições uniformes. Com este método pudemos também controlar a granulometria do material depositado variando a densidade de corrente na deposição. Os grãos ficam menores à medida que aumentamos a densidade de corrente. Com grãos menores tivemos a rugosidade da superfície menos pronunciada o que facilitou o trabalho de polimento.

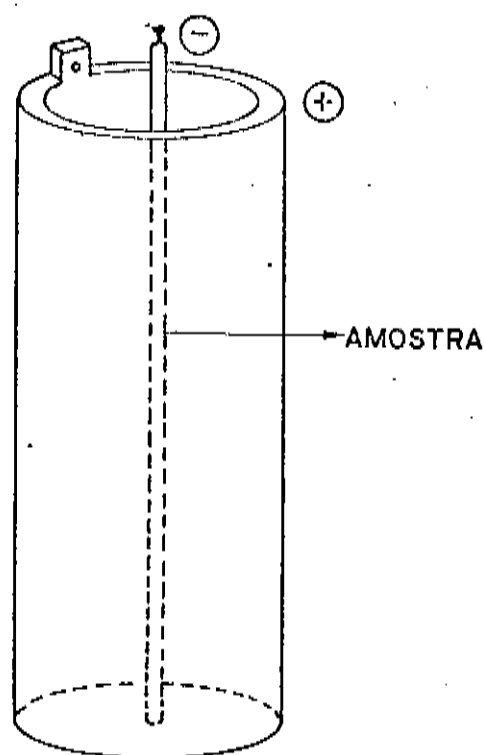


Fig. III-2. Montagem dos eletrodos para a eletrodeposição de cobre e de nióbio.

As deposições de nióbio sobre cobre foram feitas utilizando um equipamento, montado em nosso laboratório, utilizado para a purificação de nióbio por eletrodeposição (99,9997%). Este equipamento trabalha com sais fundidos de nióbio a uma temperatura próxima de 800 °C. Conseguimos resultados satisfatórios obtendo amostras com baixa rugosidade,

boa aderência e com uniformidade na espessura da deposição.

As deposições de cobre sobre nióbio foram feitas utilizando eletrólito padrão para cobre (40g de Cu SO_4 + 9g de $\text{H}_2 \text{SO}_4$ para 200 ml de solução em D H_2O) à temperatura ambiente. Conseguimos uniformidade e baixa rugosidade porém a aderência não foi satisfatória. Uma vez que não conseguimos eliminar este problema nós convivemos com ele, pois embora fraca, a aderência foi suficiente para resistir ao processo de polimento. Os possíveis descolamentos que ocorressem não comprometeriam os resultados das medidas supercondutoras uma vez que o papel da deposição de cobre é separar uma camada de nióbio da outra. As fotos III-2, 3 e 4 (a e b) mostram cortes transversais destas amostras.

Preparamos três amostras por este método sendo a primeira, A-8, com núcleo de cobre e uma camada de nióbio (fotos III-2). A segunda, A-10, foi preparada com núcleo de cobre e três camadas de nióbio (fotos III-3). A terceira, A-11, com núcleo de nióbio e mais duas camadas de nióbio (fotos III-4).

III.2-Equipamentos

III.2.1-Criostato

Para resfriar a amostra utilizamos um criostato construído em nosso próprio laboratório, fig. III-3. Ele possui um magneto de cobre dentro da câmara de Nitrogênio líquido, podendo gerar campos de até 6K Gauss. Dispõe de uma câmara de Hélio líquido, com capacidade de aproximadamente 7 litros, que dá autonomia de aproximadamente 20 horas de trabalho contínuo. O isolamento térmico é feito através de duas camisas de vácuo e uma de Nitrogênio líquido, com capacidade de aproximadamente 70 litros. Possui, também, uma câmara de

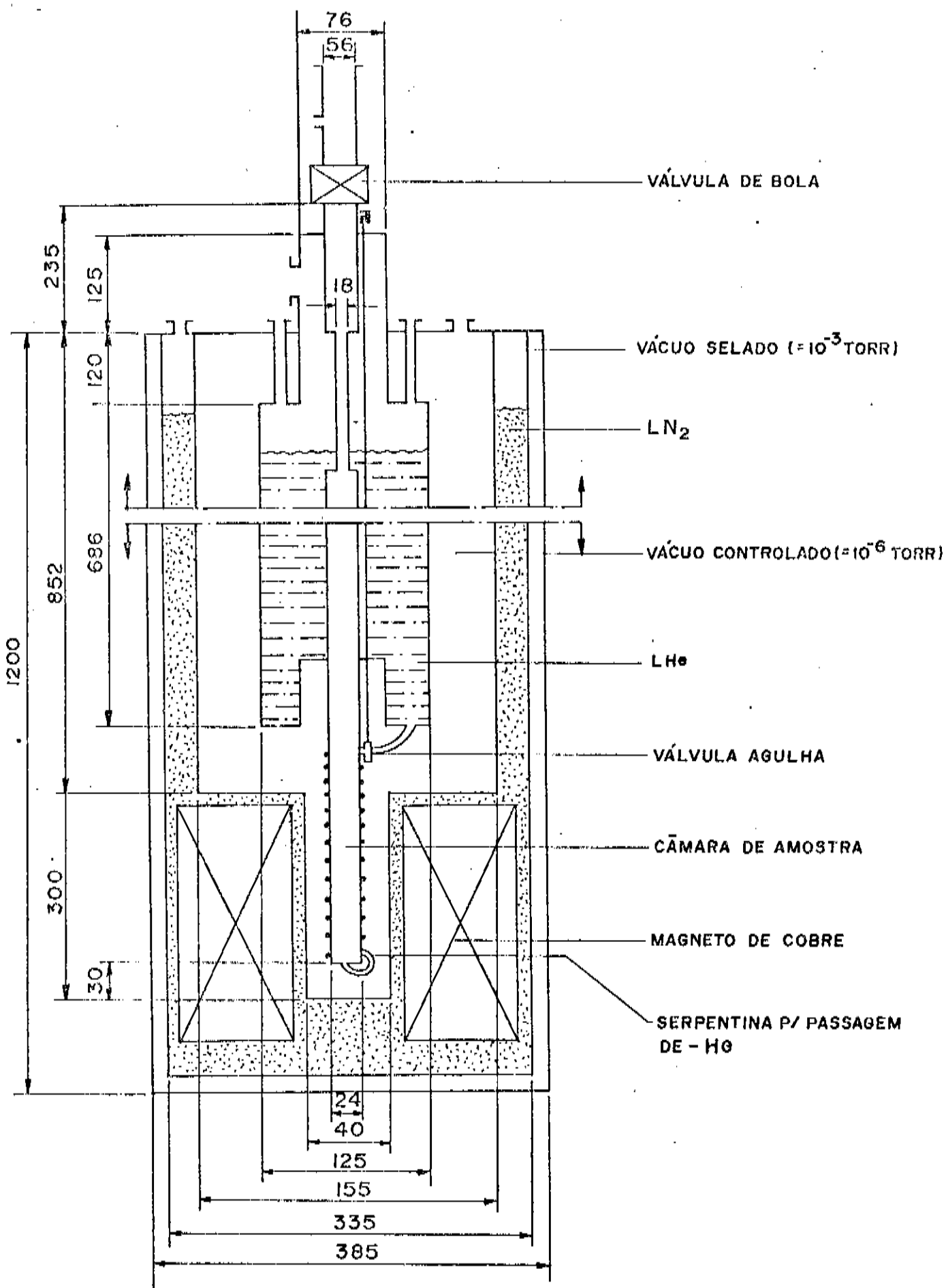


Fig. III-3 Criostato de pesquisa.

- 1 BOMBA MECÂNICA (PRIMÁRIA)
- 2 BOMBA DE DIFUSÃO
- 3 "TRAP" COM NITROGÊNIO
- 4 VÁLVULA "BORBOLETA"
- 5 VÁLVULA "SOLENOÍDE"
- 6 VÁLVULA "BY PASS"
- 7 MEDIDA DE VÁCUO

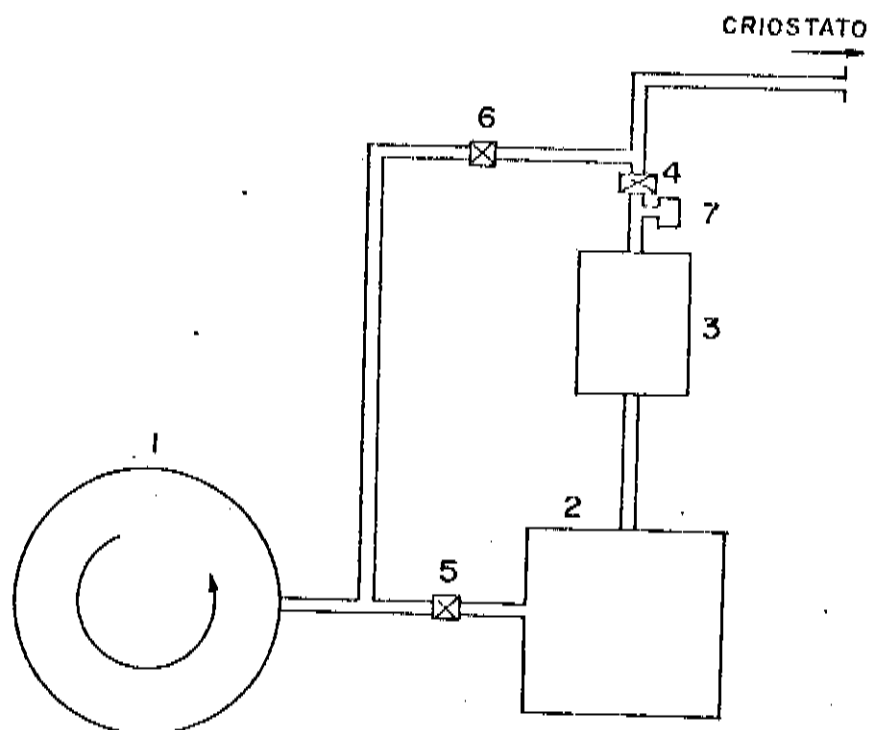


Fig.III-4: Sistema de alto vácuo (10^{-6} torr) usado para isolamento térmico no criostato.

amostras isoladas por vácuo. Ela é circundada por uma serpentina que a comunica com a câmara de Hélio líquido. Acompanhando a serpentina há um resistor de Manganin que é alimentado pelo controlador eletrônico de temperatura. A impedância entre a câmara de Hélio e a de amostras pode ser controlada por meio de uma válvula-agulha que bloqueia a entrada da serpentina. A câmara de amostras pode ser despressurizada por meio de uma bomba de vácuo mecânica provocando, assim, o aumento do fluxo de Hélio através da serpentina e, conseqüentemente, da câmara de amostras, resfriando-a.

Este criostato permite trabalhar em temperatura desde 1,5K até 20K. Conjugando um fluxo de Hélio com um fluxo de corrente elétrica pelo resistor de Manganin, conseguimos estabilizar a temperatura com variação de até 0,05K na faixa em que trabalhamos.

III.2.2-Sistemas de Vácuo

Utilizamos dois sistemas de vácuo. O primeiro, com capacidade para trabalhar com alto vácuo, da ordem de 10^{-6} Torr, foi utilizado para isolamento térmico entre as câmaras de Hélio e de Nitrogênio líquido (fig.III-4). Consiste de uma bomba de vácuo mecânica (primária) e uma bomba difusora (secundária).

O segundo sistema, fig.III-5, é simplesmente uma bomba mecânica (primária, com capacidade para trabalhar com vácuo da ordem de 10^{-2} Torr) utilizada em duas situações. Primeiramente ela é utilizada para obter vácuo para limpeza, antes de se transferir Hélio líquido. Este procedimento é necessário para evitar entupimentos na serpentina ou na válvula agulha provocados por solidificação de impurezas (H_2O , CO_2 ,

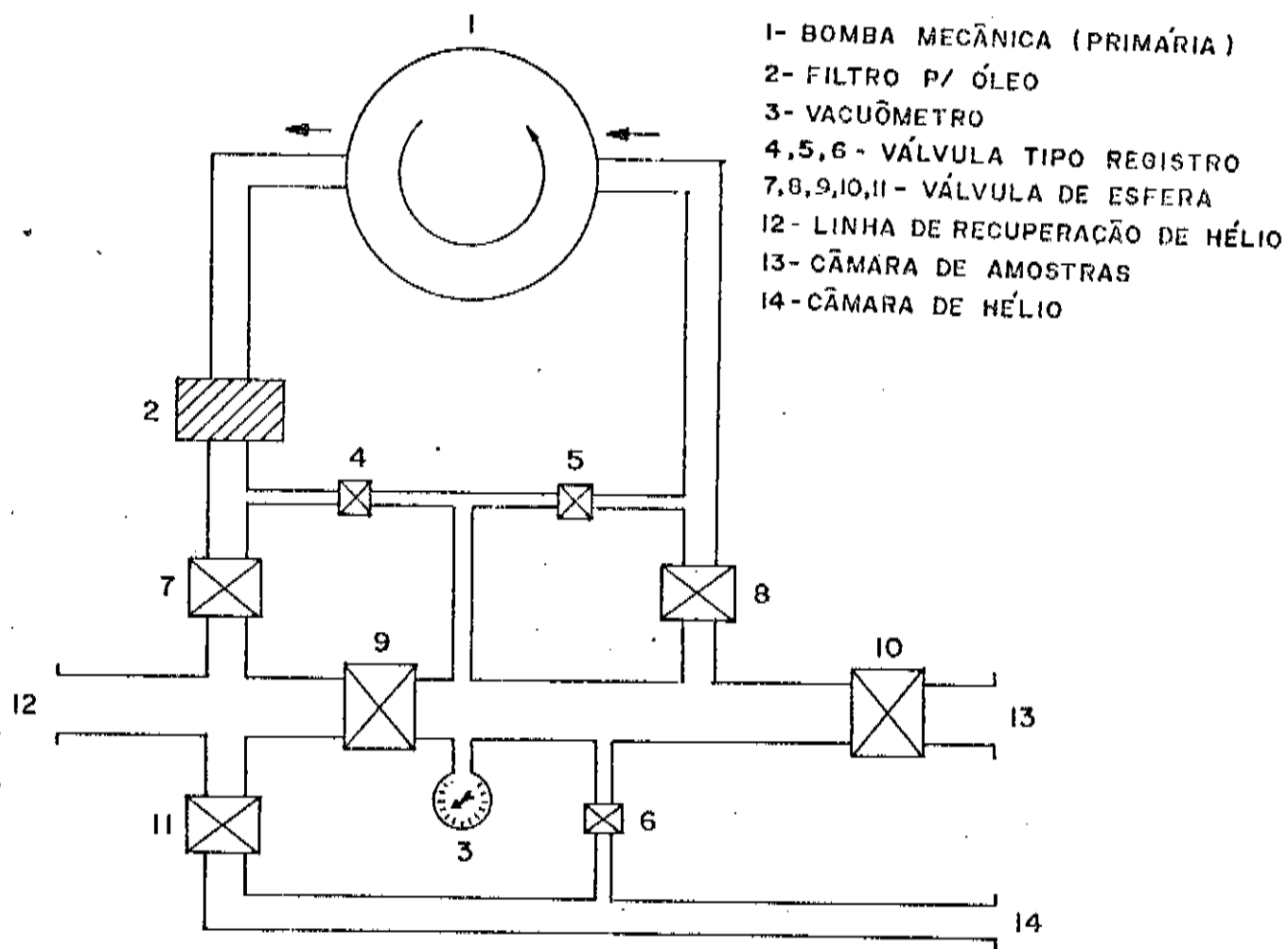


Fig.III-5: Sistema de baixo vácuo usado para limpeza da câmara de Hélio e para aumentar o fluxo de Hélio na câmara de amostras.

N_2 , O_2) e para evitar contaminação do Hélio que é reaprovei-
tado posteriormente. A segunda utilização da bomba de vácuo
é para aumentar o diferencial de pressão entre as duas câma-
ras (de Hélio e de amostras) quando se pretende intensificar
o fluxo de Hélio através da serpentina que circunda a câmara
de amostras.

III.2.3-Suporte de Amostras

Utilizamos o suporte de amostras mostrado na
fig.III-6 em todas as medidas. Ele contém duas bobinas, mon-
tadas sobre um mesmo eixo, separadas por uma distância de
25mm. A bobina de prova (inferior) capta a variação do fluxo
magnético devido à variação do campo aplicado, $\frac{dH_a}{dt}$, e devido
à variação na magnetização da amostra, $\frac{d(4\pi M)}{dt}$, quando esta
última está em seu interior. A bobina de compensação (supe-
rior) só é induzida pela variação de H_a .

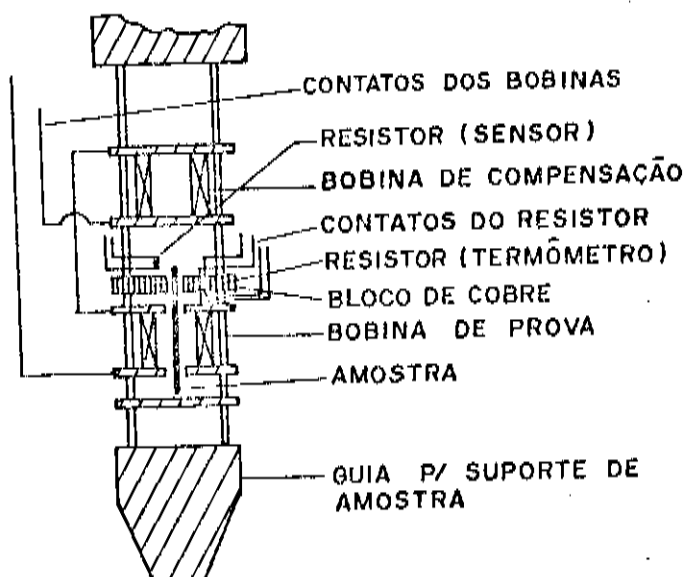


Fig. III-6: Suporte de amostras.

As duas bobinas foram construídas de forma a terem o máximo de semelhança. Cada uma tem 6.000 espiras de fio de cobre AWG 42 enroladas em carretéis de PVC.

As duas bobinas são ligadas em série, sendo uma invertida em relação à outra. A tensão resultante será:

$$u = u_a - u_b$$

onde u_a é a tensão induzida sobre a bobina inferior e u_b sobre a superior. A tensão resultante depende somente da variação da magnetização com respeito ao tempo, $\frac{d(4\pi m)}{dt}$, e de fatores geométricos constantes. Isto acontece porque a contribuição da variação do campo externo aplicado é subtraída pela bobina de compensação. Desta forma o sinal resultante é nulo quando não há amostra no suporte ou quando esta permanece no estado normal ($T > T_c$ ou $H > H_c(T)$).

O suporte de amostras contém dois resistores de carvão ($\approx 50 \Omega$ temperatura ambiente). Um deles foi calibrado (4,1 - 20K) e usado como termômetro. O outro foi usado como sensor para o controlador eletrônico de temperatura.

III.2.4-Magneto

O magneto (fig.III-7) que fornece o campo externo aplicado sobre a amostra, H_a , foi construída em nosso próprio laboratório utilizando fio de cobre com seção retangular de 1,2 x 5,5 mm. A resistência ôhmica total é de 5,0 Ω à temperatura ambiente e de aproximadamente 0,7 Ω à temperatura do Nitrogênio Líquido, 77K.

Este magneto apresenta uma região de homogeneidade no campo de 120 mm ao longo do seu eixo de simetria tendo um fator de 126 G/A de eficiência. Uma vez que a extensão ocupada pelas bobinas do suporte de amostras não excede

100 mm, esta região de homogeneidade é suficiente. A fig.III-8 mostra o perfil de campo ao longo do eixo de simetria do magneto.

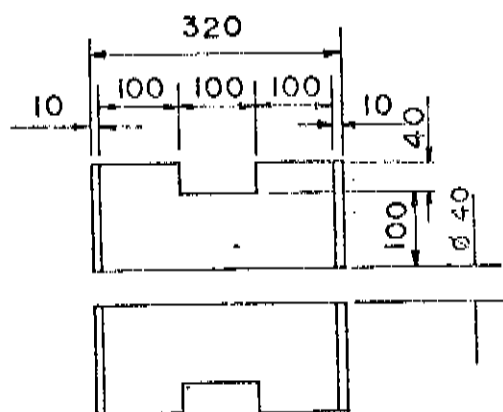


Fig.III-7: Magneto

III.2.5- Equipamentos Eletrônicos

Os aparelhos eletrônicos utilizados em nossas medidas serão citados a seguir. Em primeiro lugar os equipamentos usados diretamente nas medidas e em segundo aqueles usados para monitorar e controlar a temperatura e o vácuo de isolamento. As figs.III-9,10 e 11 mostram, em esquema de blocos, as montagens utilizadas para a realização das medidas.

1. Amplificador DC

- Marca/Modelo: Keithley/140 Precision Nanovolt DC Amplifier.
- Usado para amplificar o sinal das bobinas de prova e de compensação.

2. Integrador/Amplificador

- Montado em nosso laboratório
- Usado para amplificar e integrar o sinal das bobinas.

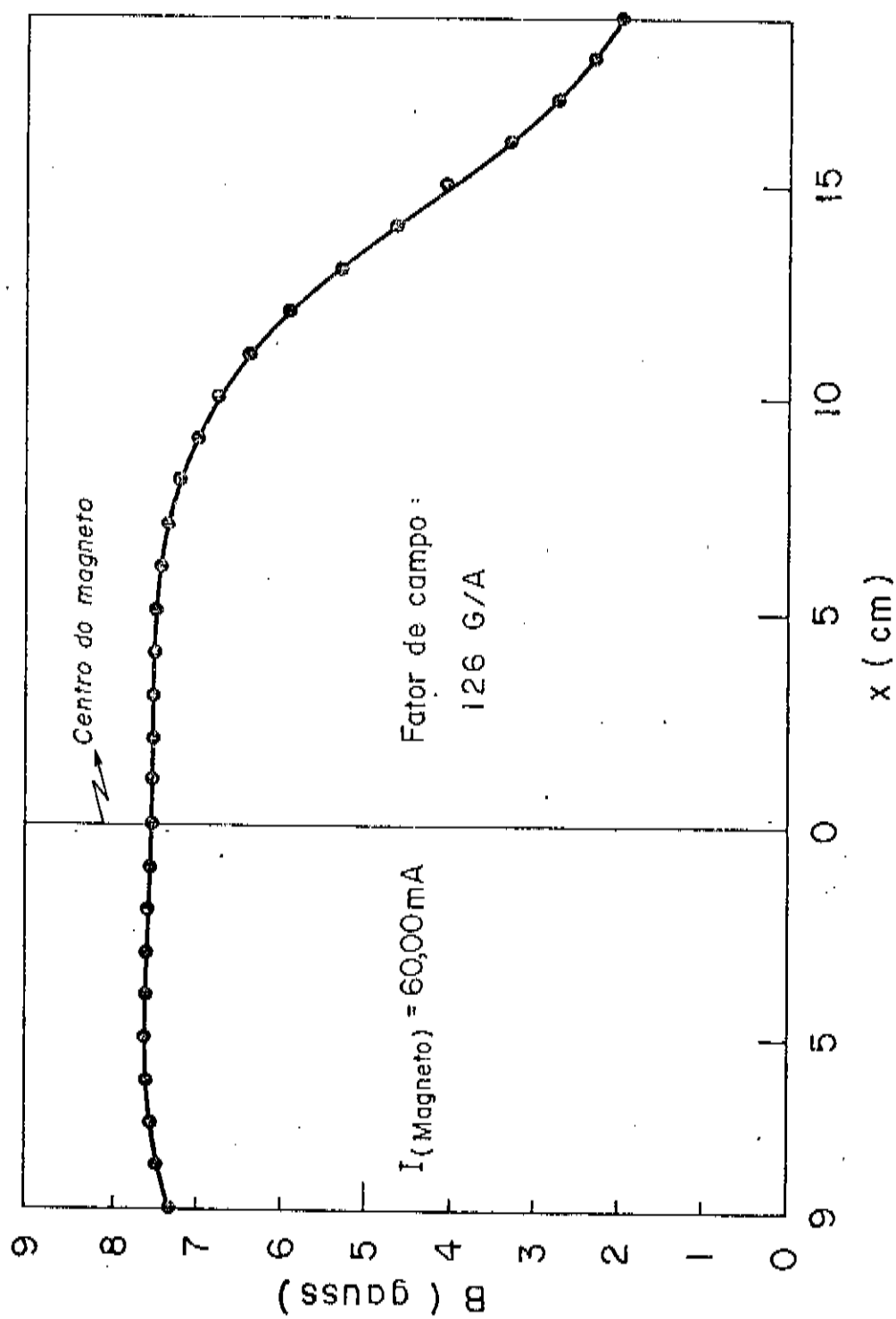


Fig. III-8 Perfil de campo magnético ao longo do eixo do magneto.

3. Compensador das bobinas

- Montado em nosso laboratório
- Usado para compensar as diferenças entre as bobinas de prova e de compensação, diferenças estas que se manifestam quando variamos o campo aplicado e aparece um sinal diferencial mesmo quando não há amostra dentro da bobina de prova.

4. Supressor de Zero

- Montado em nosso laboratório
- Usado para redefinir o zero da corrente circulante no magneto, quando é estabelecido o campo H_0 , nas medidas de susceptibilidade diferencial.

5. Registrador X_t Y_1 Y_2

- Marca/Modelo: Philips/PM 8132
- Utilizado em todas as medidas.

6. Gerador de Varredura

- Montado em nosso laboratório
- Gerador de rampas de tensão utilizado para monitorar a fonte de corrente que alimenta o magneto. Possibilita variações lineares com o tempo.

7. Fonte de Corrente (0 - 50 A)

- Marca/Modelo: Tectrol/T.C.A 40-50
- Utilizado para alimentar o magneto. Corrente máxima: 50 A.

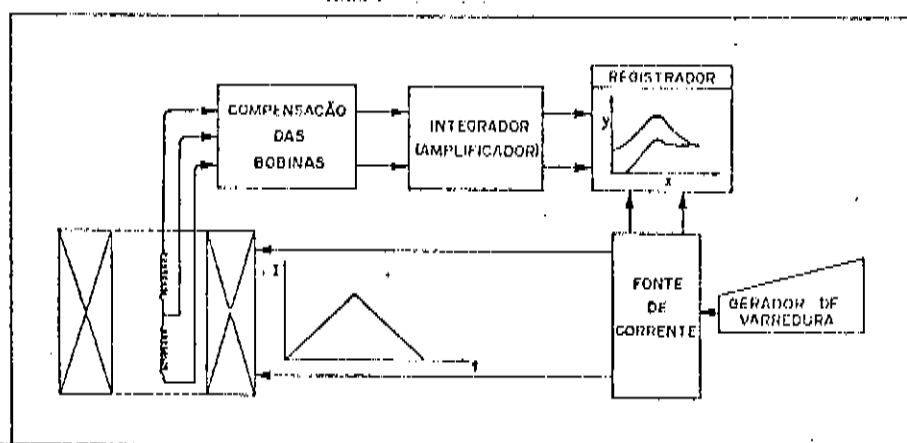


Fig.III.9. Medida de curvas de magnetização.

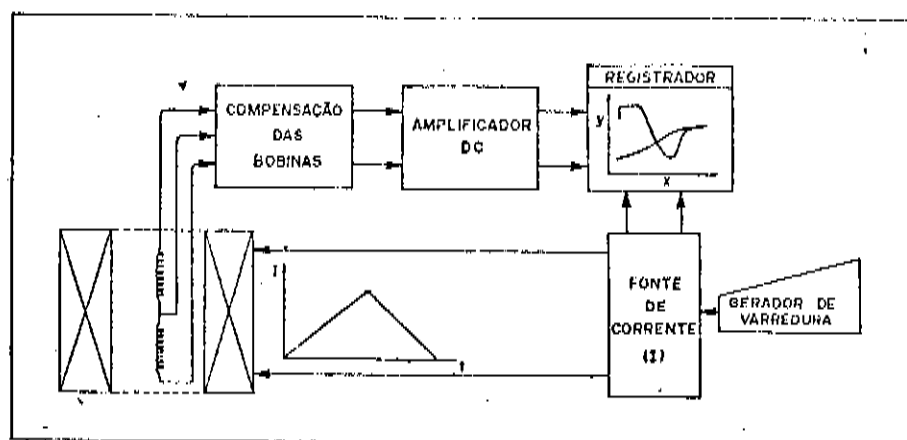


Fig.III.10. Medida de curvas de susceptibilidade.

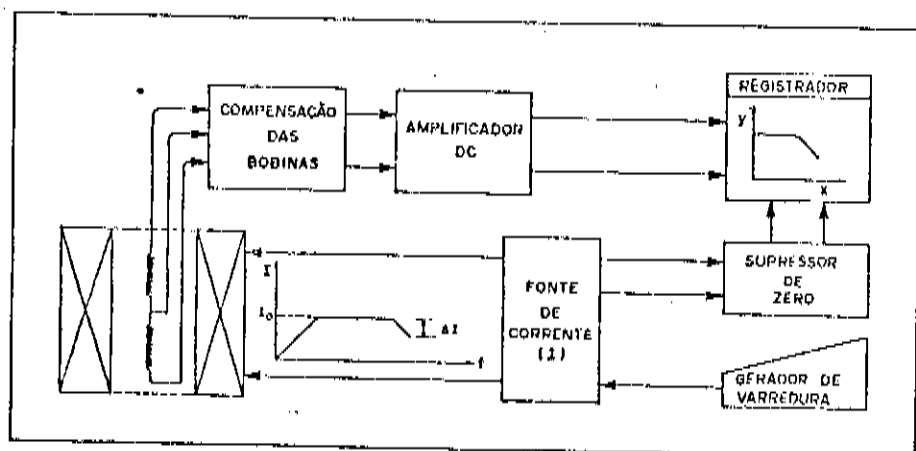


Fig. II.11. Medida de curvas de susceptibilidade diferencial.

Os equipamentos usados para controle de temperatura e de vácuo serão relacionados a seguir:

1. Controlador de Temperatura

- Marca/Modelo: Leybold-Heraeus/ER 3
- Acoplado ao resistor de Manganim (aquecedor do suporte de amostras) e ao resistor de carvão (sensor) controla a temperatura.

2. Fonte de Corrente (100 mA)

- Montada em nosso laboratório
- Usada para alimentar o resistor de carvão calibrado (termômetro).

3. Milivoltímetro

- Marca/Modelo: EMCEMD 045
- Usado para medir a resistência do resistor de carvão calibrado, por onde passa uma corrente conhecida (100 μ A).

4. Medidor de baixo vácuo

- Marca/Modelo: Leybold-Heraeus/Thermotron TM 13/1

5. Medidor de alto vácuo

- Marca/Modelo: Leybold-Heraeus/Ionivac IM 210.

III.3- Métodos de Medida

Em nosso trabalho experimental fizemos medidas de curvas de magnetização ($M \times H$), curvas de susceptibilidade ($\chi \times H$) e curvas de susceptibilidade diferencial ($\chi \times H$), cujos métodos descreveremos a seguir. As grandezas determinadas através de voltagem induzida na bobina de prova são valores médios, pois esta bobina capta a variação total do campo em seu interior. Entretanto, na maioria dos casos, omitiremos as barras na notação destas grandezas ($\bar{B}$, $\bar{M}$, $\bar{\chi}$) para simplificar a notação.

Todas amostras que usamos são cilíndricas com diâmetro $\varnothing \leq 3\text{mm}$ e comprimento $L \approx 50\text{ mm}$, tendo, portanto, o fator de desmagnetização muito pequeno $D \approx 0$, podendo ser desconsiderado nos cálculos.

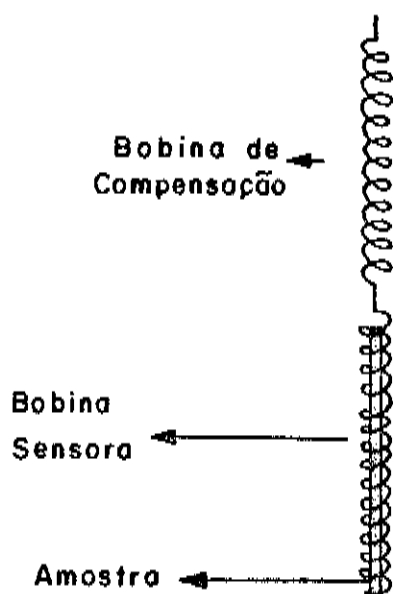
A distância radial a partir da superfície é simbolizada pela variável "x".

III.3.1- Curvas de Magnetização

Utilizamos o método exposto por Fietz /28/, que consiste em obter o registro contínuo da magnetização, usando integração eletrônica, estando a amostra submetida à uma variação lenta do campo externo.

A montagem experimental, fig.III-12, consiste de uma amostra colocada dentro de uma bobina de prova, devidamente compensada por outra bobina semelhante. Todo o conjunto é concentrado verticalmente numa região de campo uniforme do magneto, que por sua vez é controlado por um gerador de varredura a fim de fornecer uma variação linear do campo externo. As bobinas são montadas sobre um mesmo eixo, invertidas,

e um pouco separadas, de modo que a voltagem do campo externo, seja nula nos terminais externos das bobinas em série.



$$H(t) = K.t$$

$$K = C \frac{te}{dt}$$

Fig.III-12. Montagem experimental para medida da magnetização Registro Contínuo.

Chamando de u_a e u_b as voltagens induzidas, respectivamente na bobina de prova e na de compensação, teremos:

$$u = u_a - u_b = n A \frac{dB_s}{dt} - n A \frac{dH_a}{dt}$$

onde "u" é a voltagem resultante, "n A" é um produto envolvendo o número de espiras e a área transversal da bobina, B_s é o campo magnético médio no interior da bobina de prova, a qual envolve a amostra, e H_a o campo aplicado.

Mas, considerando o fato de que $B_s = H + 4\pi M$, onde M é a magnetização média, teremos:

$$u = A \frac{d(4\pi M)}{dt} \quad (\text{II-15})$$

Se usarmos um integrador eletrônico de constante de tempo τ sua voltagem de saída, v , estará relacionada com a de entrada, u , pela expressão:

$$v = \frac{1}{\tau} \int_{t_0}^t u(t) dt + v_0(t_0) \quad (\text{II-16})$$

então:

$$V = \frac{\eta A}{\tau} (4\pi M) \quad (\text{II-17})$$

Nestes cálculos procuramos simplesmente mostrar a proporcionalidade entre a voltagem registrada e a magnetização média da amostra. Na verdade nunca conseguimos construir bobinas perfeitamente idênticas de modo que a sensibilidade ηA seja a mesma. Este fato é corrigido através de um circuito externo de compensação, o qual calibramos adequadamente antes de iniciar as medidas.

A fig. III-13 mostra uma curva de magnetização típica para uma amostra maciça supercondutora do tipo II. A histerese ocorre quando há centros de aprisionamento efetivos que resistem ao movimento dos fluxóides.

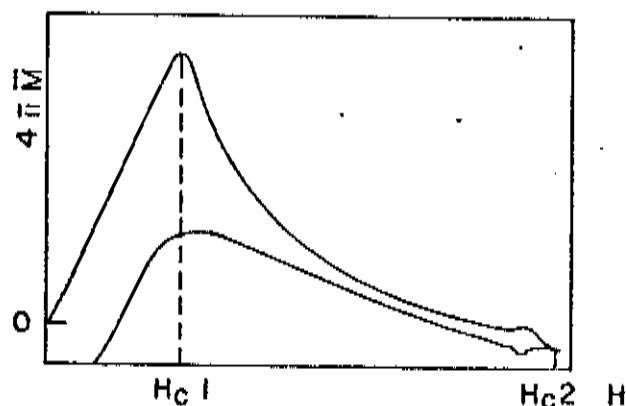


Fig. III-13. Curva de Magnetização irreversível típica para uma amostra Supercondutora maciça do tipo II.

III.3.2-Curvas de Susceptibilidade

As curvas de susceptibilidade são obtidas coletando o sinal direto das bobinas, sem integrá-lo. Como

$$\chi = \frac{d(4\pi M)}{dH} \text{ ao coletarmos } U = \eta A \frac{d(4\pi M)}{dt}$$

estamos medindo χ a menos de uma constante, $\eta A \frac{dH}{dt}$ pois:

$$\frac{dM}{dt} = \frac{dM}{dH} \cdot \frac{dH}{dt}$$

A curva de susceptibilidade nos dá a derivada da curva de magnetização e tem a vantagem de revelar detalhes que são mascarados no processo de integração.

A fig. III-14 apresenta uma curva de susceptibilidade típica para uma amostra maciça com histerese.

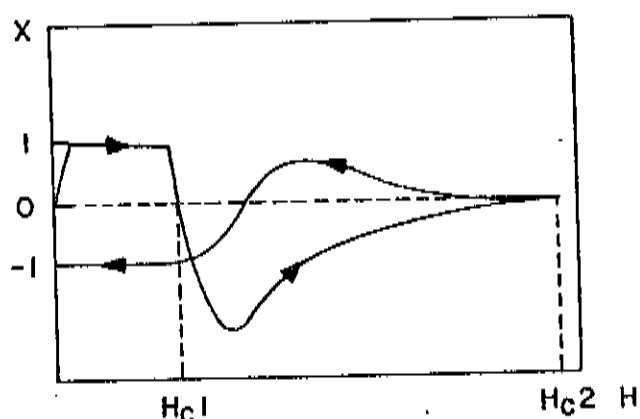


Fig. III-14: Curva de susceptibilidade irreversível típica de uma amostra supercondutora do tipo II maciça. As setas indicam o sentido de variação do campo aplicado.

III.3.3-Curva de Susceptibilidade Diferencial

A curva de magnetização irreversível (com histerese) tem dois ramos: o crescente e o decrescente. Estes dois ramos se encontram em H_{c2} , porém podemos passar de um

para outro também quando estamos nos estado misto, $H_{c1} < H_a <$

H_{c2} . Para tal, basta que produzamos uma pequena variação ΔH no campo H_0 previamente estabelecido. Se estamos no ramo crescente esta variação deve ser negativa, $\Delta H < 0$. Se estamos no ramo decrescente ela deve ser positiva (fig.III-15). Cada pequena variação, conforme descrito acima, faz com que seja percorrido meio ciclo do laço de histerese entre os dois ramos da curva de magnetização irreversível. O ciclo completo é chamado de "pequeno lupo de histerese" da curva de magnetização.

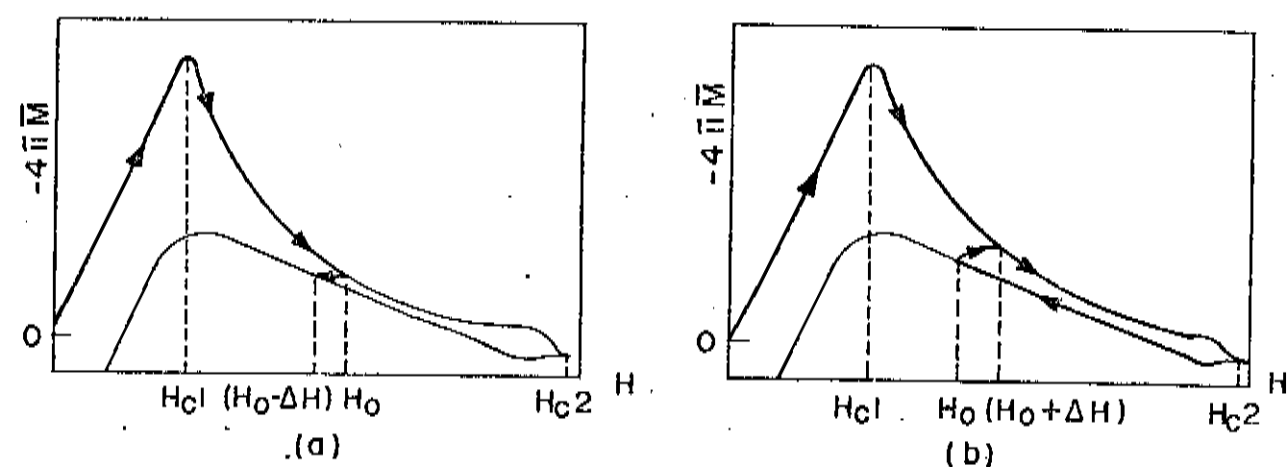


Fig.III-15. Curvas de magnetização mostrando meio ciclo do pequeno lupo de histerese para o ramo crescente (a); e para o ramo decrescente (b).

Se ao percorrermos este pequeno lupo nós coletarmos o sinal diretamente das bobinas, de prova e de compensação, estaremos registrando a "curva de susceptibilidade diferencial", $\frac{d(-4\pi M)}{d(\Delta H)} \times H$. A figura III-16 mostra uma curva típica para uma amostra com histerese. A notação usada para a "susceptibilidade diferencial" será " χ " diferente de

" χ " que é a notação para a "susceptibilidade".

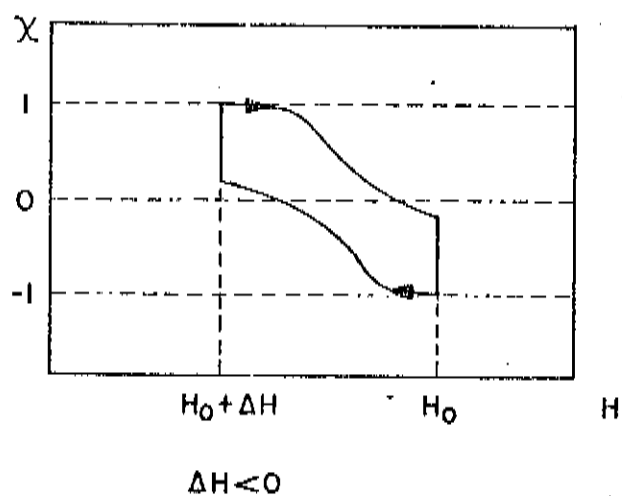


Fig.III-16. Curva de susceptibilidade diferencial obtida a partir do ramo crescente da curva de magnetização irreversível.

CAPÍTULO IV

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1-Introdução

Apresentamos neste capítulo os resultados das medidas de magnetização nas quatro amostras obtendo magnetização (CM), susceptibilidade (CS) e susceptibilidade diferencial (CSD). Estas curvas apresentam, de um modo geral, descontinuidades e inflexões que normalmente não aparecem em curvas obtidas de amostras cilíndricas maciças de Nb.

A maioria das CMs apresentaram grande histerese, sendo o fluxo remanente da ordem de grandeza de H_0 .

As CSs, por serem as derivadas das CMs, revelaram as descontinuidades e inflexões de forma mais pronunciada tornando-se bastante útil para se identificar mudanças de comportamento nas CMs.

As curvas CMs e CSs foram obtidas partindo de amostras sem fluxo retido, que denominamos virgem (V), e com fluxo retido (FR). As CSDs foram sempre obtidas com fluxo retido.

Obtivemos estas curvas para várias temperaturas diferentes, e em particular as CSDs foram obtidas a partir de vários campos iniciais H_0 .

Selecionamos as curvas mais significativas, as quais apresentaremos a seguir comentando seus detalhes para por amostra.

Começaremos com as CMs (V) obtidas e as respectivas CSs (V) em função da temperatura para as quatro amostras. Em seguida apresentaremos as CMs e as CSs com fluxo retido (FR) e por fim as CSDs (FR) para diferentes "locais" de histerese.

IV.2- Amostras sem fluxo retido

a) Amostra A-6

Esta amostra possui núcleo de cobre e três camadas de nióbio depositadas por evaporação. As figs. IV. 1, 2 e 3 mostram as CMs características obtidas desta amostra. A CM mostrada na figura IV.1 foi obtida à temperatura de 4,1K. Devido à limitação de nossa fonte de corrente não foi possível atingir H_{C2} . Nota-se que ocorre grande penetração de fluxóides pouco acima de H_{C1} . Esta curva apresenta grande histerese sendo o fluxo retido maior que H_{C1} .

A fig. IV.2 mostra a CM obtida a 8,0K apresentando uma forte descontinuidade pouco acima de H_{C1} . Observa-se que, aparentemente, ocorre uma blindagem à penetração de campo logo após a descontinuidade pois a tangente à curva neste ponto é idêntico à do estado Meissner. Este comportamento / se repete na faixa de temperatura entre 4,5 e 8,6K.

Para temperatura superiores a 8,6 K a descontinuidade desaparece novamente conforme mostra a fig. IV.3.

Quando produzimos excitações externas, vibrando o suporte de amostras, obtivemos curvas semelhantes a que mostramos na fig. IV.4. Neste caso observamos que a descontinuidade no ramo crescente da CM tende a aparecer precocemente e que o ramo decrescente também apresenta descontinuidades. No caso mostrado na fig. IV.4 aparecem duas descontinuidades no ramo decrescente, porém outras curvas apresentaram números diferentes e em lugares diferentes. Nota-se que na CM apresentada o fluxo retido reduziu-se a algo em torno de 10% de H_{C1} .

As CSs mais significativas desta amostra são mostradas nas figs. IV 5,6 e 7. A CS mostrada na fig IV 5, obtida a 6,0 K, deixa nítido que a inclinação da CM logo após a descontinuidade volta a ser $\sim 1/4$, conforme se observa logo

após o primeiro vale da CS. A fig. IV-6 mostra a CS obtida a 8,5 K. Observa-se que o primeiro vale se aproxima do segundo e que o pico entre os dois não atinge o valor $\sim 1/4 T$. Na fig. IV-7 pode-se notar que os dois vales se superpõem. Isto acontece para temperatura superiores a 8,6 K. Neste caso a CM não apresenta descontinuidade, conforme fig. IV.3.

É importante notar que não aparecem vales no ramo decrescente das CSs e que os vales se aproximam com o aumento da temperatura, o que se repete em outras amostras.

b) Amostra A-8

Esta amostra possui apenas uma camada de nióbio depositada por eletrólise.

As CMs desta amostra apresentam uma pequena / descontinuidade pouco acima de H_{c1} acompanhada de grande inflexão (fig. IV-8). A pequena inflexão que aparece próximo de H_{c2} se deve, provavelmente, ao efeito de pico de Pippard. O comportamento geral das CMs desta amostra não varia com a temperatura e o fato de introduzirmos excitações externas durante a tomada das curvas aparentemente não afeta seu resultado.

As CSs fig. IV-9 apresentam um profundo vale pouco acima de H_{c1} , correspondendo à descontinuidade juntamente com a grande inflexão. Um pequeno vale aparece próximo a H_{c2} , tanto no ramo crescente quanto no decrescente, correspondendo à inflexão de Pippard.

c) Amostra A-10

Esta amostra tem núcleo de cobre e três camadas de nióbio depositadas eletroliticamente.

As CMs para esta amostra apresentam uma pequena descontinuidade, assim como a amostra A-8, (fig.IV-10). O que as difere das anteriores são as duas inflexões que aparecem antes que a curva atinja seu máximo. Fica difícil aqui de definir onde está H_{c1} , ficará mais fácil sugerir um valor para H_{c1} no capítulo seguinte, onde faremos uma análise destes resultados. Para temperaturas muito menores que T_c aparecem / duas pequenas inflexões próximo a H_{c2} , o que fica evidenciado nas CSs (fig.IV-11). Para temperaturas próximas de T_c estas inflexões se fundem numa só (Fig. IV-12) de modo semelhante a amostra A-6 porém as inflexões próximas de H_{c1} permanecem.

d) Amostra A-11

Esta amostra possui duas camadas de nióbio depositadas eletroliticamente. É a única amostra com núcleo de nióbio e a única que, aparentemente, não apresenta descontinuidade nas CMs. A taxa de penetração de fluxo é pequena para campos aplicados próximos a H_{c1} . A fig. IV-13 mostra a CM para a temperatura de 6,5 K apresentando duas pequenas inflexões para campos em torno de H_{c1} e três próximo a H_{c2} sendo a primeira a mais acentuada e a última muito suave. Fica mais fácil de se identificar as inflexões observando os vales da CS mostrada na fig. IV-15.

A fig. IV-14, obtida a 8,5K, difere da anterior basicamente pelo fato de que as três inflexões próximas de H_{c2} se superpõem em uma única. A fig. IV-17 mostra a CS correspondente.

Apresentamos mais duas CSs além das já citadas para evidenciar o fato de que os vales que aparecem em altos campos tendem a se aproximar de H_{c2} e se superpõem à medida

que aumentamos a temperatura (ver Figs. IV.15,16,17 e 18).

Embora não apareçam descontinuidades nas CMs não podemos afirmar que elas não existam pois o equipamento/eletrônico usado possui um tempo de resposta muito grande, o que pode mascarar pequenas descontinuidades. Os três primeiros vales da CS mostrada na Fig. IV-15 sugere uma quebra no comportamento da CM correspondente, o que poderia ser pequenas descontinuidades.

IV.3- Amostras com fluxo retido

As CMs obtidas de amostras com fluxo retido não apresentam descontinuidades e suas inflexões são mais suaves que aquelas obtidas de amostras virgens.

As Figs. IV-19,20,21 e 22 mostram as CMs (FR) obtidas das quatro amostras. A CM obtida da amostra A-11 (fig. IV-22) difere substancialmente das demais pois a penetração de fluxo é muito lenta até campos próximos a H_{C2} .

As CSs (FR) apresentam menos vales que as CSs (V) aparecendo degraus em lugar de alguns vales. As CSs (FR) obtidas da amostra A-6 apresentam basicamente apenas um vale profundo. A fig. IV-23 mostra a CS (FR) obtida na temperatura de 8,0 K.

As CSs (FR) da amostra A-8, que possui apenas uma camada de nióbio, apresenta um pequeno "degrau" (fig. IV-24) seguido de um profundo vale. Um pequeno vale (Pippard) / aparece tanto no ramo crescente quanto no decrescente.

As CSs (FR) da amostra A-10, que possui três camadas de nióbio, apresenta dois "degraus" seguidos de um profundo vale. Nota-se, comparando as figs. IV-25 e 26 entre si, que com o aumento da temperatura os vales próximos a H_{C2}

se superpõem como nas CSs (V).

A Fig. IV-27 mostra a CS(FR) obtida da amostra A-11, que possui duas camadas e o núcleo de nióbio, à temperatura de 6,5 K. Estas curvas tem um comportamento semelhante às CSs (FR) da amostra A-10.

As CSDs quando obtidas em amostras maciças podem indicar o perfil da distribuição de campo no interior da amostra. No Apêndice descrevemos um modelo teórico que nos permite transformar as CSDs em curvas de perfil de campo. As CSDs obtidas em nossas quatro amostras não podem ser usadas diretamente para a determinação do perfil devido à complexidade de sua geometria.

A fig. IV-28 mostra duas CSDs da amostra A-6 obtidas partindo de dois valores diferentes de campo, ambos a 6,0 K. Os ruídos que aparecem sobre a CSD é devido a instabilidades no gerador de varredura que usamos para monitorar a variação do campo aplicado sobre a amostra. No primeiro caso (a) o "loop" foi fechado duas vezes repetindo o mesmo caminho, exceto na região em que aparece o ruído. Nota-se que aparecem três "degraus" inclinados.

A fig. IV-29 mostra a CSD da amostra A-8, na qual se percebe que ocorre uma certa blindagem à variação externa do campo numa larga faixa correspondendo as linhas horizontais ($\chi = -1/4\pi$).

A fig. IV-30 mostra três CSDs obtidas da amostra A-10 partindo de um mesmo H_0 para três ΔH diferentes.

A fig. IV-31 apresenta duas CSDs da amostra A-11 obtidas com diferentes ΔH e mesmo H_0 .

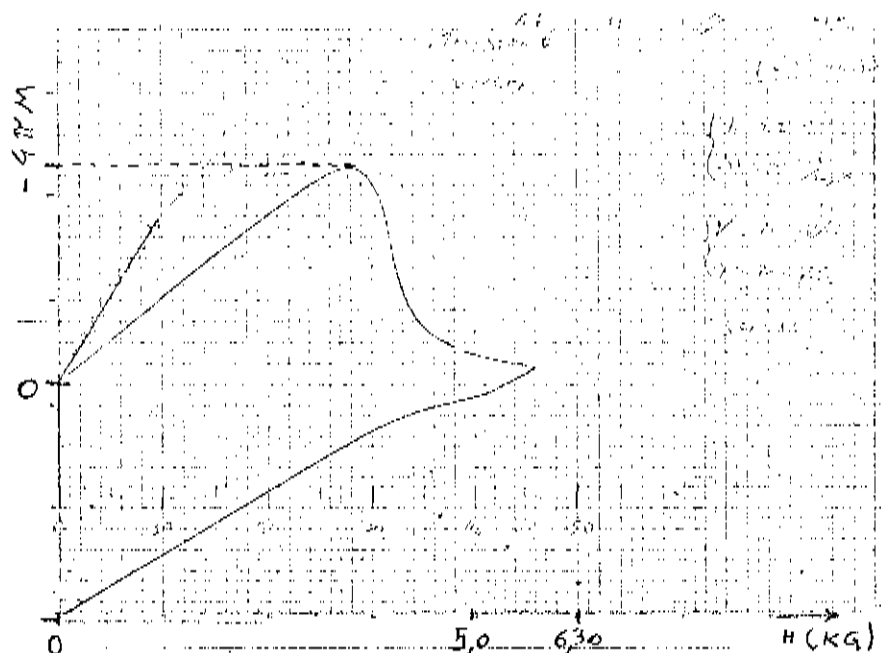


Fig.IV.1. Curva de Magnetização (V) da amostra A-6 à temperatura de 4,1 K. O campo H_{C2} não foi atingido devido à limitação do equipamento usado. Note que o fluxo retido é maior que H_{C1} .

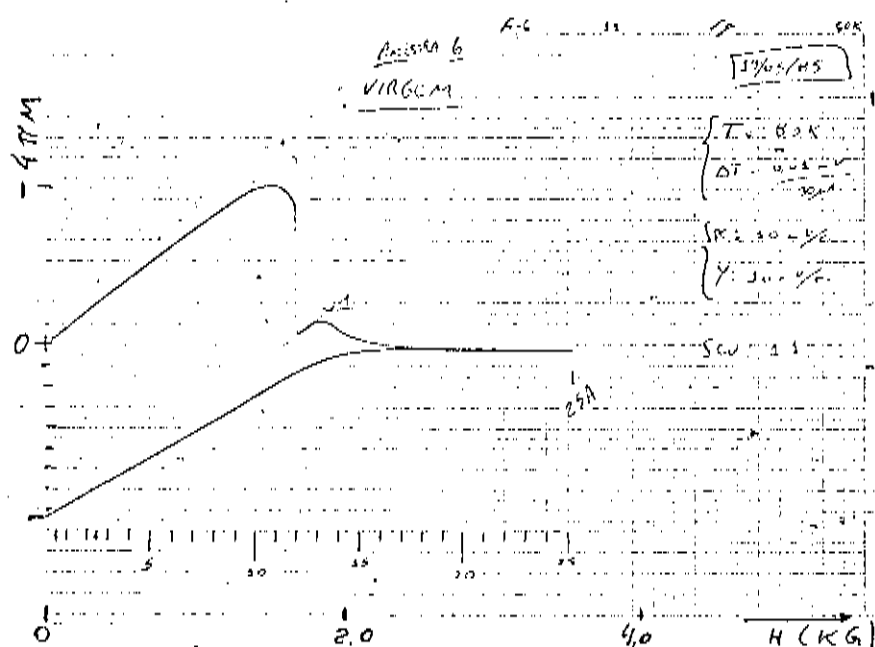


Fig.IV.2. Curva de Magnetização (V) da amostra A-6 à temperatura de 8,0 K. A descontinuidade observada nesta curva aparece em todas CMs obtidas na faixa de temperatura entre 4,5 e 8,6 K.

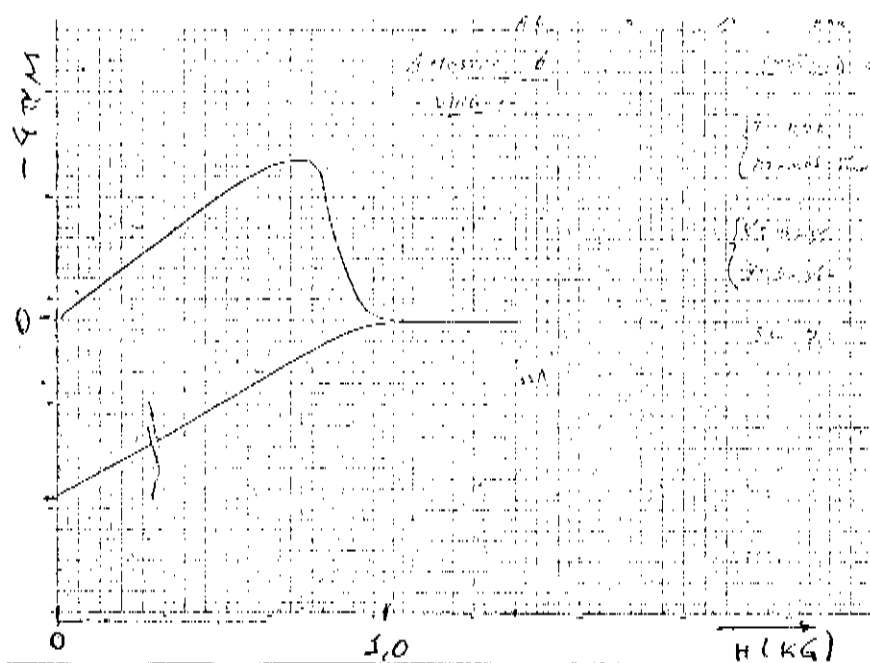


Fig.IV.3. Curva de Magnetização (V) da amostra A-6 a 8,9 K. Não ocorre descontinuidade nas CMs obtidas a temperaturas maiores que 8,6 K.

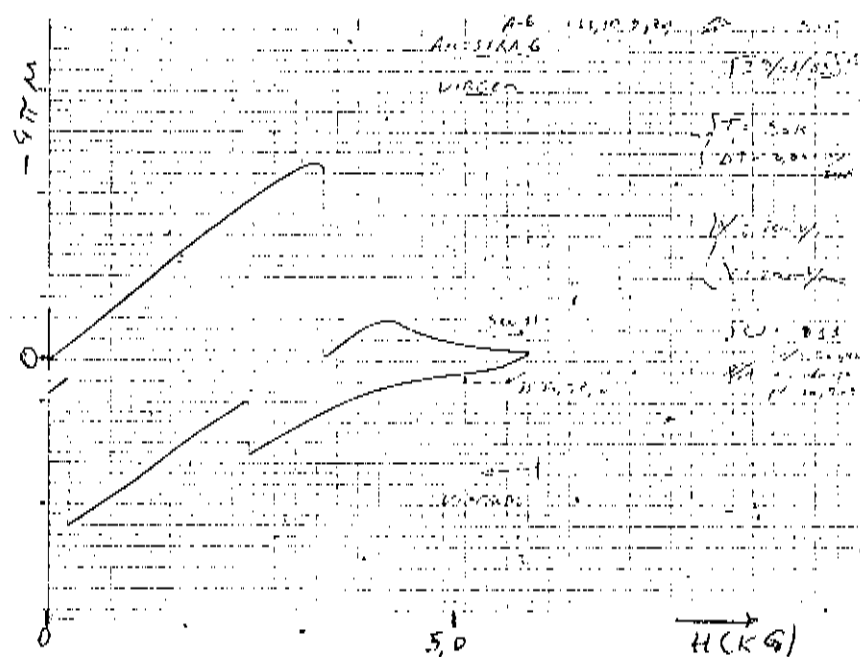


Fig.IV.4. Curva de Magnetização (V) da amostra A-6 a 5,0 K obtida com excitação externa. Note que aparece descontinuidade mesmo no ramo decrescente.

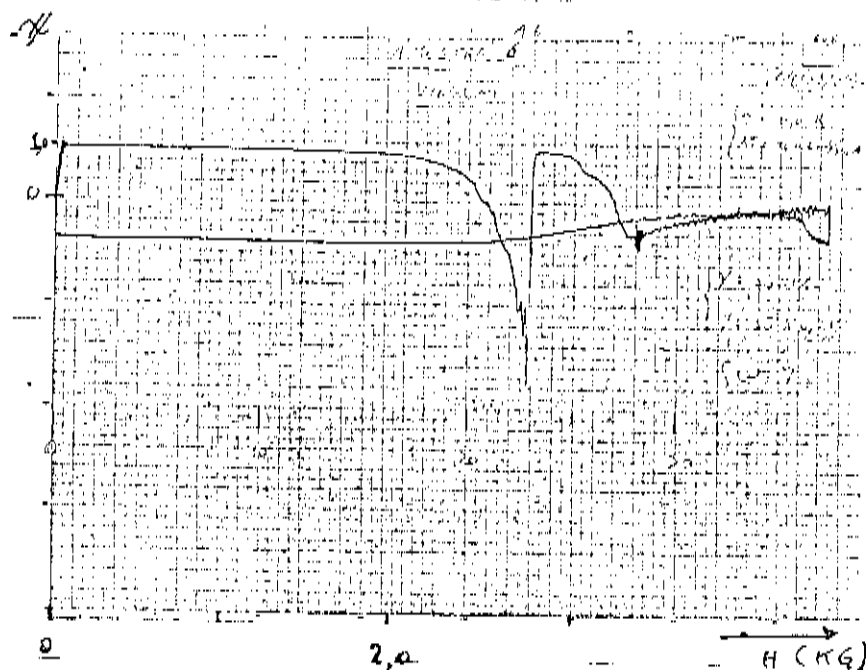


Fig.IV.5. Curva de susceptibilidade (V) da amostra A-6 a 6,0 K. O primeiro vale corresponde a uma descontinuidade na CM. Neste caso a susceptibilidade volta a ser $-1/4$ após o primeiro vale.

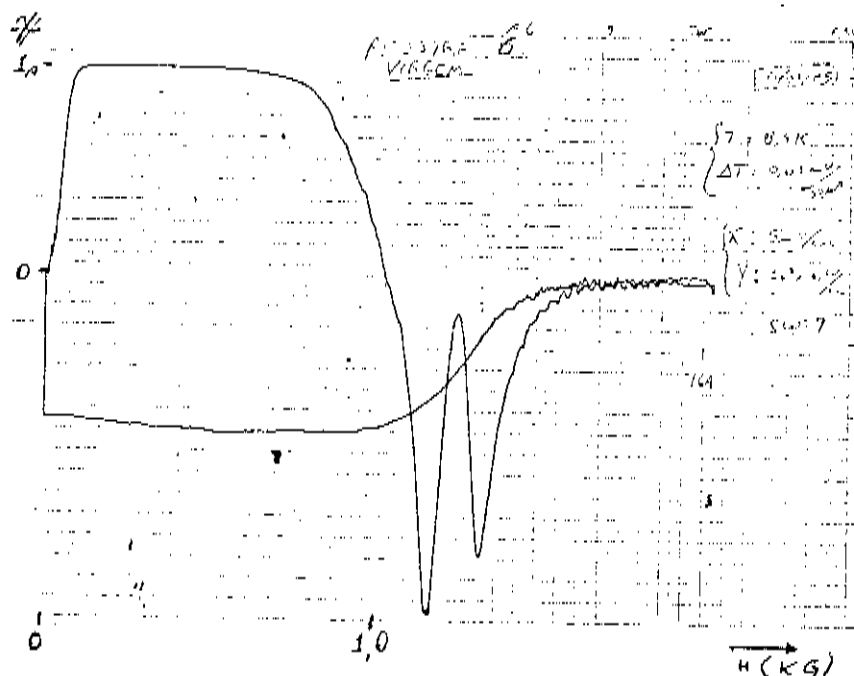


Fig.IV.6. Curva de susceptibilidade (V) da amostra A-6 a 8,5 K. Os dois vales se aproximam com o aumento da temperatura.

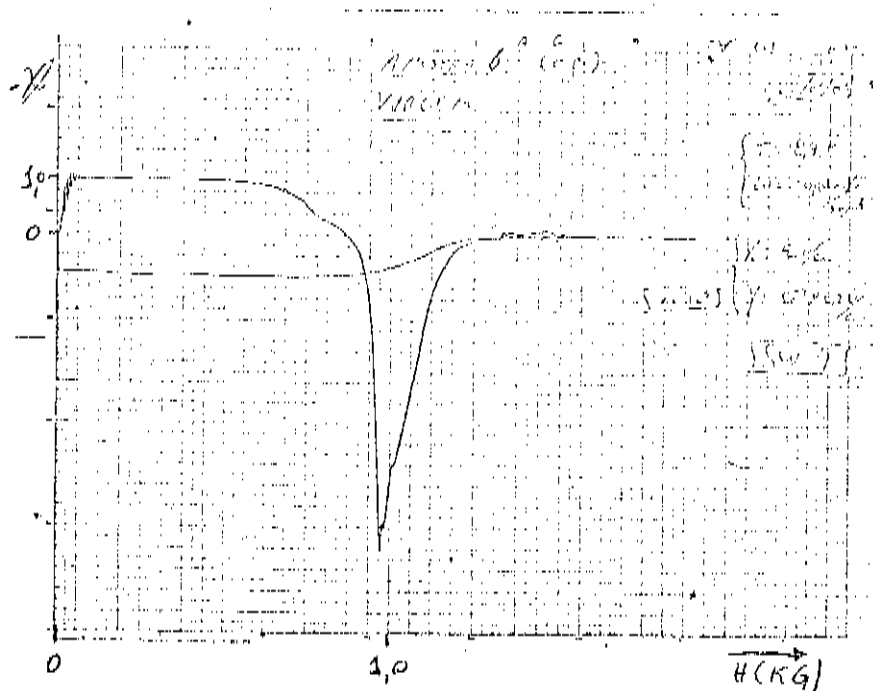


Fig.IV.7. Curva de susceptibilidade (χ) da amostra A-6 a 8,7 K. Para temperaturas superiores a 8,6 K os dois vales se superpõem e desaparece a descontinuidade nas CMs.

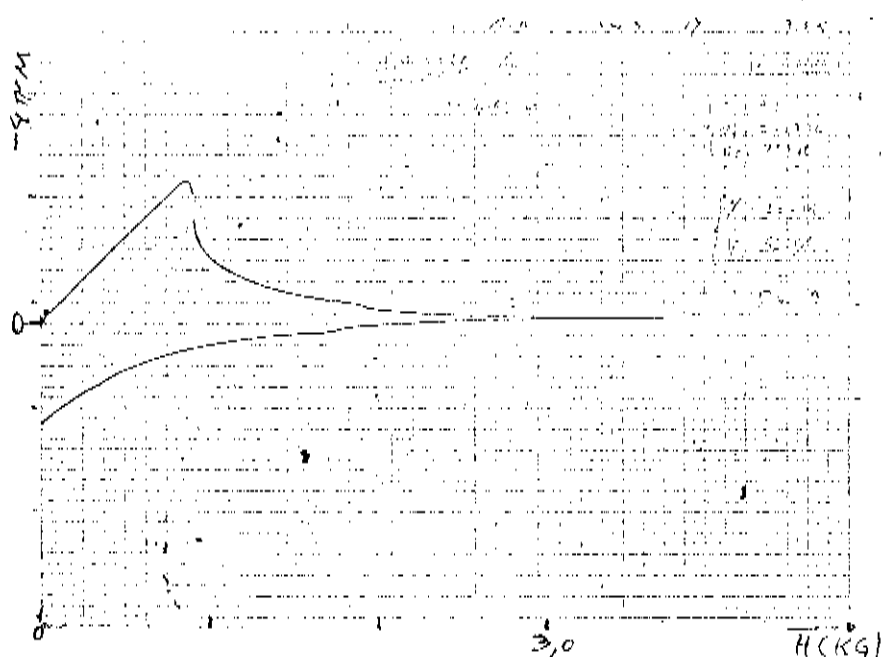


Fig.IV.8. Curva de Magnetização (V) da amostra A-8 a 7,5K . Nota-se uma pequena descontinuidade juntamente com uma grande inflexão pouco acima de H_{C1} . Observa-se uma pequena inflexão tanto no ramo crescente quando no decrescente para campos próximos de H_{C2} .

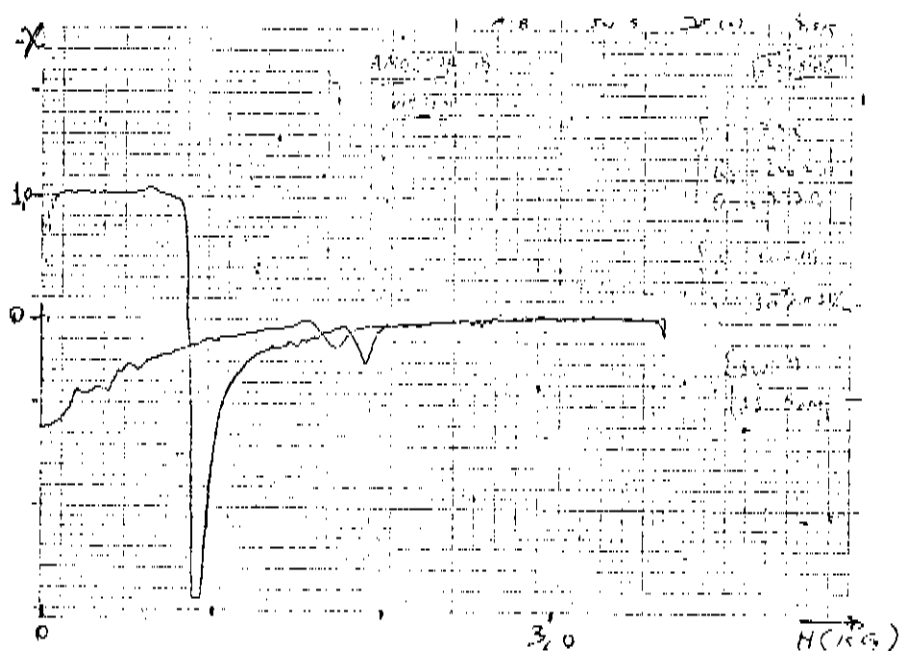


Fig.IV.9. Curva de susceptibilidade (V) da amostra A-8 a 7,5 K. O profundo vale pouco acima de H_{C2} corresponde à descontinuidade juntamente com a forte inflexão da CM. Os pequenos vales próximos de H_{C2} ocorre provavelmente, devido ao efeito pico de Pippord.

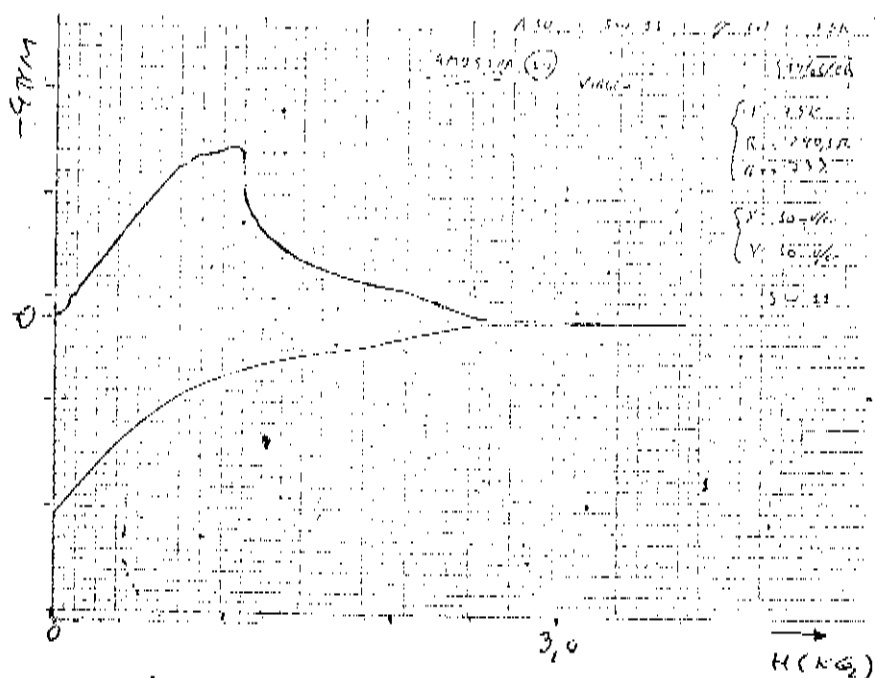


Fig.IV.10. Curva de Magnetização (V) da amostra A-10 a 7,5 K. Nota-se duas pequenas inflexões seguidas de um descontinuidade próximo a H_{C1} . Inflexões suaves aparecem próximo a H_{C2} .

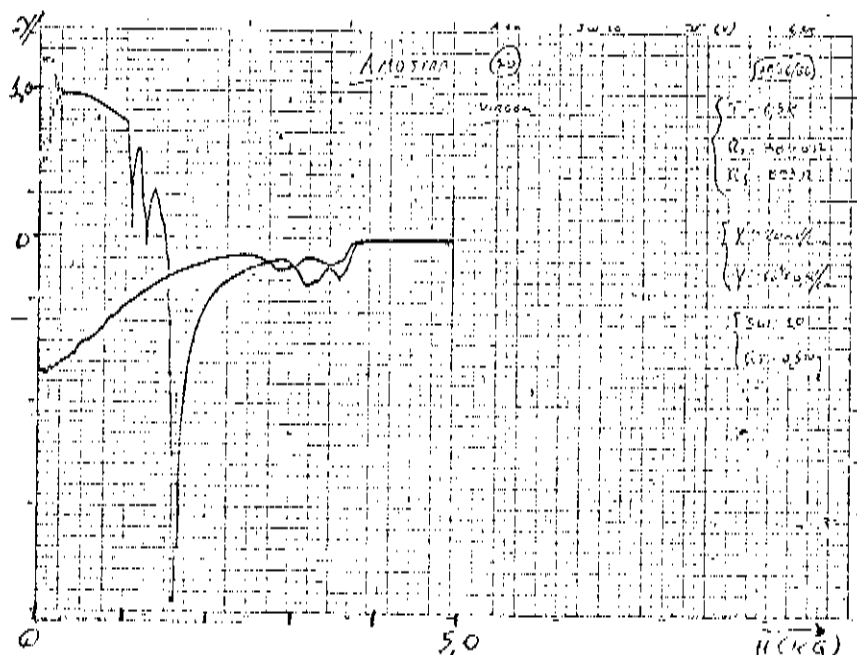


Fig.11. Curva de susceptibilidade (V) da amostra A-10. Nota-se que aparecem dois pequenos vales próximos a H_{C2} , tanto no ramo crescente quanto no decrescente.

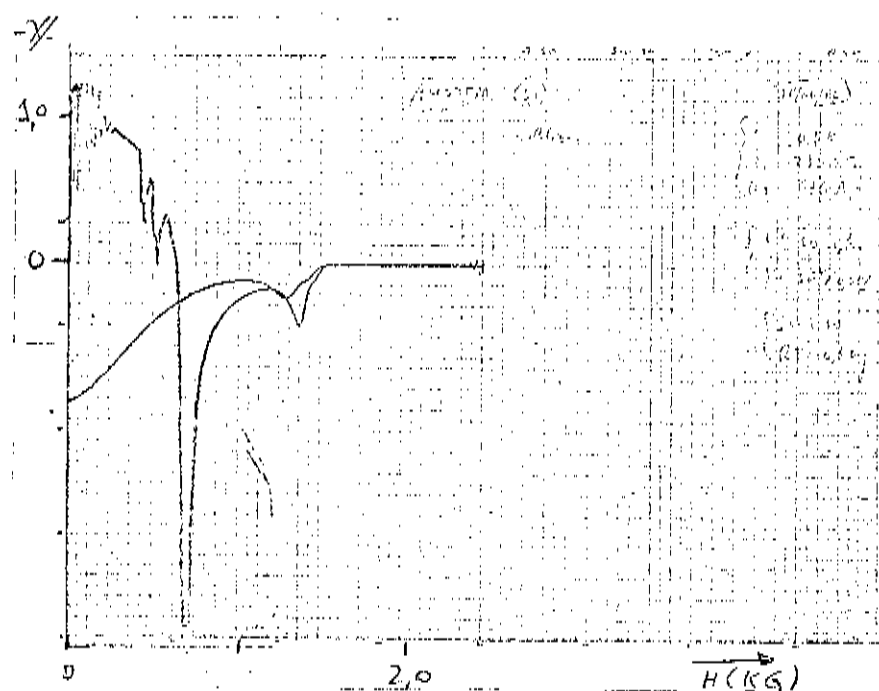


Fig. IV.12. Curva de susceptibilidade (χ) da amostra A-10 a 8,5 K. Perto de H_{c2} aparece apenas um vale no lugar dos dois que aparecem na fig.IV.11.

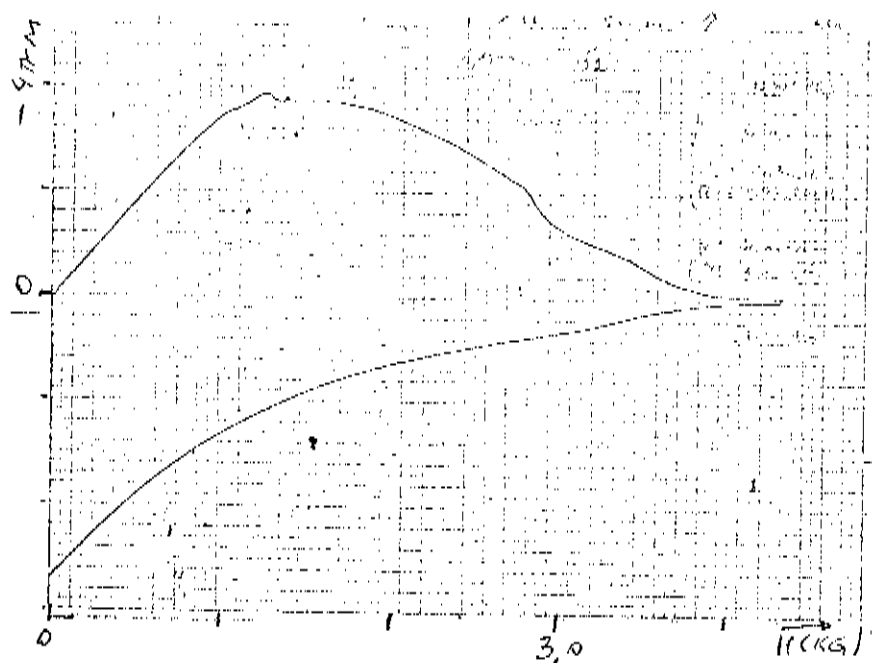


Fig.IV.13. Curva de Magnetização (V) da amostra A-11 a 6,5 K. Nota-se duas inflexões próximo a H_{C1} e duas próximo a H_{C2} .

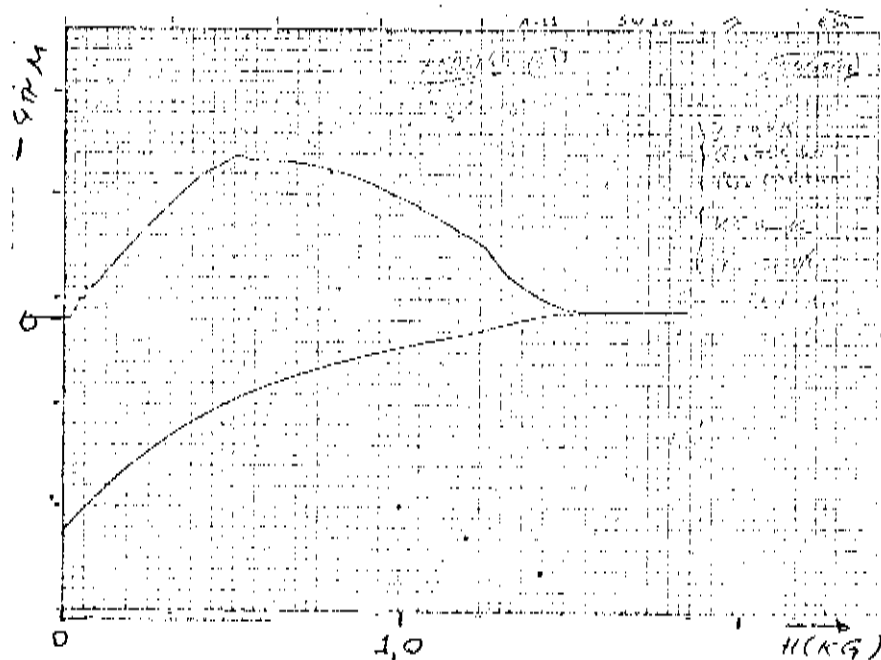


Fig.IV.14. Curva de Magnetização (V) da amostra A-11 a 8,5K. Aparece apenas uma inflexão próximo a H_{C2} .

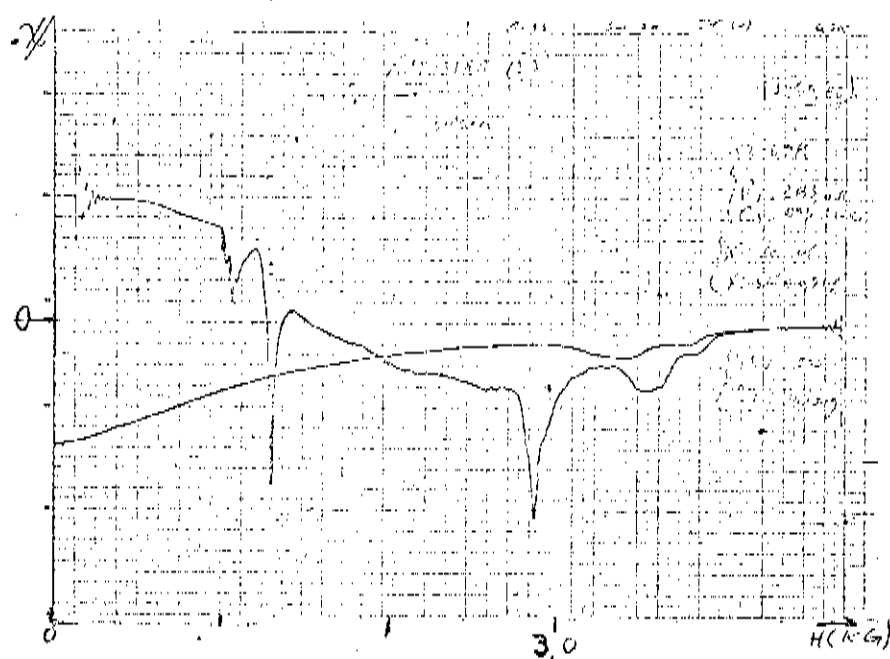


Fig.IV.15. Curva de susceptibilidade da amostra A-11 a 6,5 K.

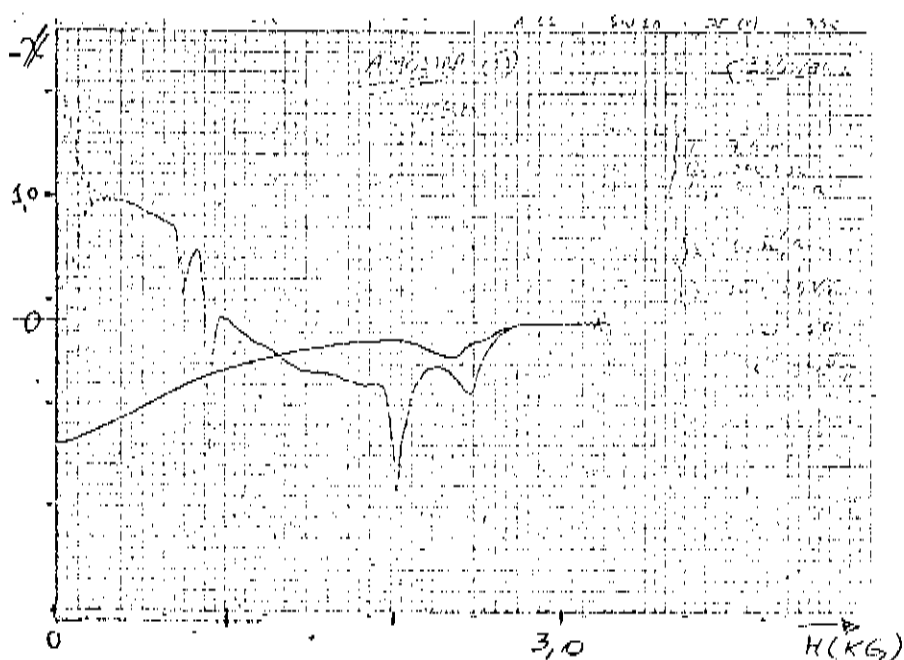


Fig.IV.16. Curva de susceptibilidade da amostra A-11 a 7,5 K. Os dois últimos vales da Fig.IV.15. Se superpõem, aparecendo apenas um em seu lugar.

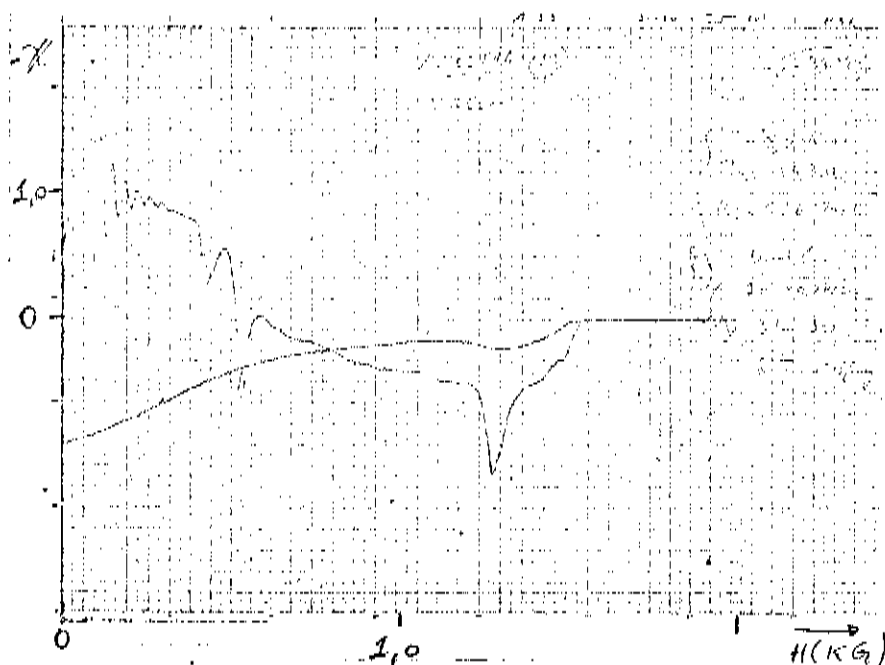


Fig.IV.17. Curva de susceptibilidade da amostra A-11 a 8,5K. Os três últimos vales da Fig. IV.15 se superpõem aparecendo apenas um em seu lugar.

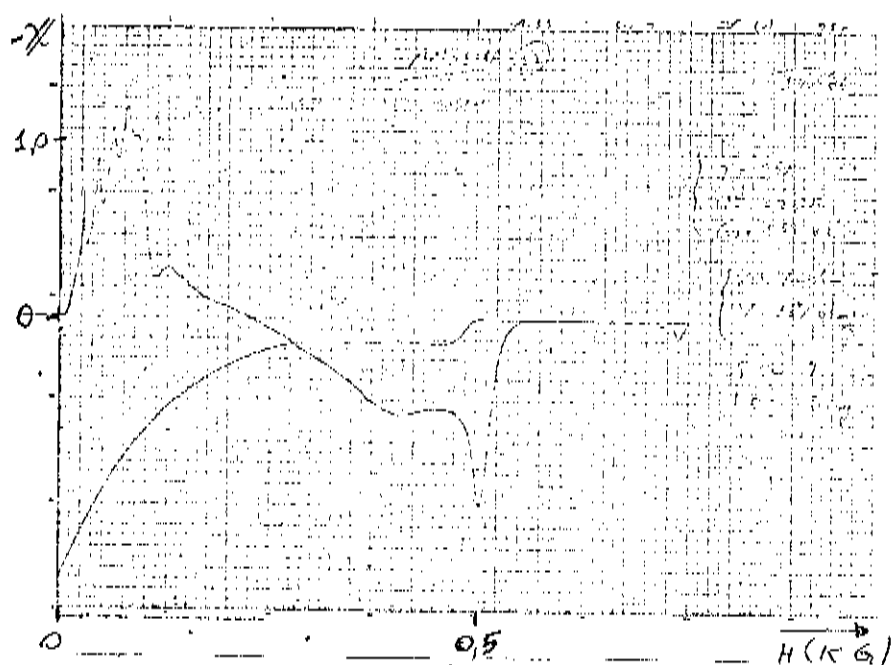


Fig.IV.18. Curva de susceptibilidade da amostra A-11 a 9,5 K. O último vale da Fig.IV.17. se aproxima mais de H_{c2} .

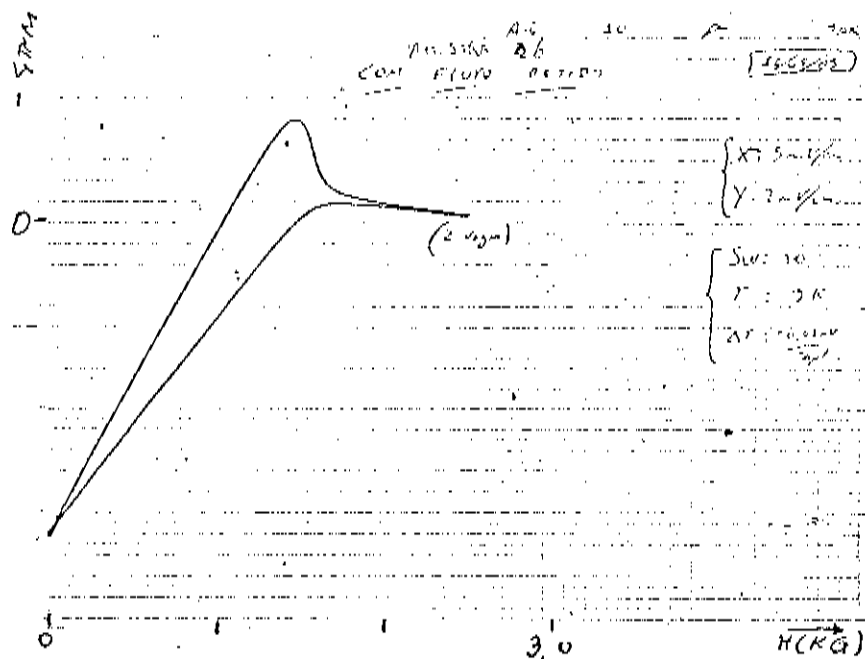


Fig.IV.19. Curva de Magnetização (FR) da amostra A-6 a 9,0 K.

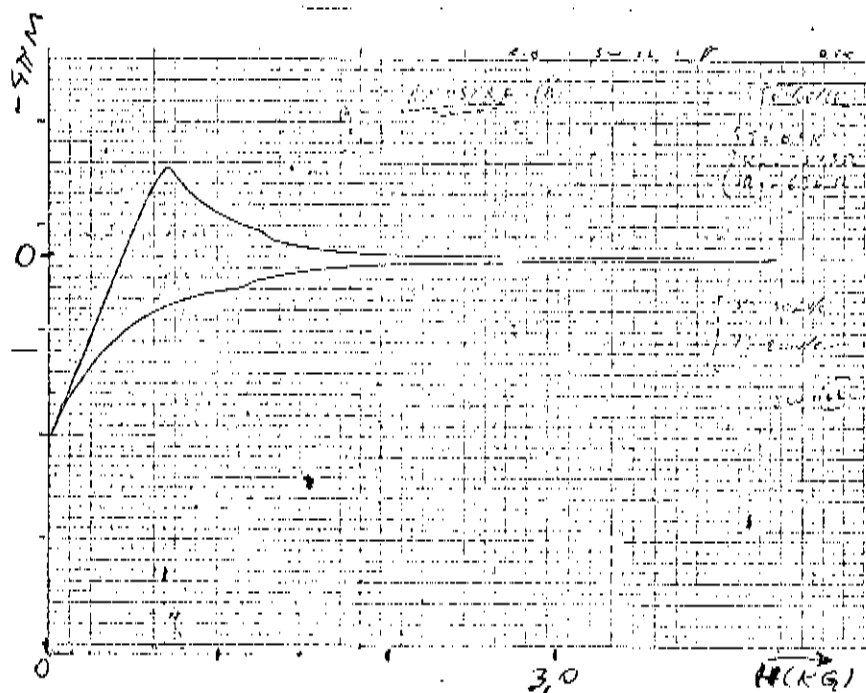


Fig.IV.20. Curva de Magnetização (FR) da amostra A-8 a 8,5 K.

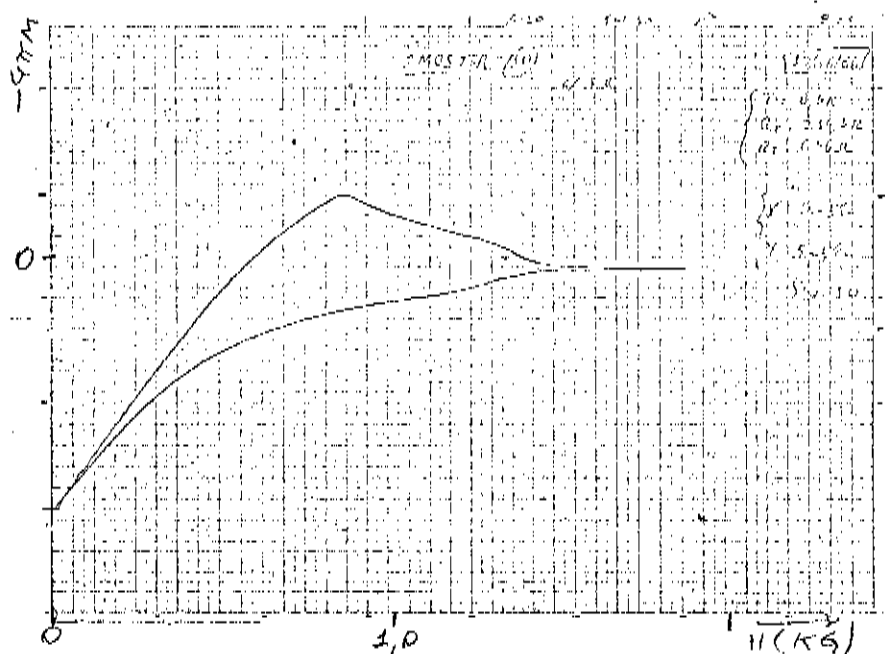


Fig. IV.21. Curva de Magnetização (FR) da amostra A-10 a 8,5 K.

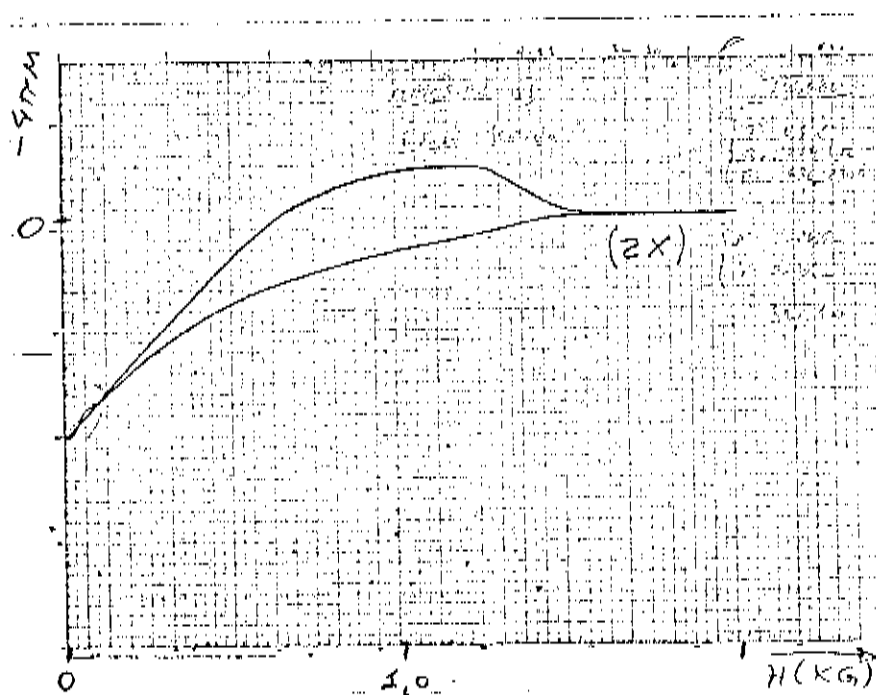


Fig. IV.22. Curva de Magnetização (FR) da amostra A-11 a 8,5 K.

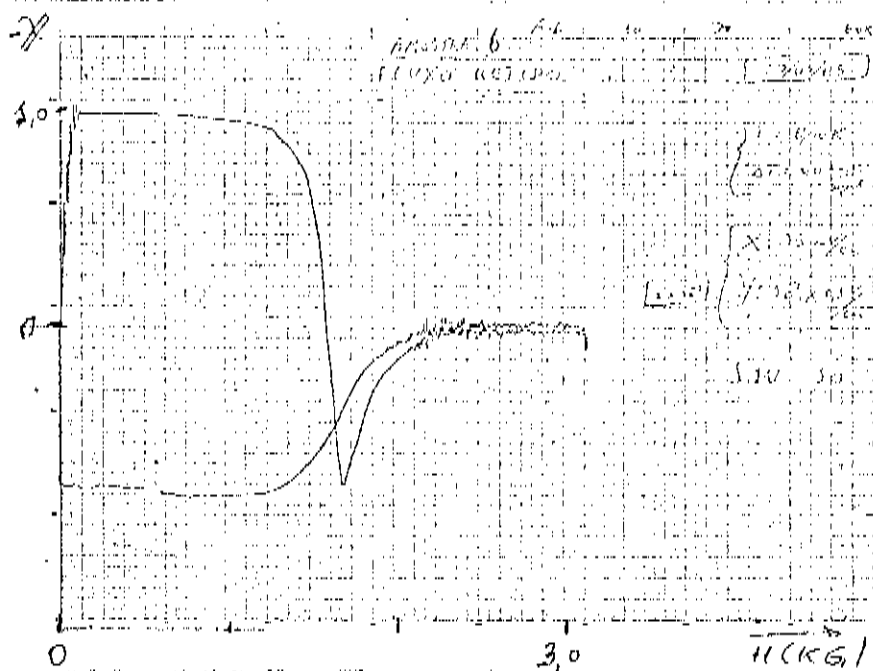


Fig. IV.23. Curva de susceptibilidade (FR) da amostra A-6 a 8,0 K.

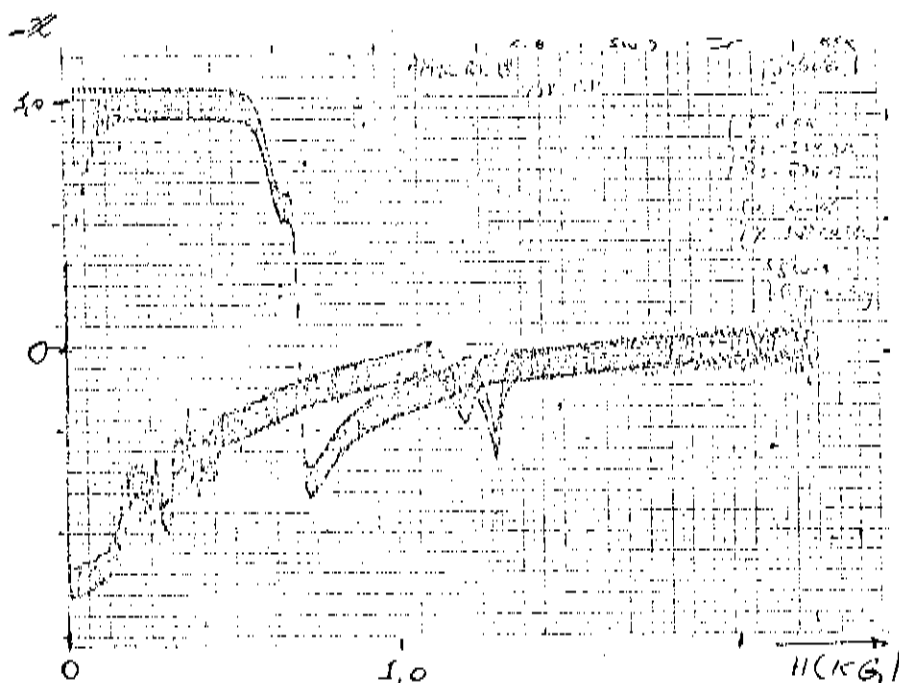


Fig.IV. 24. Curva de susceptibilidade (FR) da amostra A-8 a 8,5 K.

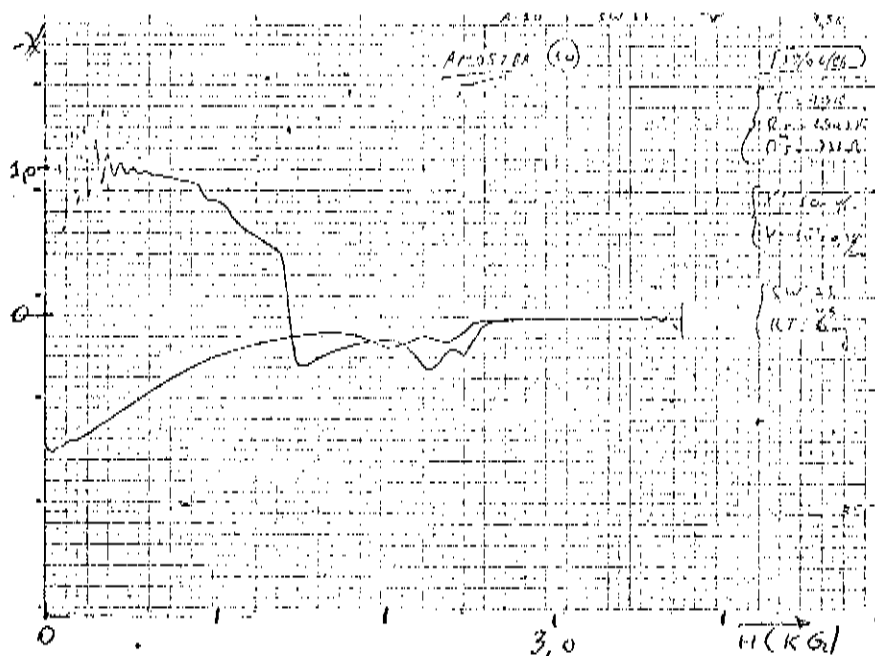


Fig. IV.25. Curva de susceptibilidade (FR) da amostra A-10 a 7,5 K. Nota-se dois vales próximos a H_{C2} tanto no ramo crescente quanto no decrescente.

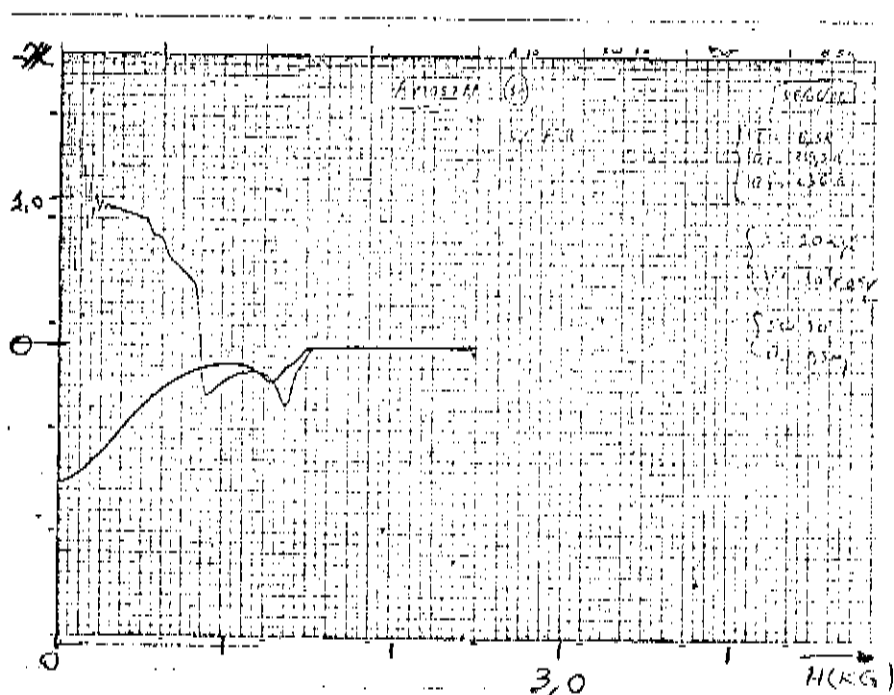


Fig. IV. 26. Curva de susceptibilidade (FR) da amostra A-10 a 8,5 K. Nota-se apenas um vale próximo a H_{C2} nos dois ramos.

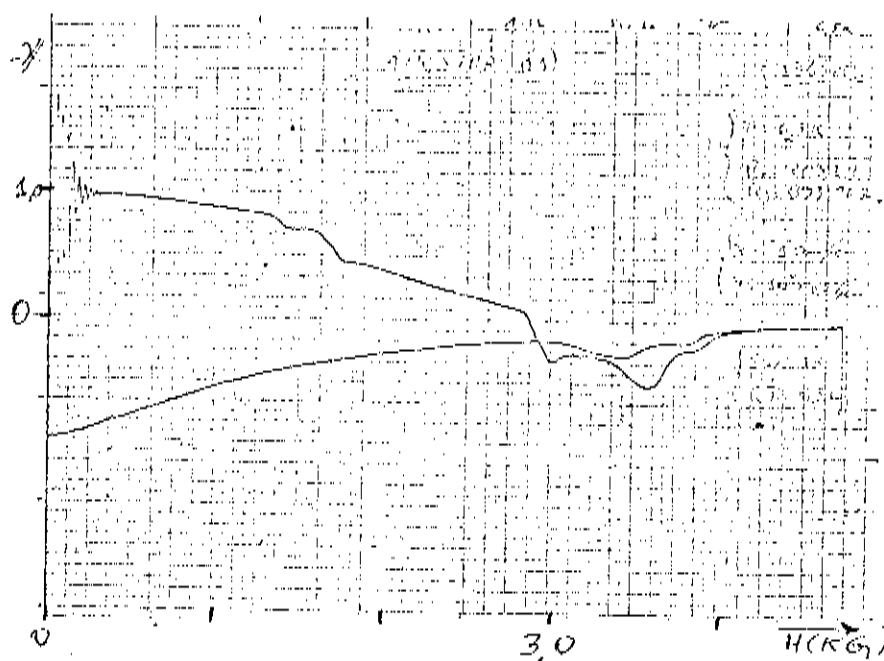


Fig. IV.27. Curva de susceptibilidade (FR) da amostra A-11 a 6,5 K.

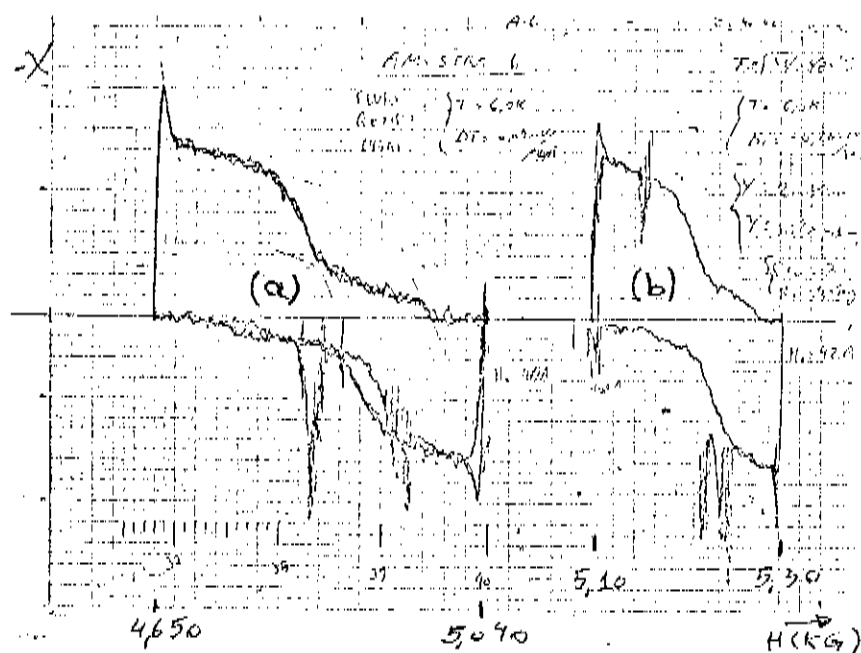


Fig.IV. 28. Curvas de susceptibilidade diferencial da amostra A-6 a 6,0 K para campos iniciais $H_0 = 5040 G$ (a) e $H_0 = 5290 G$ (b).

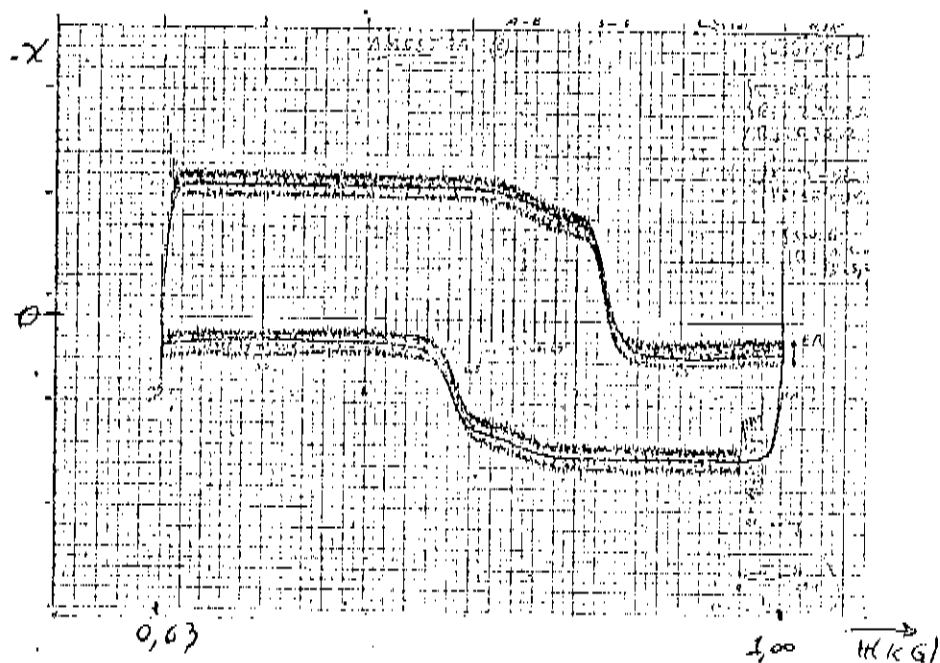


Fig.IV.29. Curva de susceptibilidade diferencial da amostra A-8 a 8,5 K. obtida partindo de $H_0 = 1000 G$.

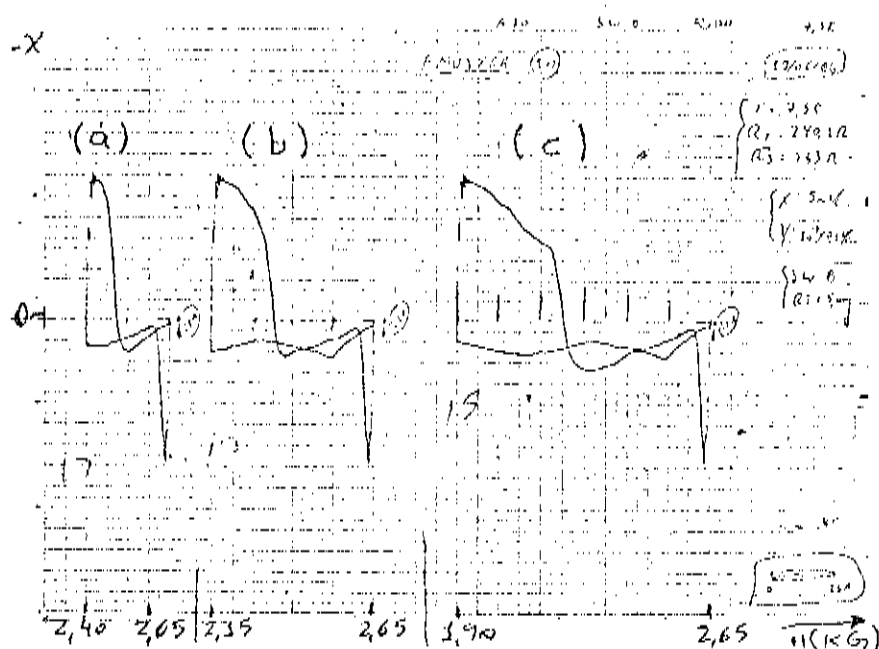


Fig.IV.30. Curvas de susceptibilidade diferencial da amostra A-10 a 7,5 K. O campo inicial é o mesmo para as três curvas $H_0=2650$ G. A variação do campo é $\Delta H=250$ G (a), $\Delta H=500$ G (b) e $\Delta H=750$ G (c).

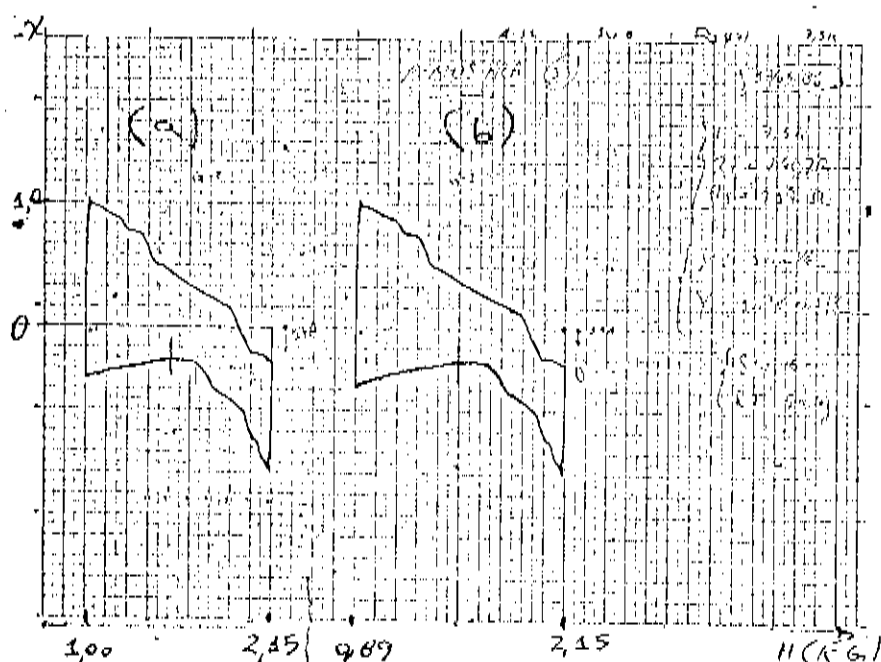


Fig. IV.31. Curvas de susceptibilidade diferencial da amostra A-11 a 7,5 K. O campo inicial foi o mesmo para as duas curvas $H_0=2140$ G. A variação do campo é $\Delta H=1130$ G (a) e $\Delta H=1260$ G (b).

C A P Í T U L O V

MODELO FENOMENOLÓGICO - ANÁLISES

V-1. Modelo

No presente capítulo propomos um modelo fenomenológico, baseado principalmente no modelo de estado crítico de Bean, com o intuito de explicar o comportamento das curvas de magnetização experimentais que medimos.

O modelo consiste em considerar que o perfil de campo no interior do supercondutor é uma reta de inclinação "m". Baseado no fato de que a inclinação deve ser nula em H_{c2} e provavelmente máxima em $H \rightarrow 0$ postulamos:

$$m(H) = m_0 (1 - H_a/H_{c2}) \quad (V-1)$$

$$m_0 = \underline{cte}$$

Uma vez que os supercondutores podem apresentar também um forte aprisionamento superficial /29/, acrescentamos ao modelo uma barreira de superfície $\Delta_0 B$ dada pela expressão:

$$\Delta_0 B = \Delta_0 B_0 (1 - H_a / H_{c2}) \quad (V-2)$$

Para calcular a indução reversível B_{rev} utilizamos uma equação fenomenológica obtida por Kes et al /30/ dada pela expressão:

$$B_{rev} = H_{c2} \left[(H_a - H_{c1}) / (H_{c2} - H_{c1}) \right]^{\beta'} \quad (V-3)$$

$$\beta' = \left(\frac{\partial B}{\partial H} \right)_{H_{c2}} \left[(H_{c2} - H_{c1}) / H_{c2} \right]$$

válida para $H_a \gg H_{c1}$. Em nosso trabalho consideramos:

$$\left(\frac{\partial B}{\partial H} \right)_{H_{c2}} = 1$$

A figura V-1 mostra a distribuição de campo para uma amostra no estado misto onde aplicamos este modelo.

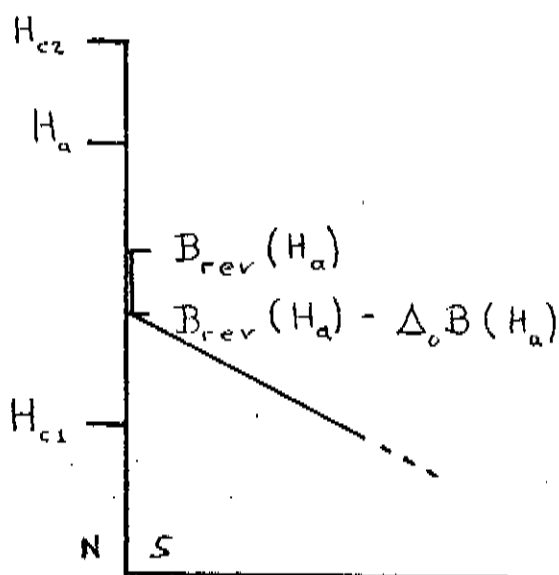


Fig. V-1. Distribuição de campo em um supercondutor, de acordo com o modelo adotado neste trabalho.

A seguir aplicaremos o modelo a três amostras hipotéticas diferentes. Estas amostras tem geometrias semelhantes às aquelas que preparamos.

V-2. Aplicação do modelo e análises

a) Amostra B-8

Esta amostra possui uma camada de supercondutor (S) sobre o núcleo normal (N), semelhante à amostra A-8.

Após um crescimento monotônico de H_a , partindo da amostra virgem, obtemos a curva de magnetização (ramo crescente) mostrada na fig. V-2(b). A título de exemplo mostramos as distribuições do campo para dois valores de H_a . Há uma des

continuidade na curva no ponto H_1 pois quando a distribuição atinge a superfície interna da camada ocorre uma avalanche de fluxo para o interior da amostra aumentando o campo na região normal até que a equação V-3 seja obedecida. Enquanto $B = 0$ na superfície interna o campo na região normal também é nulo, quando a barreira do aprisionamento superficial é vencida estabelece-se a avalanche. Ao decrescemos o campo aplicado, após atingir H_{C2} , temos a curva de magnetização (ramo decrescente) mostrada na fig.V-3(b). As distribuições de campo para alguns valores de H_a são mostradas na fig. V-3 (a). Nota-se que mesmo quando $H_a = 0$ permanece um fluxo retido no núcleo com densidade H_{C1} . O fluxo remanente será:

$$\phi_r = H_{C1} \pi r^2 \quad (V-6)$$

onde r é o raio interno da camada.

A curva de magnetização (ramo crescente) com fluxo retido é mostrada na fig.V-4. O ramo decrescente é o mesmo da fig. V-3.

Podemos comparar as fig.V-2,3 e 4 com os resultados experimentais mostrados nas figs.IV-8 e 20, e notar que a menos do pico de Pippard e das dimensões, as curvas experimentais são qualitativamente semelhantes às obtidas do modelo.

Pelo modelo apresentado podemos distinguir várias regiões na curva de magnetização (v). A primeira região, que se refere ao efeito Meissner, se estende até H_{C1} . A segunda é um prolongamento aparente do efeito Meissner devido à blindagem superficial. Esta região inicia-se em H_{C1} e termina em $H_{C1} + \Delta H(\Delta_o B)$. Este efeito dificulta a determina

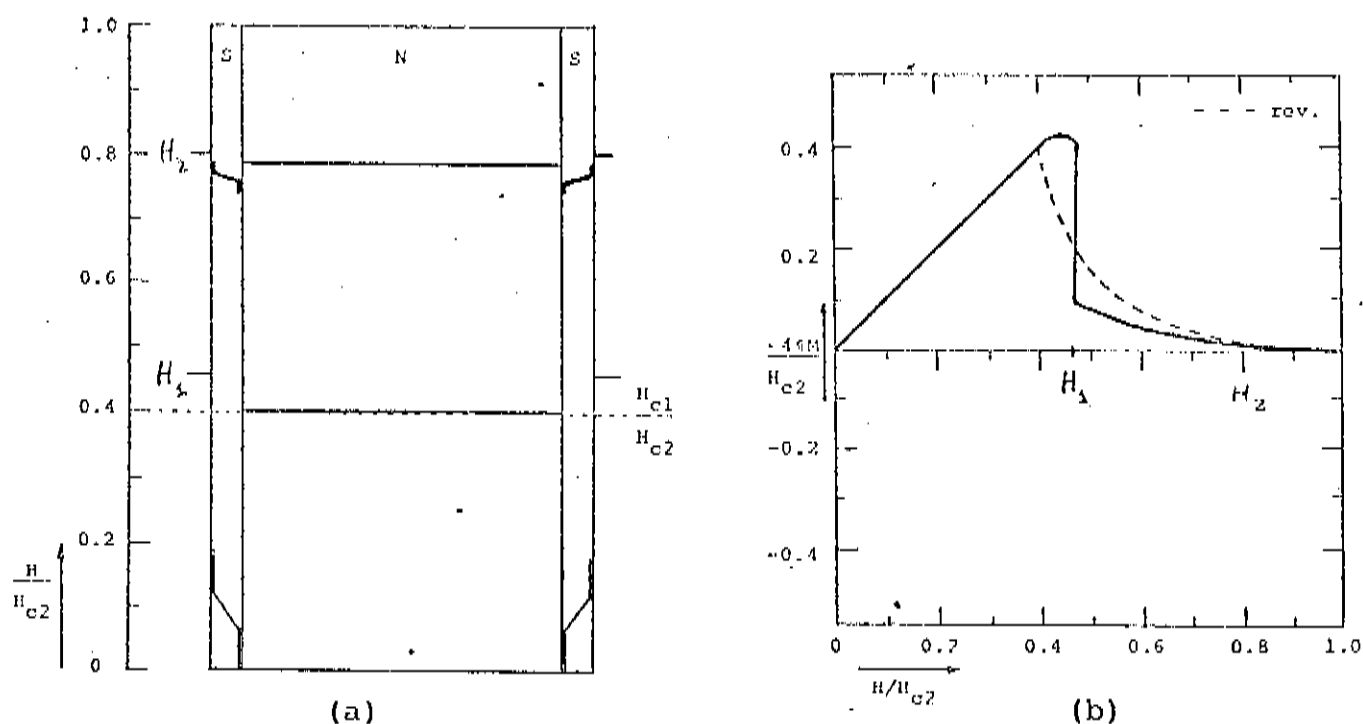


Fig.V-2. Diagrama esquemático da amostra B-8(a) e sua curva de magnetização crescente virgem (b).

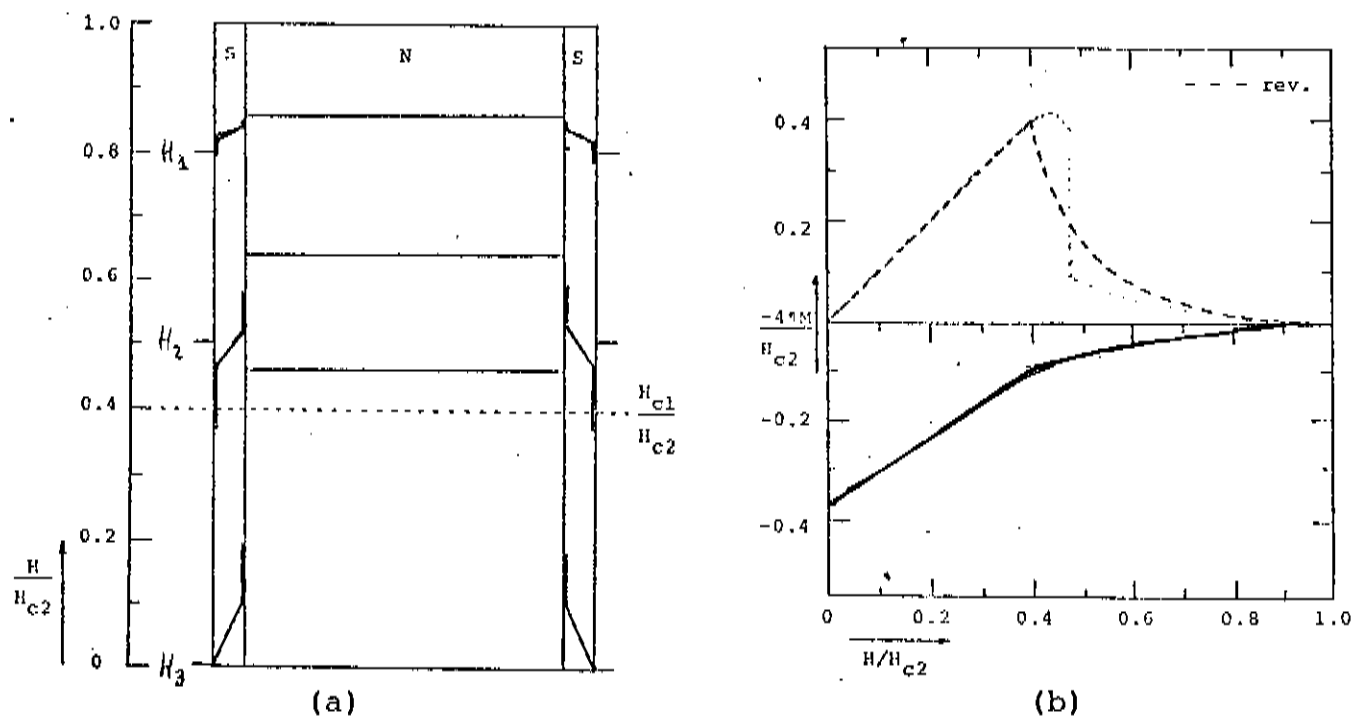


Fig.V-3. Diagrama esquemático da amostra B-8 (a) e sua curva de magnetização decrescente (b).

ção de H_{c1} na curva de magnetização. Na terceira região ocorre a penetração de fluxo para o interior da amostra até que a superfície interna seja atingida. A quarta região ocorre devido à blindagem na superfície interna. Ao ser vencido esta blindagem ocorre uma avalanche de fluxo a fim de satisfazer a expressão V-5. Esta avalanche pode persistir até que o campo no núcleo atinja H_{c1} . Ao final da avalanche a distribuição / no interior da camada supercondutora será a mesma que no início. A partir deste ponto o campo penetra na amostra aumentando a indução na camada supercondutora e no núcleo, à medida que cresce H_a . (Quinta região).

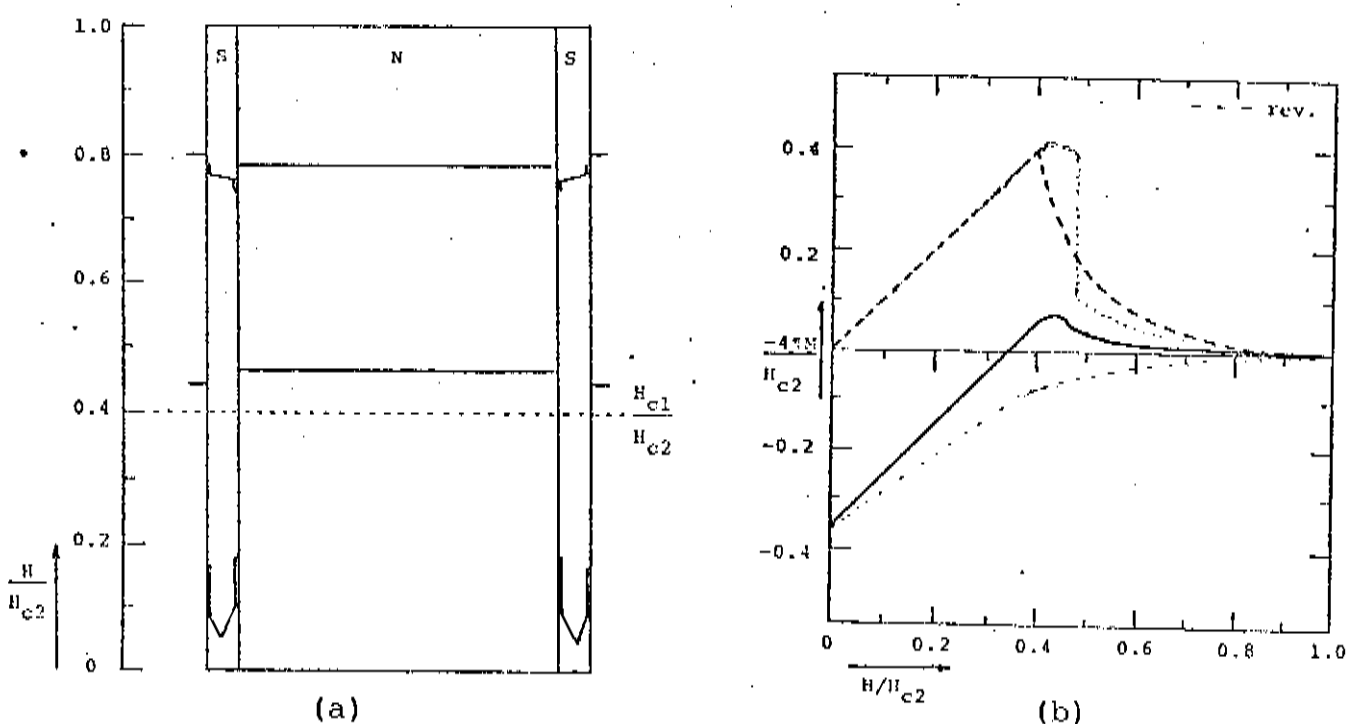


Fig.V-4. Diagrama esquemático da amostra B-8 (a) e sua curva de magnetização (ramo crescente). O valor $-[(r/R)^2 + \Delta]$ refere-se à magnetização remanente onde r e R são respectivamente os raios interno e externo da camada supercondutora e Δ é o campo retido no interior da camada.

b) Amostra B-10

Esta amostra possui o núcleo normal e três camadas de supercondutor (S) intercaladas com duas camadas de material normal (N) com geometria semelhante à amostra A-10.

O comportamento da curva de magnetização desta amostra é semelhante ao comportamento da amostra B-8. A diferença está no fato de que esta apresenta duas descontinuidades a mais, devido a existência das duas camadas a mais que a amostra B-10 tem em relação a B-8.

A figura V-5 apresenta a curva de magnetização calculada exibindo as descontinuidades provenientes das avalanches que ocorrem em H_1 , H_2 e H_3 . A altura da descontinuidade depende do volume relativo da camada normal que foi "alimentada" pelo avalanche. A terceira avalanche, que ocorre em H_3 , alimenta o núcleo que, por ter um volume relativo maior que o das camadas, apresenta descontinuidade maior.

Observando a CM obtida experimentalmente da amostra A-10, fig.IV-10, podemos notar que existe uma descontinuidade, que é precedida por duas inflexões. Conforme comentamos no capítulo anterior é possível que haja descontinuidades no lugar destas inflexões, as quais seriam mascaradas pela inércia do equipamento eletrônico. Neste caso a CM experimental seria, qualitativamente semelhante à calculada da amostra B-10.

As curvas experimentais exibem inflexões próximas de H_{C2} . É bastante provável que elas apareçam devido ao efeito pico de Pippard. O fato de ter mais de uma inflexão pode ser devido ao fato de que as camadas percebem campos diferentes.

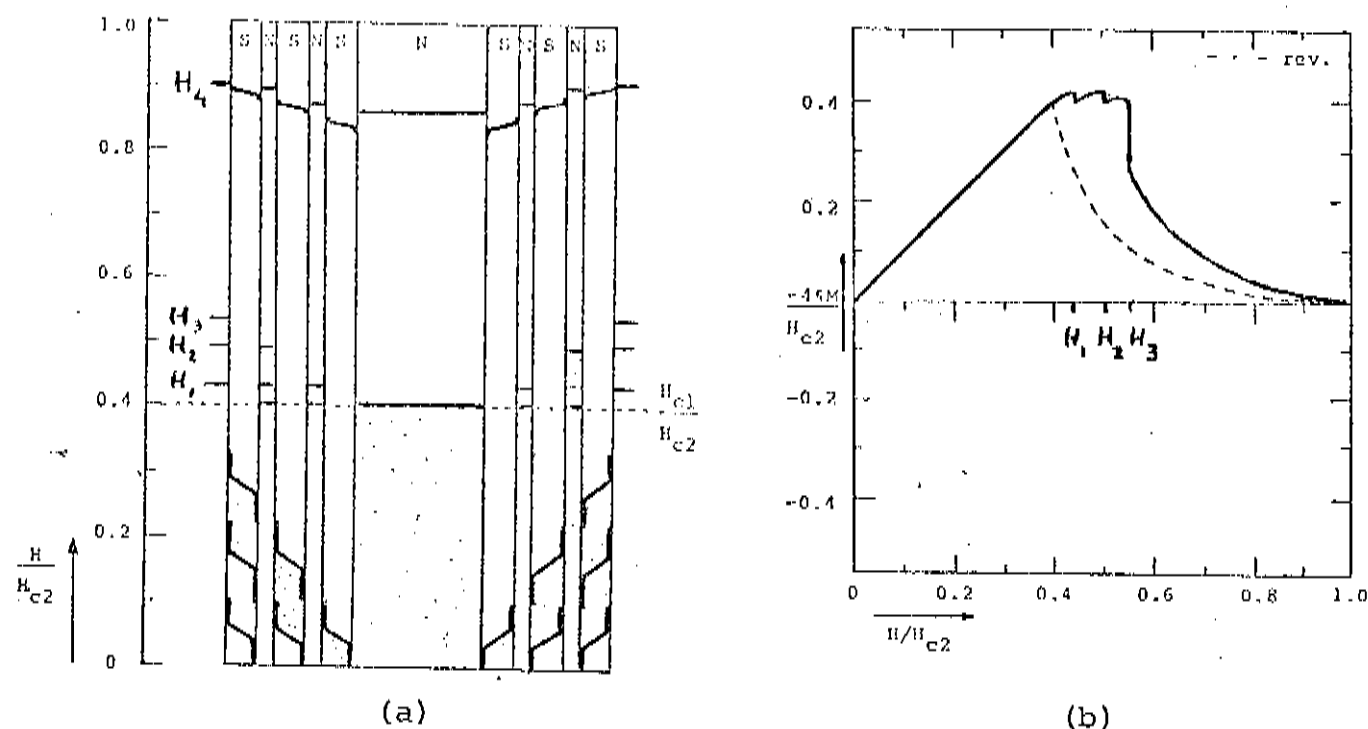


Fig. V.5 liagrama esquemático da amostra B-10 (a) e sua curva de magnetização (b).

c) Amostra B-11

Esta amostra possui a mesma configuração da amostra A-11. A CM desta amostra é apresentada na fig. V-6 (b). As duas descontinuidades estão associadas com as avalanches na primeira e na segunda camada. Por ter núcleo supercondutor, após as descontinuidades a CM se comporta como se fosse de uma amostra maciça com histerese.

A CM experimental da amostra A-11 exibe um comportamento semelhante e o fato de, aparentemente, não apresentar descontinuidades nos induz a reforçar a hipótese de que as duas inflexões que aparecem próximo a H_{c1} são descontinuidades mascaradas, conforme argumentamos na seção anterior.

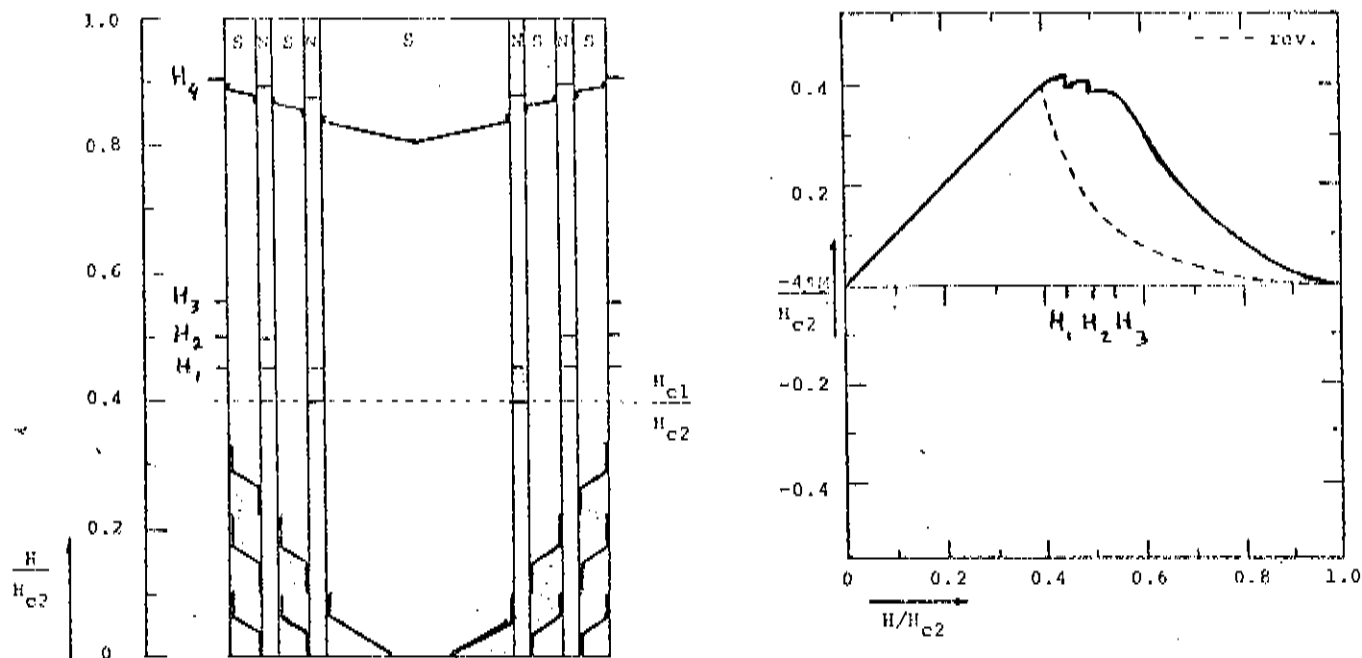


Fig.V-6. Diagrama esquemático da amostra B-11 apresentando algumas distribuições de campo(a) e sua curva de magnetização(b).

d) Amostra A-6

A amostra A-6, aparentemente, não pode ser interpretada por este modelo pois as curvas obtidas parecem não revelar a estrutura de camadas excetuando as CSDs (por exemplo Fig.IV-28 (a)) que apresentam três degraus, coincidindo com o número de camadas. Cabe lembrar que esta foi a única amostra preparada por evaporação e que por este motivo não apresentou geometria perfeitamente cilíndrica, tendo seu diâmetro maior no centro. Desta forma o campo aplicado não é paralelo às camadas e surge então o efeito de desmagnetização / não nulo, $D \neq 0$. Uma possível interpretação para as curvas de magnetização obtidas (fig.IV-2), seria que neste caso o fluxo começaria a penetrar na primeira camada em campos menores que H_{c1} , devido ao efeito de desmagnetização, e uma vez que a superfície interna desta camada também não é um cilindro, o aprisionamento superficial seria minimizado favorecendo a passagem suave (sem avalanches) para as camadas mais internas. A superfície interna da terceira camada, porém, é cilíndrica, pois foi depositada sobre núcleo cilíndrico, o que favoreceria o aprisionamento do fluxo. Ao ser vencida esta barreira ocorreria a avalanche única.

Excitações internas (térmicas) poderiam alterar a eficiência do aprisionamento e conseqüentemente as CMs. As excitações externas (vibração no suporte de amostras) poderiam alterar o ângulo entre o campo aplicado e a amostra provocando instabilidades. (fig.IV-4)

e) Comentários finais e conclusões

O modelo fenomenológico que adotamos baseia-se fundamentalmente na hipótese de que o campo varia linearmente com o raio e com o campo externo aplicado. Este modelo foi su

ficiente para explicar alguns dos detalhes das curvas que obtivemos, apresentando razoável concordância qualitativa. Os resultados alcançados neste trabalho também fornecem elementos que podem ser usados num trabalho futuro para a elaboração de um modelo fenomenológico mais quantitativo.

O método de medida de perfil de campo magnético, que apresentamos no apêndice, pode ser usado em amostras cilíndricas maciças que possuam as mesmas variáveis metalúrgicas / das amostras que preparamos. Estes perfis podem ser aplicados no modelo fenomenológico em substituição à reta considerada no modelo de Bean. Utilizando um computador, por exemplo, poder-se-á aplicar o modelo, com o perfil obtido experimentalmente, / em amostras com geometrias e dimensões iguais às das amostras estudadas. Os resultados desta simulação poderão ser comparados quantitativamente com os experimentais. Este trabalho poderá fornecer dados para se estimar, por exemplo, a eficiência / dos centros de aprisionamento em função do campo aplicado e da temperatura. Assim, com este trabalho acreditamos ter contribuído para o aperfeiçoamento de um modelo e também abrir caminho para novos aprimoramentos bastando fazer uso dos resultados experimentais, do modelo e do método de medida dos perfis.

A P Ê N D I C E

PERFIL DE CAMPO

Vários métodos já foram propostos para se obter o perfil de campo dentro de uma amostra supercondutora do tipo II quando ela está no estado misto /17, 31, 32, 33, 34/.

O método que nós estudamos foi desenvolvido por Zerweck /35/ partindo do modelo de estado crítico de Bean /22/. Este método foi extendido para uma aplicação mais geral por Lima e por Brito /23/. Em nossos cálculos eliminamos algumas aproximações que foram consideradas pelos autores citados acima.

Neste método partimos da curva de susceptibilidade diferencial e considerando o modelo de estado crítico de Bean /21/ e mais alguns cálculos obtemos o perfil de campo, $B(x)$ vs x . Como a curva de susceptibilidade diferencial nos fornece χ vs H temos que encontrar as equações que correlacionam x com χ , $x = x(\chi)$, e $B(x)$ com ΔH , $B(x) = B(x, \Delta H)$. Primeiramente vamos encontrar $x = x(\chi)$ e por fim $B(x) = B(x, \Delta H)$.

Para obter a curva de susceptibilidade partimos de um campo aplicado H_0 alcançado, por exemplo, após um crescimento monotônico de H_a , sendo que $H_{c1} < H_0 < H_{c2}$. Estes cálculos serão feitos para o caso em que partimos do ramo crescente da curva de magnetização e, percorrendo um semi-ciclo do pequeno lupo de histerese, passamos para o ramo decrescente. Nesta situação estabelece-se um gradiente na densidade de fluxóides no interior da amostra que, na média, pode ser representado pelo perfil $(B(x) \text{ vs } x)$.

Após um pequeno decréscimo no campo, ΔH ,

($|\Delta H| \ll H_0$; $\Delta H < 0$ neste caso) ocorre a saída de linhas de fluxo (fluxóides) estabelecendo um novo perfil invertido até o ponto x_0 , fig. A-1. Este ponto corresponde à profundidade até onde a distribuição está sendo afetada devido à variação do campo externo sendo, portanto, função de ΔH .

A voltagem induzida na bobina é proporcional à variação temporal da magnetização. Assim temos:

$$\begin{aligned} \frac{d(4 \Delta M)}{dt} &= \frac{d(4 \Delta M)}{d \Delta H} \cdot \frac{d \Delta H}{dt} = \frac{d(B-H)}{d \Delta H} \cdot \frac{d \Delta H}{dt} = \\ &= \frac{d \Delta B}{d \Delta H} - \frac{d \Delta H}{d \Delta H} \cdot \frac{d \Delta H}{dt} \end{aligned} \quad (I-29)$$

$$\mu = \beta \left[\frac{d \Delta B}{d \Delta H} - 1 \right] \quad \text{ou} \quad \chi = \frac{\mu}{\beta} = \left[\frac{d \Delta B}{d \Delta H} - 1 \right] \quad (I-30)$$

onde β é uma constante envolvendo as características das bobinas e as condições estabelecidas no equipamento eletrônico.

Temos que encontrar ΔB e por isto precisamos saber qual é a variação pontual do campo, $\Delta B(x)$. O modelo se apoia na hipótese de que os perfis são simétricos. Assim podemos escrever:

$$\frac{\partial B}{\partial x} = \begin{cases} -\alpha(x), & \text{após elevar } H_a \text{ até } H_a = H_0. \\ & \text{para } 0 \leq x \leq R \\ +\alpha(x), & \text{depois do pequeno decréscimo } H \\ & \text{para } 0 \leq x \leq x_0 \end{cases}$$

A diminuição do campo, pontualmente, vem dada por:

$$\Delta B(x) = B_{H_0}(x) - B_{H_0} + \Delta H(x) \quad (I-31)$$

sendo:

$$B_{H_0}(x) = B_s - \int_0^x \alpha(x') dx' ; 0 \leq x \leq R \quad (I-32)$$

$$B_{H_0 + \Delta H}(x) = \begin{cases} B_i + \int_0^x \alpha(x') dx' ; 0 \leq x \leq x_0 \\ B_s - \int_0^x \alpha(x') dx' ; x_0 \leq x \leq R \end{cases} \quad (I-33)$$

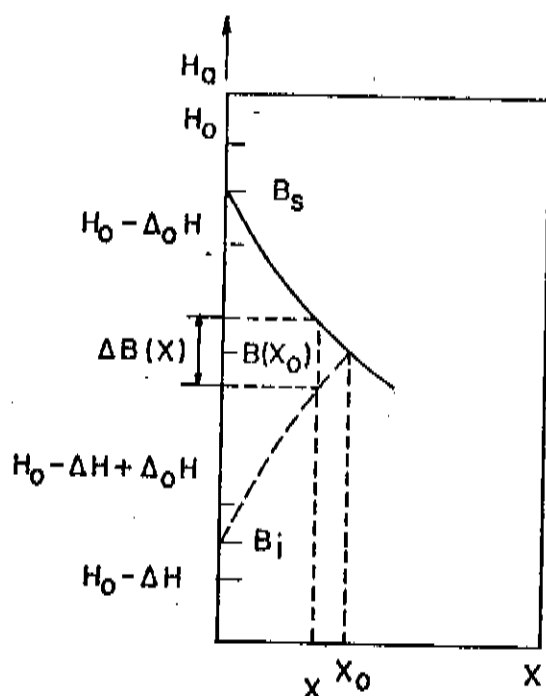


Fig.A-1. Distribuição de campo no interior de uma amostra, antes e após um decréscimo ΔH .

Onde B_s e B_i são os campos p/ $x = 0$ após um crescimento monotônico do campo e após um decréscimo, respectivamente. O ponto x_0 pode ser determinado:

$$B_{H_0}(x) = B_{H_0 + \Delta H}(x) \quad (I-34)$$

$$B_s - \int_0^{x_0} \alpha(x') dx' = B_i + \int_0^{x_0} \alpha(x') dx' \quad (I-35)$$

$$2 \int_0^{x_0} \alpha(x') dx' = B_s - B_i \equiv \mathcal{P} \quad (\text{I-36})$$

$$\frac{d\mathcal{P}}{d\Delta H} = \frac{dB_s}{dH} - \frac{d\Delta B_i}{d\Delta H} \quad (\text{I-37})$$

Como B_s depende somente de H_0 temos:

$$\frac{d\mathcal{P}}{d\Delta H} = - \frac{dB_i}{d\Delta H} \equiv \mu_i$$

Após a variação ΔH no campo a diferença $B(x)$, considerando as equações I-31, I-32, e I-33, será:

$$\Delta B(x) = \begin{cases} \mathcal{P} - 2 \int_0^x \alpha(x') dx' & ; 0 \leq x \leq x_0 \\ 0 & ; x_0 \leq x \leq R \end{cases} \quad (\text{I-39})$$

A variação média espacial do campo será:

$$\overline{\Delta B} = \frac{1}{S} \int \Delta B(x) dS \quad (\text{I-40})$$

Onde S é a área da secção transversal da amostra. Como a amostra é cilíndrica temos que $S = \pi R^2$. Assim:

$$\overline{\Delta B} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi(R-x) \cdot \Delta B(x) dx \quad (\text{I-41})$$

$$= \frac{2}{R^2} \int_0^{x_0} (R-x) \left[\mathcal{P} - 2 \int_0^x \alpha(x') dx' \right] dx \quad (\text{I-42})$$

$$\overline{\Delta B} = \frac{2}{R^2} \left[\mathcal{P} \left(Rx_0 - \frac{x_0^2}{2} \right) - 2 \int_0^{x_0} (R-x) dx \int_0^x \alpha(x') dx' \right] \quad (\text{I-43})$$

A derivada em relação a ΔH será:

$$\frac{d\Delta\bar{B}}{d\Delta H} = \frac{2}{R^2} \left[\frac{d\rho}{d\Delta H} \left(R x_0 - \frac{x_0^2}{2} \right) + \rho \frac{d}{d\Delta H} \left(R x_0 - \frac{x_0^2}{2} \right) + \right. \\ \left. - 2 \int_0^{x_0} \alpha'(x) dx \cdot \frac{d}{d\Delta H} \left(R x_0 - \frac{x_0^2}{2} \right) \right] \quad (I-44)$$

Onde usamos a regra de Leibnitz para diferenciação de integrais. Substituindo as equações I-36 e I-38 teremos:

$$\frac{d\Delta\bar{B}}{d\Delta H} = \frac{2\mu_i}{R^2} \left(R x_0 - \frac{x_0^2}{2} \right) \quad (I-45)$$

Usando a equação I-30 teremos:

$$\chi = \frac{2\mu_i}{R^2} \left(R x_0 - \frac{x_0^2}{2} \right) - 1 \quad (I-46)$$

E portanto:

$$x_0 = R \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{\mu_i} (\chi + 1) \right]^{1/2} \right\} \quad (I-47)$$

Esta equação transforma o eixo da curva de susceptibilidade diferencial, $\chi \times \Delta H$, no eixo x do gráfico do perfil de campo, $B(x) \times x$. Resta-nos encontrar a expressão que transforme ΔH em $B(x)$. Lembrando que consideramos simétricos os perfis antes e após a variação ΔH podemos dizer que:

$$B(x) = \frac{1}{2} [B_{H_0}(0) - B_{H_0 - \Delta H}(0)] \quad (I-48)$$

Supondo que a blindagem superficial, $\Delta_0 H$, é aproximadamente a mesma tanto no ramo crescente quanto no decrescente, teremos:

$$B(x) = B(H_0) - \frac{\Delta H}{2} \quad (I-49)$$

Assim podemos encontrar o gráfico do perfil de campo a partir da curva de susceptibilidade diferencial utilizando as equações I-47 e I-49.

REFERÊNCIAS

- / 1/ Onnes, H.K., Leiden Comm. 1206, 1226 (1911), Suppl. 34 (1913).
- / 2/ Parks, R.D., ed., Superconductivity (2 Vol.), Marcel Dekker INC., New York (1969) (pg. 2).
- / 3/ Meissner W., e Ochsenfeld, R., Naturwiss., 21, 787 (1933).
- / 4/ Abrikosov, A.A., Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. 32, 1442 (1957); Soviet Phys. JETP 5, 1174(1957); J.Phys, Chem. Solids 2, 199(1957).
- / 5/ Saint-James, D., e de Gennes, P.G., Phys. Lett., 7, 306 (1963).
- / 6/ London, H., Proc. Roy. Soc. (London) A152, 650(1935).
- / 7/ London, F., Superfluids, Vol. 1, Dover, New York, 2ª ed., 1965, pg. 120-130.
- / 8/ Gorter, C.J., e Casimir, H., Physica 1, 306(1934).
- / 9/ Ginzburg, V.L., e Landau, L.D., Zh. Eksperim. i Teor.Fiz. 20, 1064(1950).
- /10/ Shubnikov, L.W., Kotkevich, N.I., Shepelev, J.D., and Riabinin, J.N., J.E.T.P. (URSS), 7, 221, (1937).
- /11/ Kleiner, W.H., Roth, L.H., e Autler, S.H., Phys. Rev. A, 133, 1226(1964).
- /12/ Matricon, J., Phys. Lett., 9, 289(1964).
- /13/ Cribier, D., Jacrot, B., Madhov Rao, L., e Farnoux, B., Phys. Lett., 9, 106(1964).
- /14/ Essmann, U., e Träuble, H., J. Sci. Instr., 43, 344(1966); Phys. Lett., 24A, 526(1967).
- /15/ Obst, B., Phys. Lett. A, 28, 662(1969).
- /16/ Labusch, R., Phys. Lett., 22, 9(1966).

- /17/ Träuble, H., e Essmann, U., Phys. Stat. Sol., 18, 813 (1968a); Idem, 25, 373; J. Appl. Phys., 39, 4052(1968b).
- /18/ Labusch, R., Phys. Stat. Sol. 19, 715(1967); Phys. Stat. Sol., 32, 439 (1969).
- /19/ Friedel, J., de Gennes, P.G., e Matricon, J. Appl. Phys. Lett., 2, 119(1963).
- /20/ Anderson, P.W., Phys. Rev. Lett., 9, 309(1962).
- /21/ Bean, C.P., Phys. Rev. Lett., 8, 250(1962).
- /22/ Kim, Y.B., Hempstead, C.F., e Strnad, A.R., Phys. Rev.,/ 129, 528(1963); Phys. Rev. Lett., 9, 306,(1962).
- /23/ de Lima, O.F., Zerweck, G. e Brito, A.S., J. Low Temp. / Phys., 32, 717(1978).
- /24/ Labush, R., Crystal Lattice Defects, 1, 1(1969)
- /25/ Lowell, J., J. Phys. C, 3, 712(1970).
- /26/ Yamafuji, K., e Irie, F., Phys. Lett. A, 25, 387(1967).
- /27/ Good, J.A., e Kramer, E.J., Phil. Mag., 22, 329(1970).
- /28/ Fietz, W.A., Rev. Sci. Instr., 36, 1621(1965).
- /29/ Brito, A.S., Tese de Mestrado sob o título: "Influência da Superfície na Corrente Crítica de Supercondutores do tipo II (Monocristais de Nióbio)" (1977).
- /30/ Kes, P.H., van der Klein, C.A.M., and de Klerk, D., J. Low Temp. Phys., 10, 759 (1973).
- /31/ Campbell, A.M., J. Phys. C2, 1492(1969).
- /32/ Weber, H.W., e Riegler, R., Solid State Commun., 12, 121(1973).
- /33/ Kirchner, H., Phys. Letters, 26A, 651(1968).
- /34/ Freyhardt, H., and Haason, P., Z. Metalk. 58, 856(1967).
- /35/ Zerweck, G., Phil. Mag., 27, 197(1973).