

Natalia Boboshko

MOVIMENTO DE FLUXO EM SUPERCONDUTORES

Tese apresentada ao Instituto  
de Física da Universidade Es-  
tadual de Campinas, para ob-  
tenção do título de Mestre em  
Ciências.

UNICAMP - INSTITUTO DE FÍSICA  
CAMPINAS - SÃO PAULO

1973

MOVIMENTO DE FLUXO EM SUPERCONDUTORES

Natalia Ioboshko

Construiu-se um aparelho que possibilitou o estudo da dissipação de energia em supercondutores devido ao movimento de fluxo magnético.

Com o aparelho construído, estudou-se a dissipação de energia em filmes supercondutores de Sn; em função do campo magnético e em função da temperatura.

Para o caso de campos magnéticos locais, os resultados experimentais mostraram que a dissipação ocorria diferentemente em várias regiões de velocidades, campos magnéticos e temperaturas.

Verificou-se uma concordância dos resultados experimentais com os cálculos de outros trabalhos (1), (2) para uma determinada região de velocidades e campos magnéticos e para temperaturas abaixo de  $T \sim 0,7t$ .

Verificou-se também, a diferença de comportamento quando o filme supercondutor movimentou-se através do campo magnético saindo e não saindo do mesmo.

Em alguns casos, notou-se em vez de dissipação de energia, um aumento de energia, o que é explicado pela retenção de fluxo magnético pelo filme.

Observou-se também, dissipação de energia, quando o filme movimentou-se em campo magnético homogêneo. Esta

dissipação ocorre em campos magnéticos pequenos ( $H \sim 10^{-2} H_c$ ),  
e numa região estreita de campo.

## Agradecimentos

Agradeço o Prof. Dr. Daltro Garcia Pinatti pela orientação, ajuda e apoio durante o trabalho.

Agradeço a Profa. Dra. Zoraide P. Arguello pela obtenção das amostras e os Srs. Álvaro Cardoso Azevedo e Naoyuki Sugimori pela medida da espessura dos filmes.

Agradeço os Srs. Antonio Luiz P. Pinelli, Carlos P. Pinelli, Clenio Pedro Casarin e Carlos Roberto Dainessi pela eficiente ajuda no projeto, na sua execução e, sobretudo, pela assistência técnica durante o trabalho. Também os Srs. Juvenal X. de Oliveira, Luiz N.S.R. Bufarah, Antonio João Polaquin, José Cícero M. Brandão, Paulo Cesar B. Serra e Gilberto Feriani pela ajuda na execução do projeto.

Agradeço o colega Sérgio Molehcke pelas discussões proveitosas; Antonio Amaral pela elaboração dos programas computacionais; Milton S. Torikachvili pela ajuda na redação deste trabalho. A todos esses e mais Sergio Gama, Danilo Zanatta e Antonio Rubega quero agradecer também, pela ajuda nas medidas.

Agradeço a Srta. Ester Viana pela colaboração constante e pelo cuidadoso trabalho de datilografia.

Agradeço as Srtas. Maria Christina Thomé, Maria José L. Odellar, Dina Lida e as Sras. Vólia L. Crivelentti e Nely P. Ahmad pela ajuda durante o trabalho.

Agradeço a ajuda financeira da FAPESP, CNPq, UEC, MINI-PLAN, CAPES

Agradeço, enfim, a todos os que diretamente ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

## SÍMBOLOS

$H$	campo magnético
$J_s$	densidade da super-corrente
$\rho_N$	resistividade da fase normal
$\lambda$	comprimento de penetração
$\xi$	comprimento de coerência
$T_c$	temperatura crítica
$i_c$	corrente crítica
$d_c$	espessura crítica
$\kappa$	kappa de Ginsburg-Landau
$\eta$	coeficiente de viscosidade
$\phi_0$	fluxoide
$\sigma_N$	condutividade da fase normal
$t$	temperatura reduzida

## ÍNDICE

I - INTRODUÇÃO	
A. Colocação do Problema	1
B. Teorias sobre o movimento de fluxo	10
C. Objetivo do trabalho	15
II - PARTE EXPERIMENTAL	
A. Descrição do aparelho e amostras	17
B. Procedimento experimental	20
C. Métodos de Cálculo e análise de dados	24
D. Resultados experimentais	
1. Campo magnético local	31
2. Campo magnético homogêneo	36
3. Correntes de Foucault	39
III - PLANEJAMENTO PARA O FUTURO	40
IV - CONCLUSÃO	41
Apêndice I	42
Referências	46

## I - INTRODUÇÃO

### A. COLOCAÇÃO DO PROBLEMA

Supercondutores são materiais que tem a propriedade de ter sua resistência elétrica nula, quando estão abaixo de uma certa temperatura crítica  $T_c$ ; além disso, tornam-se diamagnéticos perfeitos. Devido a estas propriedades a passagem de corrente elétrica se processa sem dissipação de energia; fato este que lhes confere aplicação tecnológica de enorme valor.

Acontece que isto não é inteiramente válido para qualquer supercondutor em qualquer condição. Existem situações em que na passagem de corrente elétrica temos dissipação de energia que não é devida à resistência ohmica comum, mas devido a outros fatores. Seria de grande interesse para a tecnologia, se pudessemos eliminar esta dissipação; o primeiro passo para isto, é entender o seu mecanismo, assim poderemos influir nos fatores predominantes do mesmo, no sentido de eliminar ou diminuir a dissipação.

De acordo com o fator kappa de Ginsburg Landau, os supercondutores dividem-se em dois tipos; uma das propriedades que diferencia os dois tipos é a maneira pela qual é expelido o fluxo magnético do interior de um supercondutor. Num supercondutor do tipo I, abaixo do campo crítico  $H_c$  todo o fluxo é expelido e acima de  $H_c$ , o material torna-se "normal". Num material do tipo II abaixo do campo crítico  $H_{c1}$  todas as linhas são expelidas. Entre os campos  $H_{c1}$  e  $H_{c2}$  temos penetração de fluxo em forma de uma rede triangular de

vórtices com um quantum de fluxo magnético cada um (esta região é chamada estado misto). Acima de  $H_{c2}$  o material tem somente sua superfície supercondutora até  $H_{c3}$  a partir da qual é totalmente "normal".

Se um supercondutor do tipo I encontra-se num campo magnético homogêneo abaixo de  $H_c$ , devido ao coeficiente de desmagnetização é possível, que em alguma região o valor do campo magnético atinja  $H_c$ . Neste caso, haverá penetração das linhas de fluxo magnético no supercondutor e, quando acontecer este fenômeno dizemos que o supercondutor encontra-se em estado intermediário. O estado misto e o estado intermediário, apesar de serem parecidos (nos dois casos temos penetração das linhas de fluxo magnético) tem origens diferentes.

Se passarmos uma corrente elétrica num supercondutor que se encontra em estado misto ou intermediário, notaremos dissipação de energia que se processa com mecanismo ainda não esclarecido.

No caso dos supercondutores do tipo II, devido ao fato da sua energia de parede ser negativa, o estado de menor energia é aquele no qual há formação de vórtices; além disso este estado é estável, e já foi comprovado experimentalmente. (Maki (3) chegou a estudar um caso em que a rede de vórtices não seria estável; mas o próprio trabalho levanta dúvidas quanto a possibilidade prática da não estabilidade da rede.

Kim, Hempstead e Strnad (4) em 1964 chegaram a uma expressão empírica que descreve a dissipação de energia devido ao movimento dos vórtices. Logo em seguida Bardeen e

Stephen (5) fizeram um cálculo pelo qual o coeficiente de viscosidade obtido diferenciava-se do coeficiente empírico por um fator  $\alpha$ . Quase que ao mesmo tempo independentemente foram feitos outros cálculos (6-7).

Em muitas experiências tentou-se estudar este problema experimentalmente, mas ainda não foi demonstrada a validade de nenhum destes cálculos. Dependendo do tipo do fenômeno estudado, os resultados experimentais aproximam-se mais de um ou de outro, não se podendo ainda, chegar a conclusão sobre qual dos cálculos se aproxima mais da realidade.

Entretanto, apesar de, experimentalmente ainda não demonstrado, teoricamente parece não haver dúvida de que nos supercondutores do tipo II a dissipação de energia, quando se passa uma corrente elétrica é devida ao movimento de fluxo. O valor dessa dissipação em primeira aproximação, pode ser dado pelos cálculos (4) ou (5), ou então pelos cálculos (6) e (7), sendo estes dois últimos os menos aceitos.

O estado intermediário em supercondutores do tipo I foi pela primeira vez estudado por Landau (8). Como a energia de parede de um supercondutor do tipo I é positiva, à primeira vista, a formação de vortex é energeticamente desfavorável; baseando-se nisto, Landau propôs um modelo de lamelas, e calculou o seu formato minimizando a energia. O modelo proposto foi para o caso de uma amostra plana infinita, isto porque o coeficiente de desmagnetização deste tipo de amostra é tal que em qualquer campo magnético diferente de zero tem-se o estado intermediário. Experimentalmente foram obtidas fotografias que provavam a validade dessa teoria.<sup>(9)</sup> Admitindo-se a validade deste modelo, encontramos um sério problema, o de

como explicar a dissipação de energia em supercondutores, em estado intermediário. A primeira idéia é explicá-la novamente através do movimento de fluxo. Está claro que neste caso, a situação fica muito mais complicada do que no caso de movimento de vórtices. Teríamos que estudar o movimento de lamelas e achar uma relação entre este movimento e a dissipação de energia. É evidente que o problema ficaria muito mais simples se nos supercondutores do tipo I, no estado intermediário, fosse possível a formação de vórtices com um ou vários fluxóides cada um.

Experiências realizadas (8) mostraram, que ao passarmos uma corrente elétrica num supercondutor em estado intermediário, as lamelas movimentam-se até tomarem uma posição perpendicular à direção da corrente, e a partir daí a energia dissipada é devida apenas à passagem de corrente elétrica pelas regiões normais do supercondutor. Entretanto, os dados de outras experiências não concordam com a dissipação pura e simplesmente ôhmica das regiões normais em equilíbrio. Isto sugere que no caso do estado intermediário a formação de lamelas ocorre em certos casos, mas não obrigatoriamente em todos os casos. O próprio Landau, um pouco mais tarde, em 1943 (10) propôs um modelo energeticamente possível que não era o modelo lamelar puro, mas sim, um modelo lamelar modificado

O primeiro trabalho em que se mostrou a possibilidade de formação de vortex em supercondutores do tipo I foi em 1963 (11). Mais tarde, foi estudado o caso de campos magnéticos pequenos (chamaremos de campos pequenos, os campos bem menores que o campo crítico) e mostrado que neste ca

so a formação de vórtices é energeticamente mais favorável do que a formação de lamelas (12). Além disso, um estudo de Maki (13) e uma solução numérica da equação de Abrikosov (14) pelo Lasher (15) mostraram a possibilidade de formação de vortex no caso de um filme supercondutor do tipo I cuja espessura é menor do que uma certa espessura crítica  $d_c$ .

A pouco, foi estudado experimentalmente o estado intermediário em função do campo magnético e da espessura; e se mostrou por meio de fotografias a formação de vórtices nos supercondutores do tipo I (16), (17). (Cumprer lembrar que antes destes trabalhos, Baird (18) havia estudado o movimento de fluxo por meio de fotografias dinâmicas).

Pelos últimos trabalhos parece provada a possibilidade de formação de vórtices em supercondutores do tipo I. Interessa estudar esta formação de vórtices e o modo como ela tende para a formação de lamelas. Interessa também, estudar se a dissipação de energia é de fato devida ao movimento dos vórtices, e do que depende este movimento.

Muitos pesquisadores tentaram estudar estes problemas experimentalmente. Nas experiências feitas, na maior parte das vezes, passa-se uma corrente elétrica num supercondutor que se encontra em um campo magnético homogêneo (portanto, ou está em estado misto (tipo II) ou em estado intermediário (tipo I)), aí mede-se a diferença de potencial no supercondutor, diferença esta, que tem sido atribuída ao movimento de fluxo. Entretanto, nestes tipos de experiências, sempre sobram dúvidas: será de fato, a diferença de potencial, devida ao movimento de fluxo? Não será devida à fração do material em estado normal, ou algum outro fenômeno ainda desconhecido? Estas dúvidas são bem razoáveis, pois ainda

não é conhecido suficientemente o que acontece quando se passa uma corrente elétrica num supercondutor. Não sabemos como esta corrente influe sobre a estrutura do supercondutor. Por exemplo, sabemos que se passarmos uma corrente elétrica acima da corrente crítica o supercondutor torna-se normal; mas não se sabe o que acontece quando o valor da corrente está abaixo de  $i_c$ . É pouco provável que a corrente só influa no sentido de movimentar o fluxo.

Experiências deste tipo, além de terem os inconvenientes acima, tem mais alguns inconvenientes sérios: a reprodutividade nestas experiências deixa muito a desejar; os resultados dependem da geometria do filme, do campo e da corrente. Além disso, os resultados obtidos tem um valor mais qualitativo do que quantitativo, e de forma alguma está se conseguindo chegar a algum resultado global como, por exemplo, provar a validade ou não dos cálculos (4), (5), (6), (7).

Em 1965 foi feita, por I. Giaver, uma experiência (19) com intuito de provar que a diferença de potencial medidas nas experiências descritas era devida ao movimento de fluxo. A experiência feita foi a seguinte: fazia-se um sanduiche de supercondutores (uma camada de Sn em seguida uma camada de isolante e em seguida outra camada de estanho) que era colocado dentro de um campo magnético homogêneo perpendicular ao mesmo. Em seguida, passava-se uma corrente elétrica no supercondutor primário e media-se a diferença de potencial no secundário. Os resultados desta experiência mostraram que a diferença de potencial era devida ao movimento de fluxo. (Mais tarde foram estudados novamente sanduiches de Sn, e além destes também sanduiches de Pb (20)).

Apesar de as experiências descritas (19) , (20) demonstrarem que a diferença de potencial comumente medida era devida ao movimento de fluxo, não chegaram a mostrar como o fluxo se movimentava nem como era dissipada a energia.

Logo em seguida às experiências acima, em 1966, foi feita uma experiência (1) em bases diferentes das feitas até então. A base era a seguinte: já que é de interesse o estudo da dissipação num supercondutor e que tudo leva a crer ser esta dissipação, devida ao movimento de fluxo magnético, o fenômeno deveria ser estudado por algum meio que não pudes se interferir nos fenômenos eletro-magnéticos; pois, a passagem da corrente elétrica sendo um fenômeno eletromagnético influiria no movimento de fluxo. Aliás, provoca o movimento, além de outras interferências. A experiência idealizada por Houston mediu a dissipação de energia através da medida do amortecimento de um pêndulo de torção, contendo amostras supercondutoras. O movimento de fluxo era provocado pela passagem da amostra supercondutora em um campo magnético localizado. Os dados experimentais obtidos foram analisados através do cálculo da referência (1) (que no fundo é o mesmo do trabalho (5) adaptado para supercondutores do tipo I, e para um vortex com vários fluxoides) chegando-se a conclusões coerentes. Embora tenha trazido conclusões interessantes, esta experiência, não conseguiu demonstrar nem a validade da teoria usada, nem deu qualquer possibilidade para se descobrir se o fluxo movimenta-se em micro-vórtices, em um macro-vortex ou em vários macro-vórtices. Isto porque, de acordo com a teoria utilizada, a energia dissipada é proporcional à quantidade de fluxo que atravessa a amostra, independentemente de co

mo este fluxo atravessa a mesma. Mais tarde, em 1968, apareceu mais um cálculo (2) no qual é analisado o caso de um vortex com um fluxóide; porém, de acordo com as variáveis da expressão de sua energia, nota-se que o valor da energia dissipada varia em função de como o fluxo atravessa a amostra. Este cálculo diferencia-se do do trabalho (1) principalmente por supor um vortex com um carôço macio, enquanto que no cálculo (1) se supõe um carôço rígido. Esperamos que a solução completa do cálculo do trabalho (2) permita analisar melhor os dados experimentais do trabalho (1). (\*)

Clem (21) fez uma análise do movimento de vortex e do gradiente térmico em jogo no processo, chegando-se a conclusão que a dissipação de energia dada pelo cálculo da referência (5) não é dissipação total. De acordo com este trabalho devemos acrescentar a dissipação devido ao gradiente térmico. Os cálculos feitos neste trabalho são para os supercondutores do tipo II, mas não se tem nenhum motivo para duvidar que nos supercondutores do tipo I este efeito também esteja presente. Mas por ser um efeito relativamente pequeno, pode ser considerado como uma correção em primeira ordem da solução do trabalho (5) ou (1), (2).

Mais tarde, em 1967, foi feita uma experiência (22) no mesmo estilo da (1) mas, para supercondutores do tipo II, não se chegando também, a nenhum resultado conclusivo.

Em 1971, Fraight (23) estudou a dissipação de energia por meio de um pêndulo de torção, mas com a geometria

---

(\*) Na secção IB define-se o carôço macio e o rígido.

de campo magnético diferente da do trabalho da referência (1) e novamente, não se chegou à conclusão mais geral a respeito da energia dissipada.

No momento, o quadro que se apresenta é o seguinte: existem fotografias de vórtices em supercondutores tanto do tipo II como do tipo I. Sabe-se que os vórtices movimentando-se dissipam energia, e esta energia em primeira aproximação pode ser descrita ou pela teoria empírica de Kim Hempstead e Strnad (4) ou pela teoria de Pardeem e Stephen (5) em supercondutores do tipo II, e os cálculos de Smith (1) e Pinatti (2) no tipo I. Sabe-se também, que estas teorias não chegam a descrever completamente a dissipação, nelas não se leva em conta fatores como: tamanho de vortex, distribuição de vórtices, interação de vórtices entre si e entre os centros de aprisionamento, fluxo retido, gradiente térmico, gases, etc. Não se sabe também, em que condições temos a formação de vórtices com um fluxóide, com vários fluxóides ou lamelas. Além disso, tem-se um problema completamente em aberto, o problema da dissipação de energia no caso do movimento de lamelas.

Para finalizar, podemos dizer, que apesar de ainda não se conhecer completamente o mecanismo da dissipação de energia devido ao movimento de fluxo em supercondutores, pelo menos, já se conhecem alguns caminhos que devem ser seguidos para estudá-la-.

## B. TEORIAS SOBRE O MOVIMENTO DE FLUXO

Descreveremos sucintamente a dedução feita por Smith (1).

Num caso estacionário a velocidade da super-corrente é  $\vec{v}_s(\vec{r})$ , onde  $\vec{r}$  é o vetor posição do centro da região. Se a região estiver movimentando-se com velocidade constante  $\vec{v}_L$ , o vetor  $\vec{r}$  é substituído por  $(\vec{r} - \vec{v}_L t)$ , e a equação de movimento de super-eletrons será:

$$\frac{\partial \vec{v}_s}{\partial t} = - (\vec{v}_L \cdot \text{grad}) \vec{v}_s = \frac{e\vec{E}}{m}$$

ou 
$$-\vec{E} = \frac{m}{e} (\vec{v}_L \cdot \text{grad}) \vec{v}_s$$

ou ainda 
$$\vec{E} = \frac{m}{e} \vec{v}_L \times \text{curl } \vec{v}_s - \frac{m}{e} \text{grad } (\vec{v}_L \cdot \vec{v}_s) \quad (1)$$

utilizando a equação de De Gennes (24)  $\vec{H} + \lambda^2 \text{rot rot } \vec{H} = 0$ , as equações de Maxwell, e a expressão de  $\lambda$  de London; a expressão (1) pode ser escrita como:

$$\vec{E} = - \frac{\vec{v}_L}{c} \times \vec{H} - \text{grad } \phi \quad (2)$$

onde

$$\phi = \frac{m}{e} \vec{v}_L \cdot \vec{v}_s$$

supondo também que um vortex contém um número  $n$  de quanta de fluxo, a continuidade de potencial na região  $r = a$  (onde  $a$  é o raio do carôço do vortex), e que  $a \gg \lambda$  chegamos à expressão:

$$\left| \text{grad } \phi_i \right| = \frac{v_L n \hbar}{2ea^2} - \frac{v_L H c}{2c} \quad (3)$$

Lembrando que  $\nabla a^2 H_c = n \phi_0$  (4)

e substituindo (4) em (3), obtemos

$$\text{grad } \phi_i = 0$$

onde  $\phi_i$  é o potencial na região interior ao vortex. Em seguida, se substituirmos este valor em (2) encontramos

$$\vec{E} = \frac{\vec{v}_L \times \vec{H}}{c}$$

ou ainda, dentro do vortex

$$E = \frac{v_L H_c}{c} \quad (5)$$

como a potencia dissipada é

$$D = \nabla a^2 \sigma E^2 = \frac{\sigma v_L^2 H_c^2 \nabla a^2}{c^2} \quad (6)$$

concluímos que

$$\eta_{th} = \frac{\sigma H_c^2 \nabla a^2}{c^2} \quad (7)$$

Mostraremos agora, sucintamente, algumas das bases e das conclusões de mais um cálculo para os supercondutores do tipo I.

Este cálculo, diferencia-se dos outros pelo facto de usar um modelo de carôço macio e não um carôço rígido. O que se faz neste cálculo é: substituir a solução de Pinatti das equações de Ginsburg-Landau na equação

$$\vec{E} = - \frac{m}{q} (\vec{v}_L \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}_s$$

que é a mesma usada por Smith, mas lembrando que da solução de GL-2 pode-se tirar o valor de  $\vec{J}_s$

$$J_s = \frac{c \sqrt{2} H_c}{4\pi \lambda_0} f^2 Q \quad (8)$$

obtendo assim para uma aproximação de ordem zero

$$\eta = \frac{2 \sigma_N H_c^2 \lambda_0}{c^2} \epsilon_H \quad (9)$$

e para a potência dissipada

$$\Delta W = \frac{2 \sigma_N H_c^2 \epsilon_H \lambda_0 v_L^2}{c^2} \quad (10)$$

Neste modelo, o vortex é uma região de eletrons normais num mar supercondutor. Este mar é formado sô por eletrons supercondutores sômente a 0° Kelvin. Para temperaturas diferentes de zero, em especial, perto da temperatura de transição, uma considerável fração de eletrons encontra-se em estado normal.

Comparemos agora os coeficientes de viscosidade dos dois cálculos acima; para o caso de um vortex com um fluoide temos:

$$\eta_{th} = \frac{\sigma H_c^2 \pi \lambda^2}{c^2} \quad \eta_p = \frac{2 \sigma_N \epsilon_H H_c^2 \lambda^2}{c^2}$$

onde:  $\eta_{th}$  = coeficiente de viscosidade pelo cálculo de Smith  
 $\eta_p$  = coeficiente de viscosidade pelo cálculo de Pinatti

Podemos tirar uma relação entre os dois coeficientes obtendo:

$$\eta_p = \frac{2}{\pi} \epsilon_H \eta_{th}$$

Como o  $\epsilon_H$  depende praticamente só do kappa de Ginsburg-Landau que é o coeficiente que caracteriza as propriedades supercondutoras do material e pouco varia com a temperatura, podemos considerar que os coeficientes de viscosidade no caso de um vortex com um fluxóide, deduzido a partir dos dois cálculos diferenciam-se por um fator constante, que depende somente do fator kappa.

Entretanto, no caso de vortex com vários fluxóides, os coeficientes de viscosidade dos dois cálculos, parecem não ter uma relação tão simples entre si, pois, de acordo com o cálculo de Smith a dissipação depende da quantidade de fluxo que atravessa o supercondutor, mas não depende de como este fluxo o atravessa, enquanto que no cálculo de Pinatti (embora o problema ainda não tenha sido resolvido) nota-se a partir de (8) que a dissipação devida a um vortex com  $n$  fluxóides é diferente da dissipação de  $n$  vortices com um fluxóide. Isto pode ser notado, se analisarmos a solução das equações de Ginsburg-Landau obtida por Pinatti pegando por exemplo a expressão:

$$Q = A K \frac{1}{1+n} \left( \frac{a_n \rho^{n+1}}{n+1} \right) \quad (11)$$

na qual foi suposto  $n=1$

Da expressão (11) nota-se  $Q(n) \neq nQ(n=1)$

Concluindo, pode-se dizer que atualmente temos dois cálculos (de Smith e de Pinatti) para a dissipação devido ao movimento de fluxo em supercondutores do tipo I. Teoricamente o cálculo de Pinatti é o que melhor descreve o fenô

meno, mas, experimentalmente, ainda não se pode comprovar esta afirmação, pois, sua energia dissipada diferencia-se da de Smith, aproximadamente, por um fator constante em função da temperatura (para o caso de um vortex com um fluxóide). Esperamos que seja possível chegar a alguma conclusão em relação a qual dos cálculos melhor descreve o fenômeno, depois de se calcular a dissipação de acordo com o modelo de Pinatti para o caso de um vortex com  $n$  fluxóides.

### C. OBJETIVO DO TRABALHO

O objetivo era construir um aparelho, suficientemente sensível, para o estudo de parâmetros envolvidos na dissipação de energia devida ao movimento de fluxo magnético. Esse aparelho teria que possibilitar o estudo da dissipação sem interferir na mesma.

Até o início do nosso trabalho, havia somente duas experiências neste sentido, (1), (22), mas nenhuma das duas chegou a estudar o problema em função de vários parâmetros teóricos. (Mais tarde foi publicado mais um trabalho (23) no mesmo estilo que os dois anteriores, onde se estudou o problema mais detalhadamente, mas, mesmo assim, não chegou a conclusões mais gerais, como por exemplo, comprovar ou não as teorias existentes).

Como base dever-se-ia tomar o aparelho idealizado por Houston e modificá-lo até se conseguir sensibilidade suficiente para o estudo desejado; uma vez que, na experiência realizada por Smith, os resultados para os filmes supercondutores não foram suficientemente convincentes. O resultado desta experiência mostrou haver dissipação devido ao movimento de fluxo, mas esta dissipação se apresentou constante em função da velocidade com que o fluxo se movimentava do supercondutor. Uma das explicações possíveis para se obter este resultado, poderia ser a falta de sensibilidade do aparelho.

Depois de construído o aparelho, pretendíamos fazer um estudo genérico dos fenômenos de dissipação em fun-

ção dos parâmetros teóricos (velocidade, campo magnético, temperatura, espessura, composição, tratamento térmico), deixando o estudo detalhado da influência de cada variável, no processo da dissipação, para o futuro.

## II - PARTE EXPERIMENTAL

### A. DESCRIÇÃO DO APARELHO E AMOSTRAS

Uma vista do aparelho encontra-se na fig. 1. As duas amostras (filmes supercondutores) são colocadas em um disco de celeron, que está preso a uma barra de vidro e esta por sua vez a um fio de tungstênio, formando esse conjunto um pêndulo de torção. O disco movimenta-se, de forma tal que os filmes cortam o campo magnético localizado. Esse campo magnético localizado é fornecido pelos dois toróides, ligados em série, feitos de um fio de uma liga supercondutora de Ni e Ti.

Durante a experiência o disco de celeron com as amostras, movimenta-se em hélio líquido.

O pêndulo é colocado em movimento manualmente. O deslocamento máximo do pêndulo é observado, através de uma janela de vidro, por meio de uma luneta, numa escala circular, graduada, presa ao pêndulo. A graduação desta escala é de um em um grau.

A temperatura é determinada por meio de uma resistência de carvão calibrada.

Dados:

momento de inércia do conjunto (celeron, amostras, escala barra de vidro:  $99,8 \text{ g.cm}^2$

toróides: liga de Ni-Ti enrolada em uma barra de pyrex de 5 mm de diâmetro, fornecendo 40 G/A.

comprimento do fio de tungstênio: 900 mm

diâmetro do fio de tungstênio: 65  $\mu$

comprimento da barra de vidro: 116 mm

diâmetro do disco de celeron: 63 mm

diâmetro da barra de pyrex: 6 mm

campo magnético local máximo: 600 G

campo magnético homogêneo máximo: 200 G

O aparelho acima descrito permite o estudo de dissipação devido ao movimento de fluxo em: filmes, amostras e fios. Todos estes estudos podem ser feitos em temperaturas à partir de ambiente até 1,2° K.

A sensibilidade do aparelho durante as medidas foi:

a - dissipação detectável qualitativamente  $\sim 10^{-10}$  joules

b - dissipação medida - à partir de  $5 \times 10^{-9}$  joules

O aumento da sensibilidade em cinco vezes não apresenta nenhuma consequência negativa, nem muita dificuldade na execução.

### Amostras

As amostras utilizadas foram evaporadas na máquina Balzer à temperatura ambiente. O substrato é uma lâmina de microscópio comum, em cima da qual foi depositada uma camada de Sn, e em seguida uma camada fina de monóxido de silício. A camada de monóxido de silício foi depositada

para proteger o filme da oxidação. (Não chegamos a verificar se tal camada exerce alguma influência sobre as propriedades estudadas nos filmes, mas acreditamos que não influencia, pois no trabalho (25) foi estudado este fator não encontrando nenhuma influência).

As bordas dos filmes tem ondulações menores do que  $0,5 \mu$ . Tivemos um cuidado todo especial com a ondulação da borda do filme, pois, o objetivo da experiência é, além de estudar a dissipação de energia devido ao movimento de fluxo, estudar também, o problema de formação de vórtices em condições o menos possível forçadas. Dizemos isto, pois existe a possibilidade de que a ondulação do filme provoque "quebra" do fluxo em vários vórtices.

As dimensões dos filmes são  $12 \times 27$  mm. A espessura das duas camadas (Sn e SiO) é de  $3.200 \pm 600 \text{ \AA}$ . As camadas em separado não foram medidas, mas como a camada de SiO é bem mais fina que a camada de Sn, estimamos que a camada de estanho tenha de 2.000 a 3.000  $\text{\AA}$ .

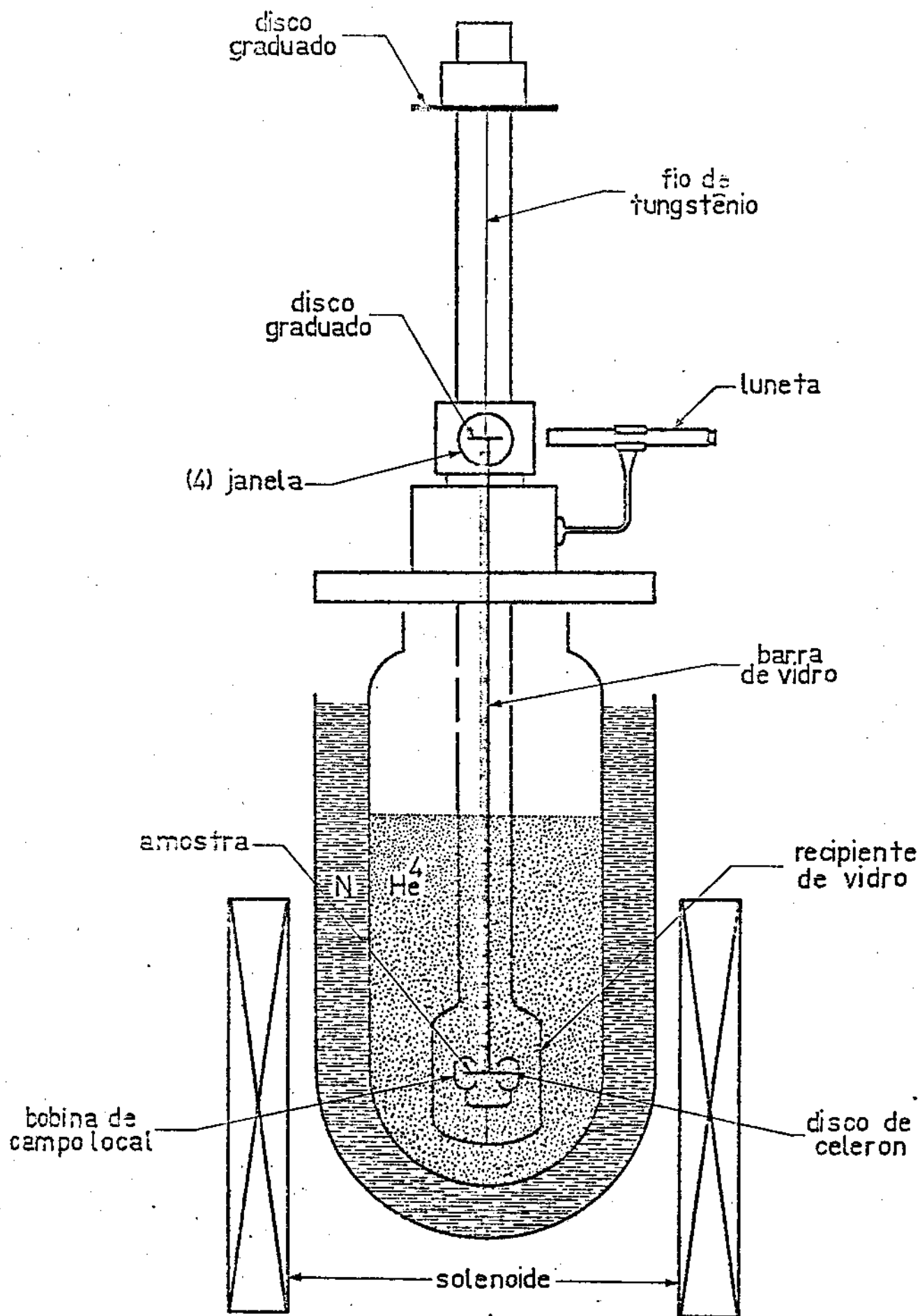


Fig.1-ESQUEMA DO CONJUNTO

## B. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Antes de montar o pêndulo dentro do Dewar, alinhávamos e calibrávamos as bobinas de Helmholtz que neutralizam o campo magnético terrestre, com precisão de 2 mG.

(Estimamos que durante a experiência a precisão é de uma ordem de grandeza pior do que na hora da calibração; isto porque, o campo magnético terrestre muda em função de tempo, e além disso, devido ao possível deslocamento das bobinas de Helmholtz durante a transferência de hélio). Em seguida era montado o pêndulo, e então começava-se a experiência propriamente dita.

Como a temperatura crítica de Sn é abaixo da temperatura de hélio líquido, para se fazer a experiência tínhamos necessidade de fazer um bombeamento sobre o mesmo. A temperatura era medida simultaneamente por um manômetro de mercúrio, e por um termômetro de resistência (resistência de carvão) que se encontrava aproximadamente a 5 mm do disco do pêndulo. A experiência mostrou uma sensibilidade muito grande ao fator temperatura, e necessidade de uma grande estabilidade na mesma. No caso de um conjunto de medidas à mesma temperatura, o valor da temperatura era conhecido com precisão de centésimos de grau, mas para se conseguir obter resultados razoáveis, necessitávamos de uma estabilidade de décimos de milésimos de graus. O bombeamento sobre o hélio processava-se aproximadamente de 10 a 15 hs até atingir-se esta estabilidade, só então, podia-se começar a fazer as medidas.

Logo depois de se ter comprovado que a sensibilidade do aparelho é suficiente para a medida dos efeitos de

sejados, teve-se o cuidado de fazer uma verificação se os filmes em questão eram suficientemente puros a ponto de apresentarem propriedades supercondutoras. Para isto, primeiramente, verificamos se havia dissipação de energia devido a aplicação de campo magnético local à temperatura de hélio líquido, e qual o valor desta dissipação. (Esta dissipação é devida às correntes de Foucault induzidas no material normal). Verificamos que de fato havia dissipação devido as correntes de Foucault, e que a mesma é de uma ordem de grandeza menor do que a dissipação abaixo da temperatura crítica. Não obstante isso, esta ainda não era uma prova definitiva a favor do fato de o filme ter propriedades supercondutoras. Para provar definitivamente que o filme é supercondutor, fizemos a seguinte experiência: estabelecemos uma temperatura bem próxima de  $T_c$ , medimos a dissipação; em seguida aplicamos além do campo localizado um campo homogêneo da ordem de poucos Gauss verificando novamente a dissipação. O fato da dissipação encontrada ser semelhante à que foi medida à temperatura de hélio líquido, prova que os nossos filmes são filmes com propriedades supercondutoras. (Embora muito promissor, o estudo das correntes de Foucault não as estudamos, pois o nosso objetivo imediato era o estudo da dissipação de energia em supercondutores).

Após termos a temperatura estabilizada, ligávamos as bobinas de Helmholtz e medíamos a dissipação mecânica do nosso pêndulo. Para isto tínhamos o pêndulo parado numa posição fixa 1, lhe dávamos manualmente, uma rotação de  $120^\circ$  (o valor do ângulo desta rotação não é rígido e durante a experiência foi mudado várias vezes; de acordo com a temperatura e o campo magnético aplicado, esta rotação tem um valor

mínimo necessário. A rotação de  $120^\circ$  foi a máxima usada por nós) até o ponto fixo 2. Tivemos o cuidado de manter este segundo ponto fixo exatamente no ponto onde o pêndulo, depois de parado, estaria na posição tal que o centro dos filmes fique exatamente na posição do centro das bobinas locais (esta posição 2 foi determinada com um erro de  $\pm 3^\circ$  antes do conjunto ser montado dentro do Dewar). Em seguida medíamos as "amplitudes" e os "semi-períodos" (chamaremos de semi-períodos, o tempo que o pêndulo leva, para ir de uma posição de energia cinética nula, até a próxima posição de energia cinética nula) das oscilações do pêndulo. O período era medido com cronômetro de segundos, e esta medida era feita em semi-períodos alternados.

Depois da amplitude de oscilação tornar-se pequena (isto variava dependendo do caso de  $20^\circ$  a  $1^\circ$ ) voltávamos o pêndulo à posição fixa 1, e esperávamos até o mesmo ter vibrações de amplitude menor do que um grau. Em seguida, aplicávamos o campo magnético, tendo o cuidado de esperar até o pêndulo "parar" novamente. Isto porque, devido ao fluxo retido, no instante em que se aplicava o campo, o pêndulo voltava a oscilar. Em seguida girávamos o pêndulo até a posição fixa 2 medindo novamente as "amplitudes" e os "períodos". O extremo cuidado em esperar o pêndulo "parar" antes de colocá-lo em movimento é devido a dois fatores: em primeiro lugar, se é dado um torque ao pêndulo em movimento no sentido contrário ao mesmo, o pêndulo na maior parte das vezes, além de ter um movimento rotacional, começa a balançar, chegando a dar uma dispersão de 30% no valor dos dados; o segundo fator é o fato de a análise inicial dos dados, durante a medi-

da, ser bastante simplificada se tomarmos êstes cuidados.

O processo descrito acima foi repetido, para ca da temperatura, para vários valores do campo localizado.

No estudo da dissipação de energia para o caso de aplicação de campo homogêneo, o processo de medida foi exatamente o mesmo.

## C. MÉTODOS DE CÁLCULO E ANÁLISE DE DADOS

Para analisar os dados experimentais tínhamos dois métodos de cálculo: o primeiro devido a Wraight e o segundo devido a Smith.

Daremos sucintamente as bases dos dois métodos:

1º método: O movimento do pêndulo é descrito pelas equações:

$$a) \quad x = A(t) \sin \omega t$$

$$b) \quad \dot{x} = \omega A(t) \cos \omega t + (dA/dt) (\sin \omega t)$$

$$c) \quad E = \frac{1}{2} K \omega^2 A^2$$

$$d) \quad + \Delta E = \frac{1}{2} K \omega^2 (A_1^2 - A_2^2) = K \omega^2 A \Delta A$$

$$\text{onde} \quad A = (A_1 + A_2)/2$$

$$e) \quad - \Delta E = \int_{A_1}^{A_2} f(\dot{x}) dx$$

onde as seguintes aproximações são admitidas: o amortecimento é considerado pequeno de modo que o termo  $\frac{dA}{dt} \sin \omega t$  possa ser desprezado; o período é considerado constante para que a equação c seja válida; o amortecimento devido a dissipação magnética é contínuo durante toda a oscilação.

Expandindo  $f(\dot{x})$  em série e substituindo na equação e temos:

$$f(\dot{x}) = c_0 + c_1 \dot{x} + c_2 \dot{x}^2 + \dots + c_n \dot{x}^n$$

$$- \Delta E = K \omega^2 A \Delta A = A \left\{ 2c_0 + \frac{1}{2} c_1 \omega A + \frac{4}{3} c_2 \omega^2 A^2 + \frac{31}{8} c_3 \omega^3 A^3 + \dots \right\}$$

Comparando as duas equações vemos que a menos de constantes o gráfico  $f(x)$  contra  $x$  tem o mesmo comportamento que o gráfico  $\Delta A$  contra  $\Delta$ .

Aplicamos este método para os dados experimentais e chegamos a conclusão que ele só pode ser aplicado com a finalidade de se obter uma noção qualitativa dos fenômenos, principalmente pelo fato do amortecimento devido a dissipação magnética não ser contínuo durante toda a oscilação e o período variar até  $1/3$  do valor inicial. Apesar de tudo isto, este método foi por nós usado várias vezes devido a sua simplicidade e a rapidez dos cálculos necessários.

2º método: Aqui é calculada a energia dissipada e a velocidade média com que os filmes atravessam o campo magnético em cada rotação. O cálculo é feito a partir das equações de um pêndulo de torção; o número de aproximações usadas é pequeno, além de introduzirem erros pequenos.

As expressões para a energia dissipada em uma dada rotação devido a fenômenos magnéticos, e a velocidade média com que os filmes passam pelo campo são dados abaixo:

$$E_{\text{mag}} = \frac{1}{2} K \{ X_{n-1}^2 (1-A) - X_n'^2 \}$$

$X_n$  - amplitude do pêndulo na oscilação  $n$

$A$  - coeficiente que descreve dissipação mecânica  
do pêndulo

$K$  - tirado da expressão

$$T = 2\pi \sqrt{I/K}$$

$$v_{\text{med}} = R_a \dot{x}_{\text{med}}$$

onde

$$\dot{x}_{med} = \frac{2d}{T} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \arccos (d/2X_a) \right\}^{-1}$$

onde:

$v_{med}$  = velocidade média tangencial na passagem pelo campo magnético

$R_a$  = distância do eixo do pêndulo até o centro da bobina local

$T$  = período

$\dot{x}_{med}$  = velocidade média angular na passagem pelo campo

$d$  = diâmetro da bobina em raios

$X_a$  = amplitude do movimento

(Cálculo detalhado encontra-se no apêndice I)

Este método provou ser bem mais preciso que o anterior, sendo que todos os resultados apresentados neste trabalho foram decorrentes deste cálculo. O cálculo dos valores da energia e velocidade foram efetuados no computador IBM 1300.

### Análise de dados

Após calculados os valores de energia e velocidade pelo método 2, tínhamos vários caminhos para iniciar a análise. Um dos caminhos seria calcular o valor numérico de  $\eta/a^2$  como foi feito por exemplo no trabalho da referência(1); entretanto o valor numérico de  $\eta/a^2$  não é constante característica do material. Além deste fator, que por si só já é suficiente para sugerir uma mudança neste tipo de análise en-

contramos mais um problema sério: a partir do cálculo numérico de  $\eta/a^2$  não podemos concluir nada sobre as teorias e hipóteses utilizadas.

Os problemas acima podem ser evitados fazendo a seguinte análise:

A força viscosa admitida pelas teorias é igual a:

$$F = \eta v_L$$

onde o  $\eta$  é o coeficiente de viscosidade e o  $v_L$  a velocidade com que se movimenta o fluxo.

Se tentarmos fazer uma analogia com fluido-dinâmica notamos que nesta expressão falta um termo, que seria o equivalente à área da secção do objeto em movimento em um fluido. Além disto, analisando a expressão acima com mais de talhe podemos notar que o coeficiente de viscosidade assim definido não é característico do material, mas depende do campo magnético em que se acha o supercondutor.

Para termos uma melhor analogia entre os dois efeitos, podemos associar o campo magnético aplicado, em supercondutores, com a área da secção do objeto em fluido-dinâmica, escrevendo, em seguida, a expressão (7) em uma forma diferente. Com isto não modificamos o seu valor inicial, mudamos entretanto alguns conceitos físicos em jogo

$$F = \eta v_L = ( \sigma H_C^2 \pi a^2 v_L ) / c^2 \quad (12)$$

Se supusermos vórtices com carôços rígidos, podemos escrever

$$HS = \pi a^2 H_C \quad (13)$$

onde:  $H$  = campo magnético aplicado

$S$  = área da espira da bobina do campo local

então:

$$H_c = \frac{HS}{a^2 \eta} \quad (14)$$

Substituindo (14) em (12) obtemos

$$F = \eta v_L = \frac{\sigma}{c^2} SH_c H v_L \quad (15)$$

Aplicando aqui a analogia com fluido-dinâmica podemos escrever:

$$F = \eta' H v_L \quad (16)$$

Tirando das expressões (15) e (16) a relação:

$$\eta' H = \eta = \frac{\sigma}{c^2} SH_c$$

ou

$$\eta' = \frac{\sigma}{c^2} SH_c \quad (17)$$

Acreditamos que é mais adequado chamar de coeficiente de viscosidade  $\eta'$  em vez de  $\eta$ , já que é o  $\eta'$ , que caracteriza as propriedades supercondutoras do material.

As fórmulas 16 e 17 nos sugerem a análise dos dados experimentais descrita abaixo.

Como a teoria de Smith não leva em conta as forças de retenção de fluxo, na energia real obtida deverá aparecer mais um fator, que chamaremos de  $E_r$

$$E/l = \eta v_L + E_r/l$$

É de se esperar que as forças de retenção de fluxo dependam pouco da velocidade; podendo-se considerar então  $E_r$  como constante (em função de velocidade) na equação acima.

Se fizermos um gráfico de  $E$  contra  $v_L$  poderemos

notar imediatamente onde esta fórmula pode ser aplicada e onde não. Nas regiões onde pode ser aplicada, podemos também tirar o valor de  $\eta$ . Em seguida podemos fazer o gráfico de  $\eta$  em função de  $H$  podendo ver as regiões em que são válidas as fórmulas até aqui usadas. Até aqui, no fundo, não foram usadas as bases da teoria de Smith. Dizer que a dissipação de energia é proporcional à velocidade e ao campo aplicado não significa dizer que a teoria de Smith ou qualquer outra seja válida. Entretanto, se o coeficiente de viscosidade  $\eta'$ , encontrado experimentalmente, coincidissem com o valor numérico do de Smith, ou de Pinatti, ou qualquer outro cálculo, poderíamos dizer que o cálculo descreve muito bem a realidade.

Podemos agora analisar  $\eta'$ . O seu valor de acordo com o cálculo de Smith é

$$\eta' = \frac{\sigma}{c^2} S H_c$$

No cálculo de  $\eta'$  não foram considerados vários fatores, tais como: carôço macio, estrutura dos vórtices, interação entre os vórtices; portanto é de se esperar que o valor de  $\eta'$  experimental não coincida com o teórico. Introduziremos então uma função  $g$  que descreva como os fatores acima influem na dissipação de energia. O novo coeficiente de viscosidade então será :

$$\eta'' = g \eta' = \frac{\sigma}{c^2} g S H_c$$

Se a teoria de Smith descreve corretamente o fenômeno, o valor de  $g$  será um.

O próximo passo é o gráfico de  $\eta''$  em função de

$H_c$ , a tangente da curva deste gráfico nos dará o valor de  $g\sigma$ . Este é o ponto final de nossa análise, pois, infelizmente não conhecemos o valor de  $\sigma$ . Smith supoz constante com a temperatura; se isto fosse verdade teríamos imediatamente a função  $g(t)$ . Entretanto, como mostram outras experiências (2), (25) a resistividade do material abaixo da temperatura crítica varia enormemente com a temperatura. No caso da experiência da referência (2) conseguimos achar uma expressão que se adapta razoavelmente a curva experimental, e é

$$\rho = f (1 - t^2)^{-1} \quad (19)$$

Se pudéssemos usar este tipo de expressão para o  $\sigma$  teríamos possibilidade de encontrar uma expressão empírica que descrevesse os efeitos não levados em conta no cálculo de Smith. Infelizmente, a dúvida reside no fato de se a expressão (19) pode ou não utilizada para qualquer material. Esta expressão foi obtida para amostras de molibdênio. Além disso há de se considerar que estamos trabalhando com filmes onde as grandezas obtidas de amostras sólidas não são diretamente aplicáveis. Devido a estes fatores não podemos encontrar o valor de  $g$ .

## D. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

### 1. Campo magnético local

#### a - Resultados

O gráfico da fig. 2 é típico dos gráficos de energia contra velocidade para campos acima de um valor específico  $H_1$  que será definido posteriormente. As conclusões tiradas a partir deste gráfico são válidas para todas as temperaturas e todos os campos magnéticos aplicados.

O gráfico 2 mostra haver uma mudança de comportamento de energia dissipada em função da velocidade. Estas mudanças ocorrem para  $X_n \sim 22^\circ, 58^\circ, 160^\circ$ .

O trecho por nós analisado foi de  $X_n$  entre  $58^\circ$  e  $160^\circ$ . Este trecho foi analisado porque é o trecho onde a dependência da energia em função da velocidade é linear, é o trecho onde temos o maior número de pontos experimentais; os cálculos da energia dissipada nesta região apresentam erros menores do que 5% enquanto que acima de  $160^\circ$  os erros chegam a 20% e no trecho entre  $22^\circ$  a  $58^\circ$  o erro devido a variação de período é de 30%. Futuramente, depois de resolver o problema de precisão nas medidas e cálculos, estudaremos com mais detalhes as regiões abaixo de  $58^\circ$  e acima de  $160^\circ$ .

Prosseguindo a análise da região entre  $58^\circ$  e  $160^\circ$  temos as figuras de 3 a 7. Os gráficos evidenciam uma diferença de comportamento de  $\eta$  em função de campo  $H$  aplicado. Para valores de  $H > H_1$  e  $H < H_2$  o comportamento de  $\eta$  em função de  $H$  é linear. Abaixo de  $H_1$  o comportamento não é

linear tendo uma descontinuidade em  $H_1$ . Acima de  $H_2$  os dados experimentais por nós obtidos são poucos para se poder dizer algo sobre o comportamento de  $\eta$ .

Prosseguindo a análise analisamos o  $\eta$  entre  $H_1 < H < H_2$  pois é a região, que até aqui, concorda com as hipóteses teóricas.

Prosseguindo temos então, a curva da fig. 9, esta curva foi obtida tirando-se os valores de  $\eta''$  dos gráficos de 3 a 7 para  $H_1 < H < H_2$ .

#### b- Explicações dos fenômenos observados

No gráfico 2 a mudança de comportamento em  $58^\circ$  é de caráter geométrico, uma vez que para  $X_n > 58^\circ$  o filme em oscilação sai totalmente do campo magnético, enquanto que para  $X_n < 58^\circ$  o filme não chega a sair do campo magnético.

Os fenômenos físicos decorrentes deste fator são os seguintes: o processo de estabelecimento de vórtices em movimento inicia com a formação de vários vórtices (de acordo com as condições da borda) que posteriormente são agrupados em macro-vórtices maiores em função da velocidade com que a borda penetra no campo magnético. A união de vórtices depende dos fatores tais como: nucleação dos vórtices na borda do filme, tempo de vôo dos vórtices através do filme, condições hidrodinâmicas de movimento dos vórtices. Quando o filme não sai do campo magnético, independente de como se processa a nucleação inicial, a tendência é dos vórtices se agruparem em alguns macro-vórtices ou mesmo em um

macro-vortex.

A fig. 2 evidencia que a dissipação de vários vórtices ( $X_n > 58^\circ$ ) é maior do que a dissipação de um macro-vortex ( $X_n < 58^\circ$ ).

Todas as retas obtidas dos gráficos de energia contra a velocidade, tanto para  $160^\circ > X_n > 58^\circ$  como para  $X_n < 58^\circ$ , para quaisquer campos magnéticos aplicados não passam pela origem, comprovando mais uma vez a existência das forças de retenção de fluxo magnético.

A análise do comportamento da dissipação para baixos campos magnéticos ( $H < H_1$ ) nesta experiência em particular, é bastante comprometida devido ao fluxo retido. Quando o filme atravessa completamente o campo, os efeitos de borda na entrada do filme no campo magnético são compensados pelos mesmos efeitos com sinal oposto na saída do filme. Entretanto, o aprisionamento de fluxo em várias oscilações do pêndulo não é o mesmo (o aprisionamento de fluxo corresponde ao ganho de energia). A diferença de fluxo retido nas diversas oscilações chega não só a contrabalançar a energia perdida, devido ao movimento de fluxo, mas pode, algumas vezes, fornecer ao filme energia suficiente para que o saldo total seja positivo. A figura 8 evidencia claramente este tipo de fenômeno.

Para entendermos o significado da figura 9 voltamos a expressão 18

$$\eta'' = g \eta' = \sigma S g H_c / c^2 \quad (18)$$

Se considerarmos o  $\sigma$  constante com a temperatura a curva da

fig. 9 deveria ser reta se a teoria usada para chegar até a expressão 18 fosse correta. Sabemos que na teoria não foram levados em conta vários fatores assim como: interação entre os vórtices e o fato dos vórtices não poderem ser considerados com carôços rígidos. Mostraremos agora como isto afeta a expressão 18. Para isto consideremos válida a seguinte hipótese: é mais difícil movimentar  $n$  vórtices isolados do que os mesmos  $n$  vórtices ligados entre si por forças de interação.

O  $H_c$  tendendo a zero significa a temperatura tender a  $T_c$ , o que por sua vez significa o aumento de  $\xi$ . Considerando que a força de interação entre os vórtices é maior quanto maior o  $\xi$  (a força de interação ainda não foi calculada, só se sabe que é atrativa) chegamos à conclusão de que é muito mais fácil movimentar os vórtices perto de  $T_c$  do que longe do mesmo. Este raciocínio coincide com a curva experimental obtida.

A partir da curva experimental, chegamos à conclusão de que numa região não muito perto de  $T_c$  (a partir de  $T = 0,7t$ ) o cálculo de Smith parece ser válido a menos de uma constante. Frisamos ser a menos de uma constante, pois o valor de  $g$  não pode ser igual a um. O coeficiente de viscosidade real deve depender das condições intrínsecas do material, por exemplo defeitos, que não estão levados em conta no cálculo.

Era de se esperar a concordância dos resultados experimentais com o cálculo de Smith para temperaturas longe de  $T_c$ , pois neste caso, os vórtices tornam-se mais rígidos, ou ainda, as forças de interação diminuem, podendo-

-se então, ser tratados como isolados, o que é a base do cálculo de Smith.

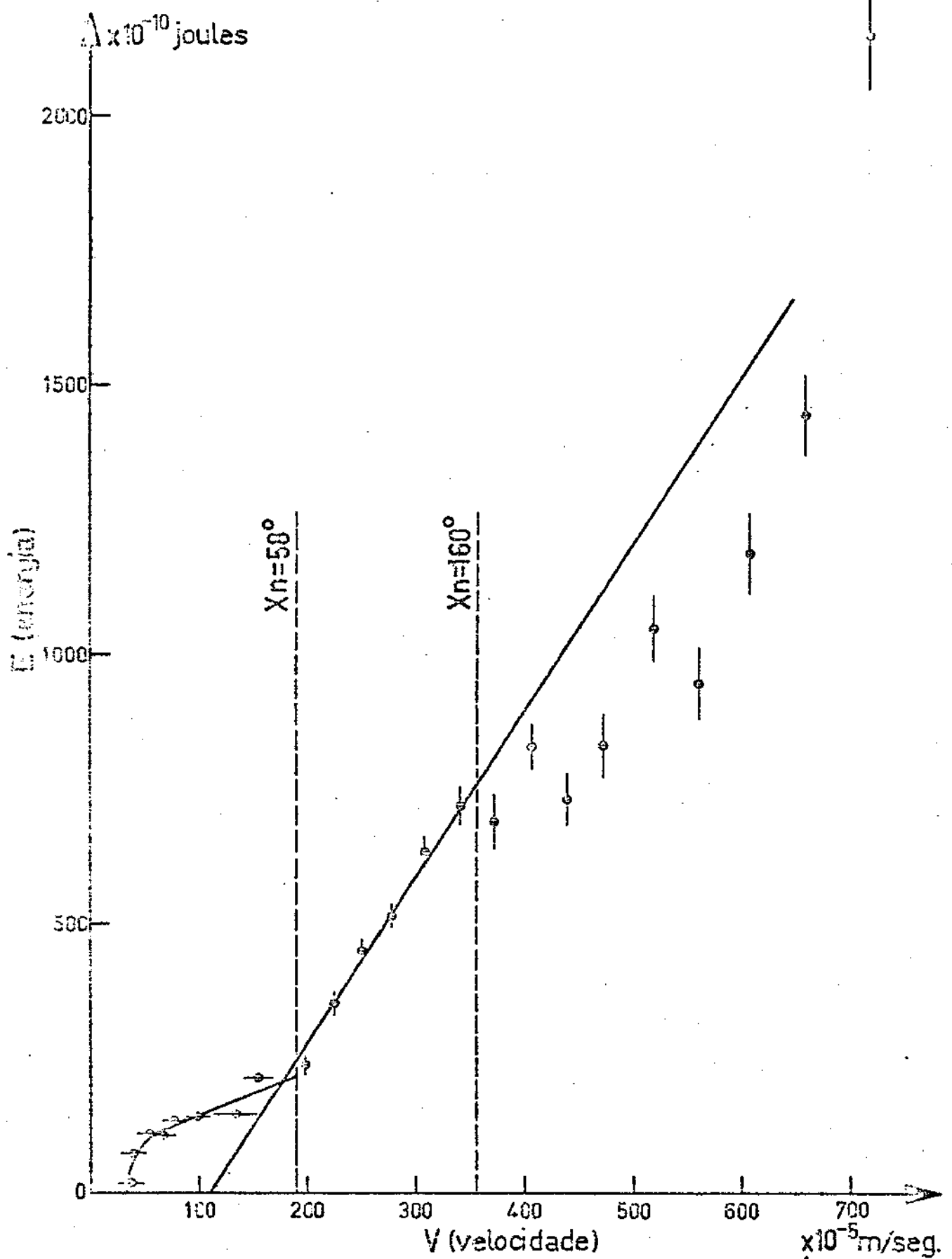


Fig.2 - ENERGIA DISSIPADA X VELOCIDADE MÉDIA

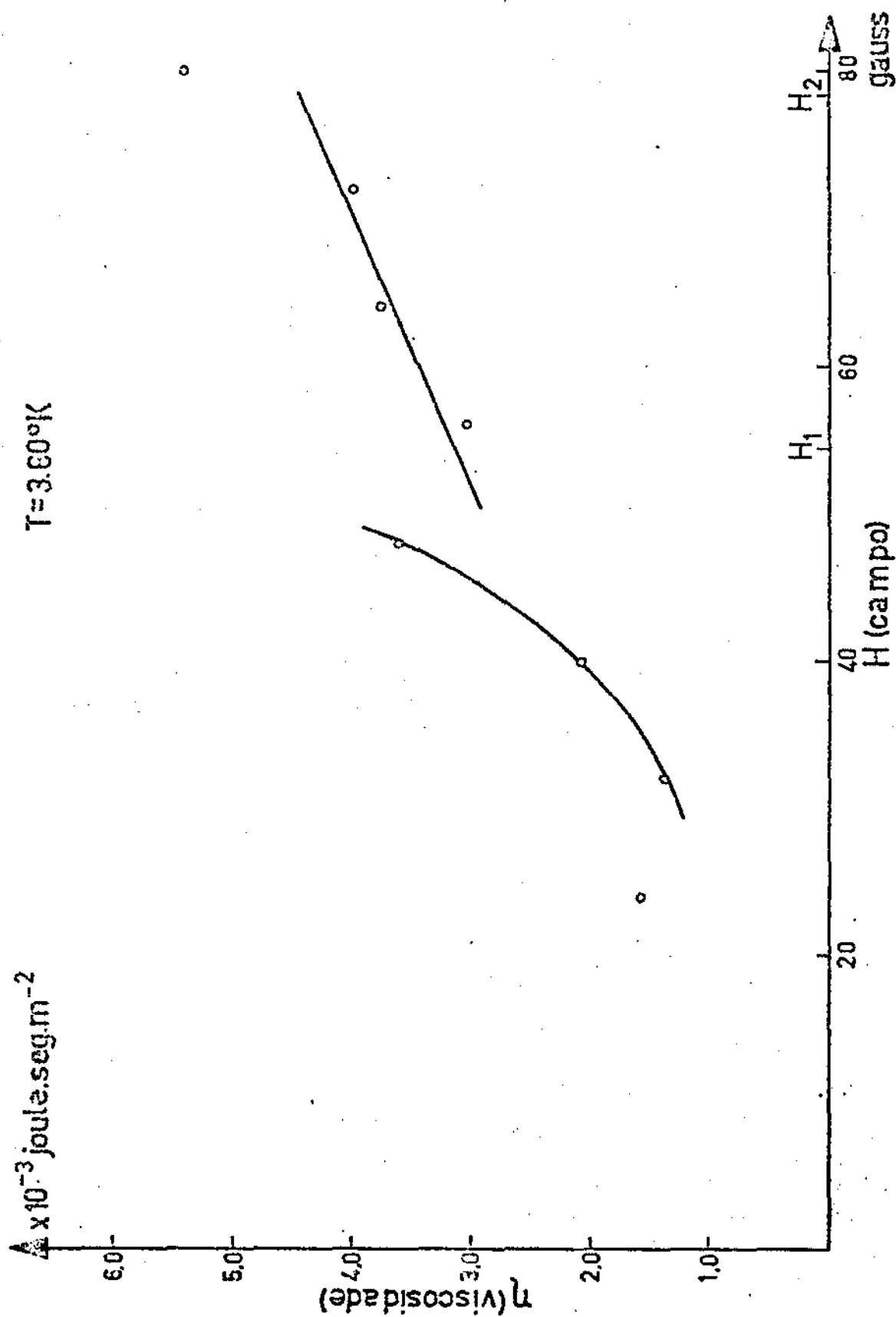


Fig.3 - VISCOSIDADE  $\eta$  X CAMPO MAGNÉTICO

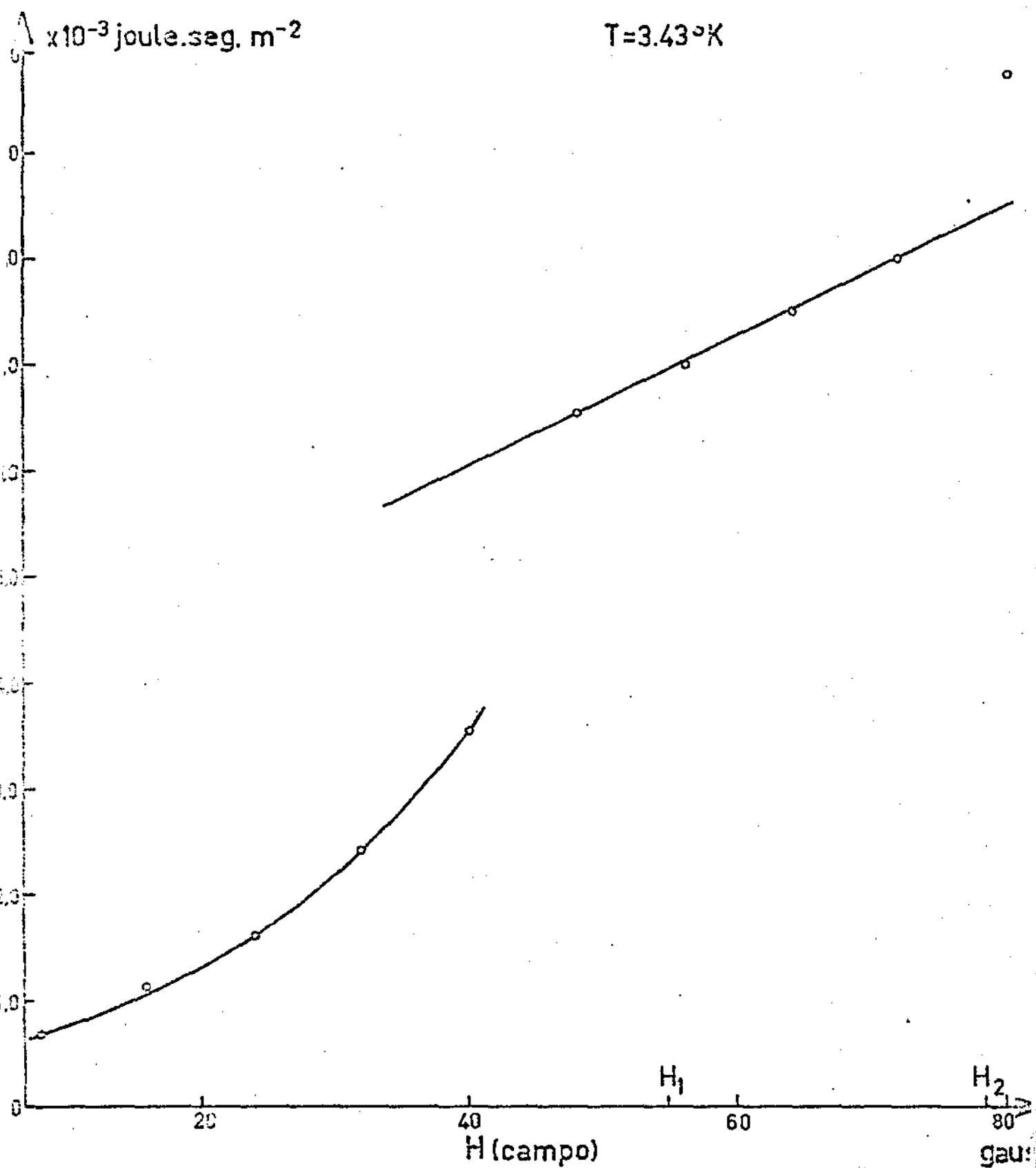


Fig.4 - VISCOSIDADE  $\eta$  X CAMPO MAGNÉTICO

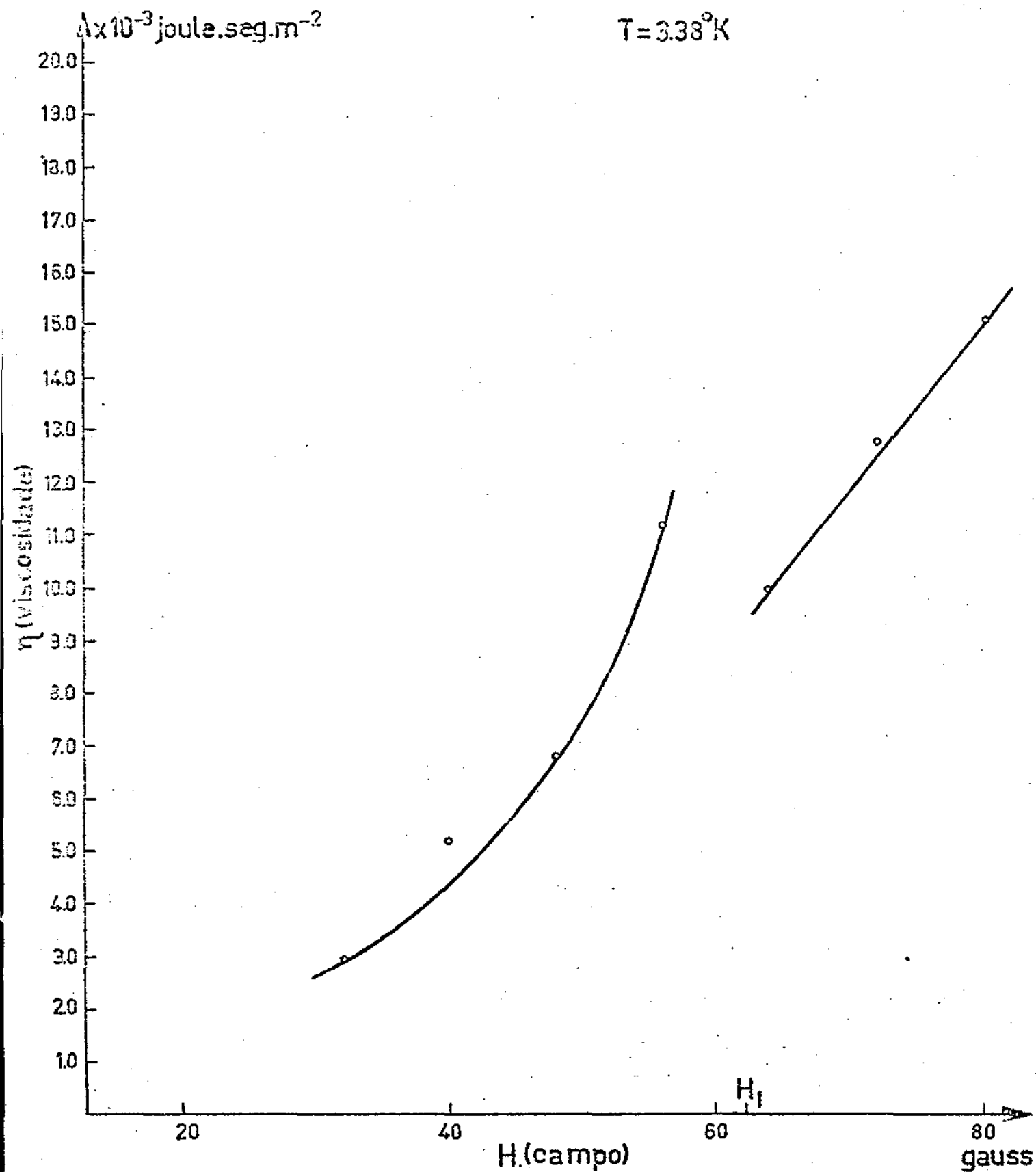


Fig.5 - VISCOSIDADE  $\eta$  X CAMPO MAGNÉTICO

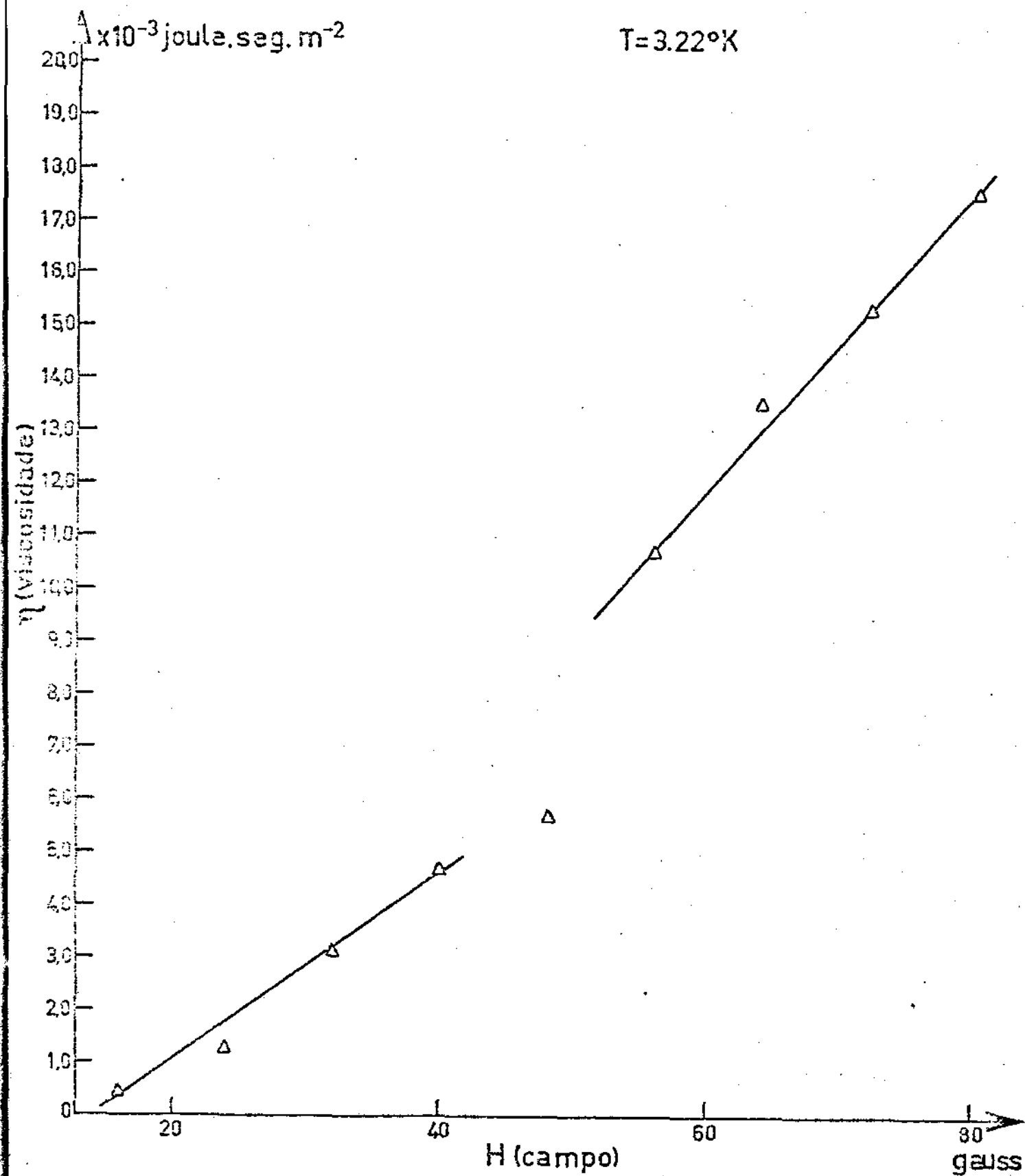


Fig.6 - VISCOSIDADE  $\eta$  X CAMPO MAGNETICO

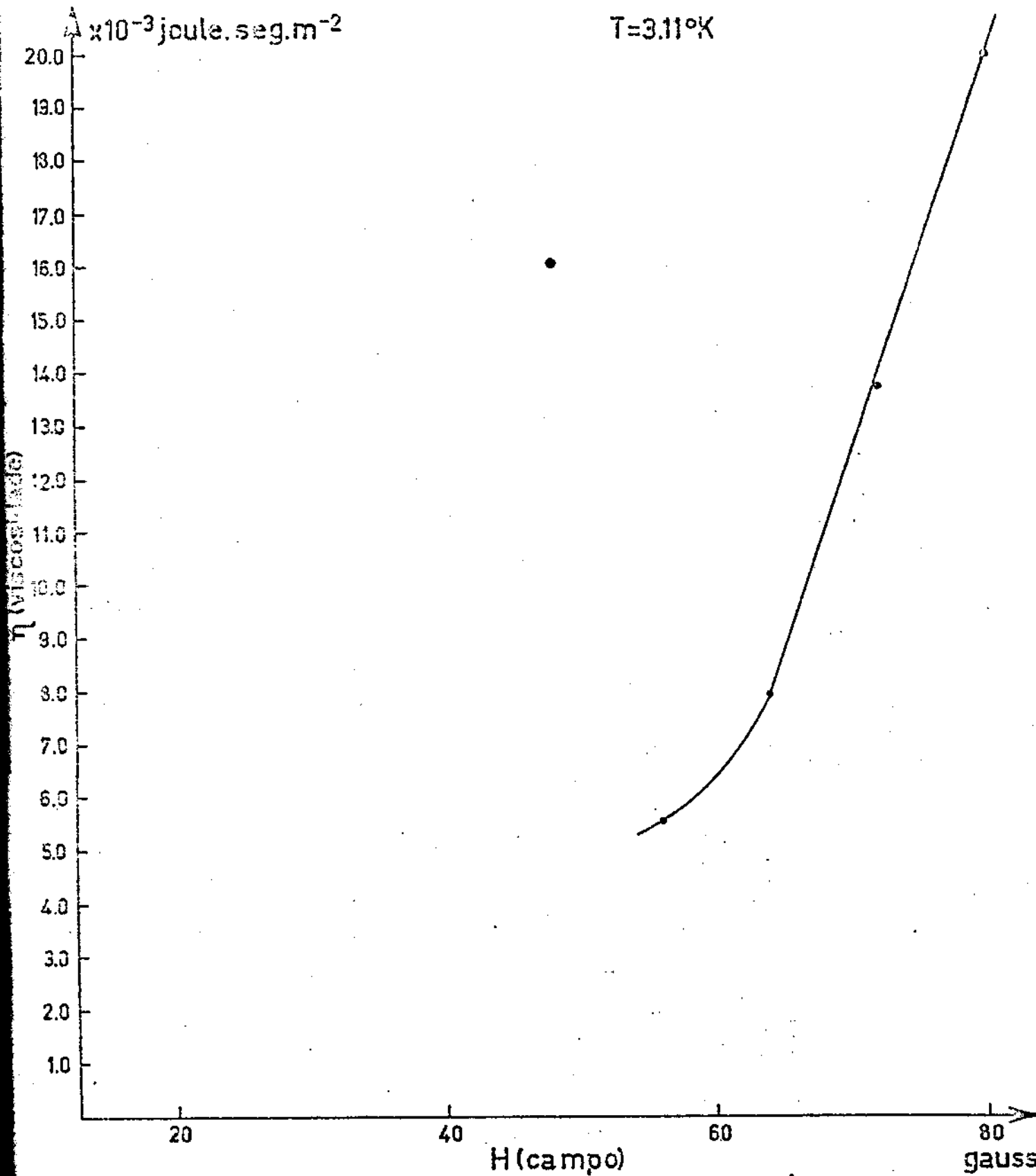


Fig.7 - VISCOSIDADE  $\eta$  X CAMPO MAGNÉTICO

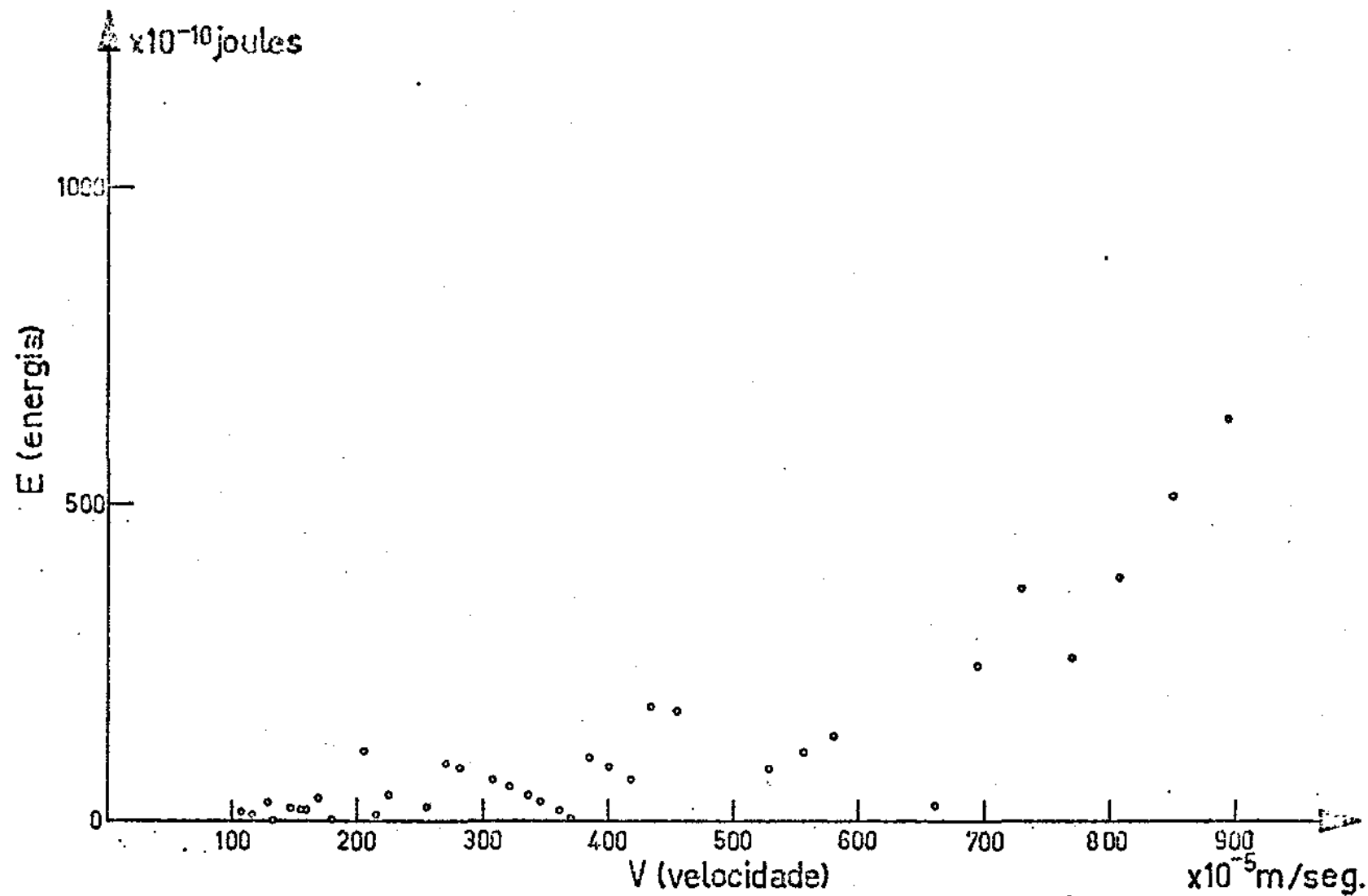


Fig.8 - ENERGIA DISSIPADA X VELOCIDADE MÉDIA

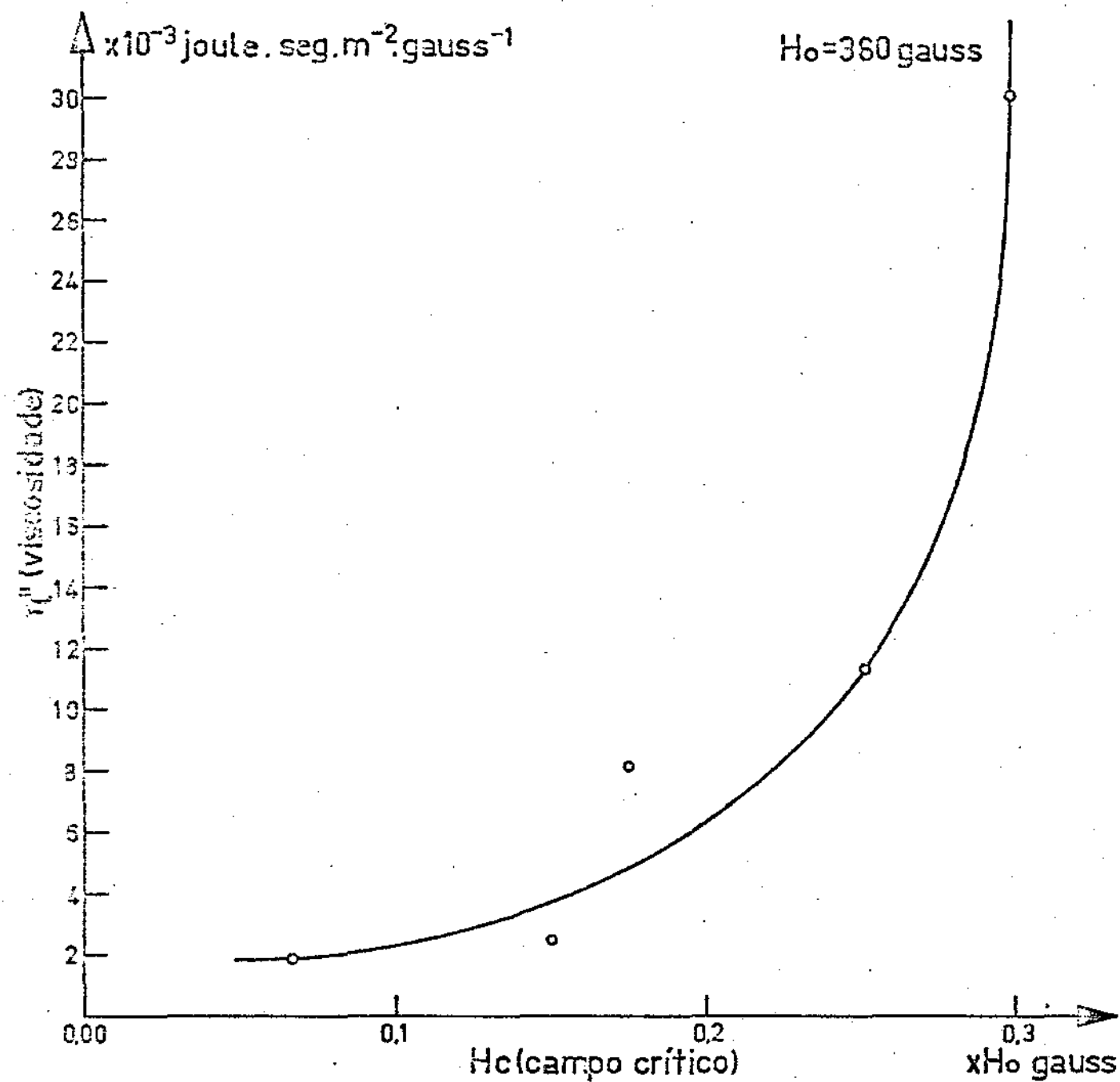


Fig.9-VISCOSIDADE  $\eta''$  X CAMPO CRÍTICO  $H_c$

## 2. Campo magnético homogêneo

De acôrdo com as teorias e as experiências já realizadas, sabe-se que, quando um filme supercondutor encontra-se em um campo magnético homogêneo, a partir de um determinado valor de campo, o fluxo magnético penetra no seu interior. Esta penetração se processa ou em forma de vórtices, ou em forma de lamelas. De acôrdo com a referência (17), para um determinado filme tem-se um campo magnético máximo em que a penetração é em forma de vórtices, acima do qual a penetração é em forma de lamelas.

Se quisermos estudar a dissipação de energia devido ao movimento de fluxo num filme supercondutor que se encontra em campo magnético homogêneo, devemos distinguir claramente as duas situações possíveis: dissipação devido ao movimento de vórtices e dissipação devido ao movimento de lamelas. Como a dissipação devida ao movimento de vórtices é maior do que a dissipação devida ao movimento de lamelas, concentramos os nossos esforços na procura da dissipação devida ao movimento de vórtices.

Encontramos experimentalmente dissipação de energia quando os filmes supercondutores movimentavam-se em campo magnético homogêneo. Como o valor da dissipação é relativamente pequeno, não chegamos a calcular a energia dissipada. A dissipação foi notada através dos gráficos de amplitude contra o número de voltas Fig. 10, 11. (O cruzamento das curvas da fig. 10 é explicado pelo fato da temperatura não ter sido suficientemente estável durante a medida).

A dissipação por nós observada ocorreu em uma

forma interessante, sugerindo a possibilidade de formulação de um modelo sobre a formação de lamelas. A dissipação de energia só ocorria numa região estreita de campo magnético (vide figuras 10,11), sendo que o valor da energia e a região onde a mesma ocorria variam de acordo com a temperatura.

Apresentaremos agora o modelo de formação de lamelas.

Como o filme supercondutor não é infinito, para termos estado intermediário é necessário o filme se encontrar num campo magnético  $H$  acima de um determinado valor  $H_0$  para haver a penetração de fluxo; se a teoria de Maki (13) for válida, esta penetração será inicialmente em forma de vórtices.

A penetração destes vórtices se dará do seguinte modo: primeiramente teremos vórtices com poucos fluxoides cada, distanciados entre si de uma distância maior do que  $\xi$ . Se neste caso colocarmos o filme em movimento, teremos um movimento não ordenado dos vórtices. Alguns dos vórtices serão aprisionados e outros terão o seu movimento modificado devido a interação com eles, podendo também ficar retidos. A dissipação de energia neste caso será muito pequena (na nossa experiência em particular será menor do que a que nosso aparelho registra).

Com o aumento do campo teremos um instante em que a distância entre os vórtices será  $\xi$ ; neste caso a rede de vórtices não será mais aleatória, mas devido a forças de interação, será uma rede com rigidez bem definida. Neste caso se o filme for colocado em movimento, haverá um movimento global dos vórtices (neste caso é mais difícil o aprisiona-

mento de cada vortex, e o fato de um deles estar aprisionado, não implica necessariamente na retenção dos que passam por perto). Aqui teríamos um aumento brusco de dissipação.

Se aumentássemos mais o campo e tivéssemos o filme sem movimento, haveria nucleação de vórtices fora dos vórtices já existentes, e devido a forças atrativas estes novos vórtices seriam atraídos para o que estivesse mais perto formando macro-vórtices (aliás, de acordo com as fotografias os macro-vórtices observados tem de 50 a 60 fluxoides cada). Em caso de um filme em movimento não é isto que acontece. Quando o filme não se movimenta a nucleação dos vórtices não tem nenhuma direção preferencial, formando uma rede triangular de macro-vórtices. Quando o filme está em movimento temos uma direção preferencial de nucleação de vórtices, que coincide com a direção do movimento do filme. Neste caso, após um certo tempo, teremos vórtices formando filas na direção do movimento, sendo a distância entre as filas, aproximadamente igual a  $\xi$ . A dissipação de energia neste caso, não obstante o número de vórtices ser maior, será menor.

Aumentando-se ainda mais o campo teremos a formação de lamelas previstas por Landau; sendo que neste caso a energia dissipada será nula.

Este modelo explica os resultados experimentais obtidos; podendo-se associar à dissipação máxima, a situação em que a formação dos vórtices ocorre em forma de rede rígida, isto é quando a distância entre os vórtices é  $\xi$ .

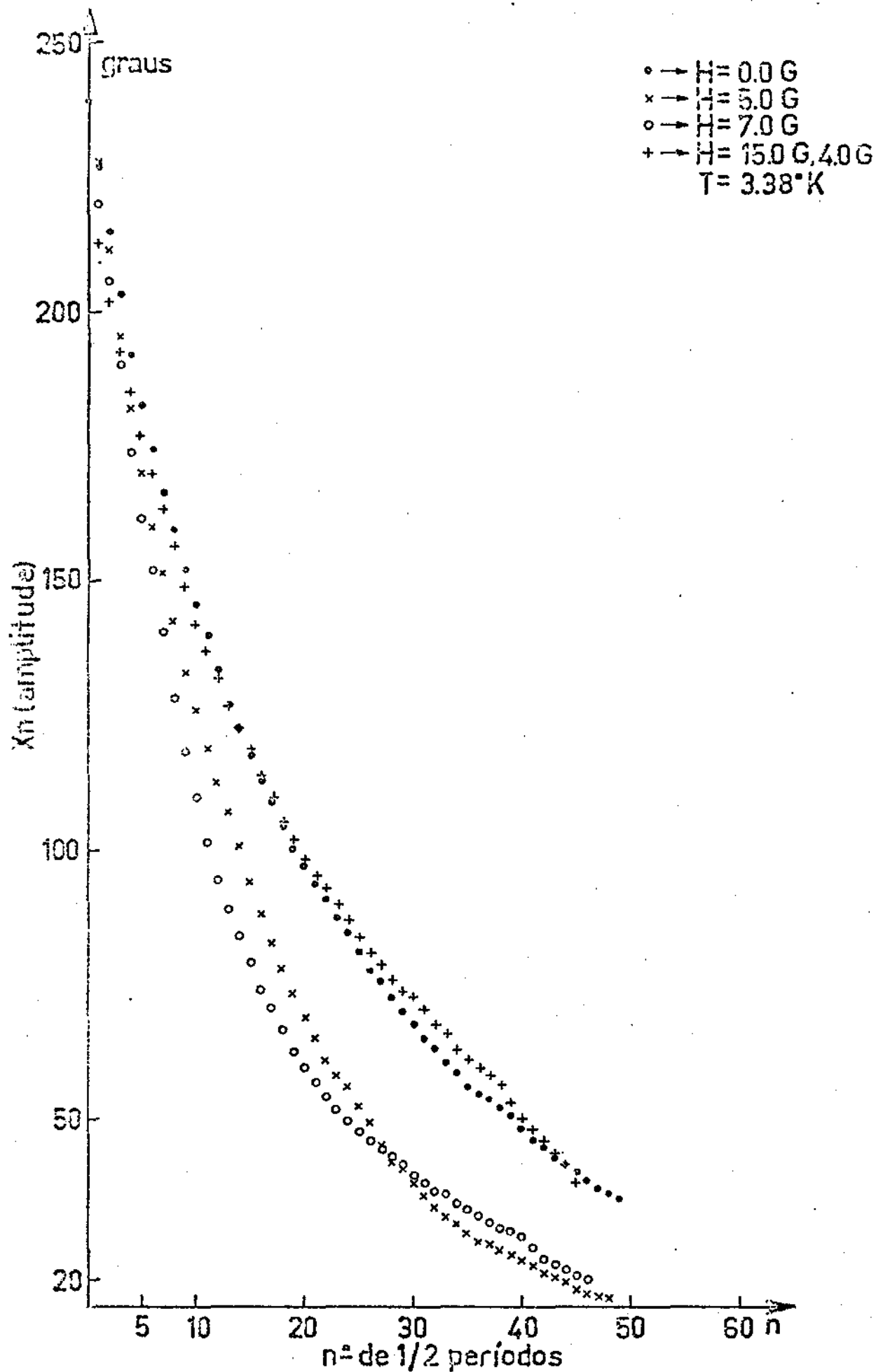


Fig.10-AMPLITUDE x N° DE MEIO PERÍODOS

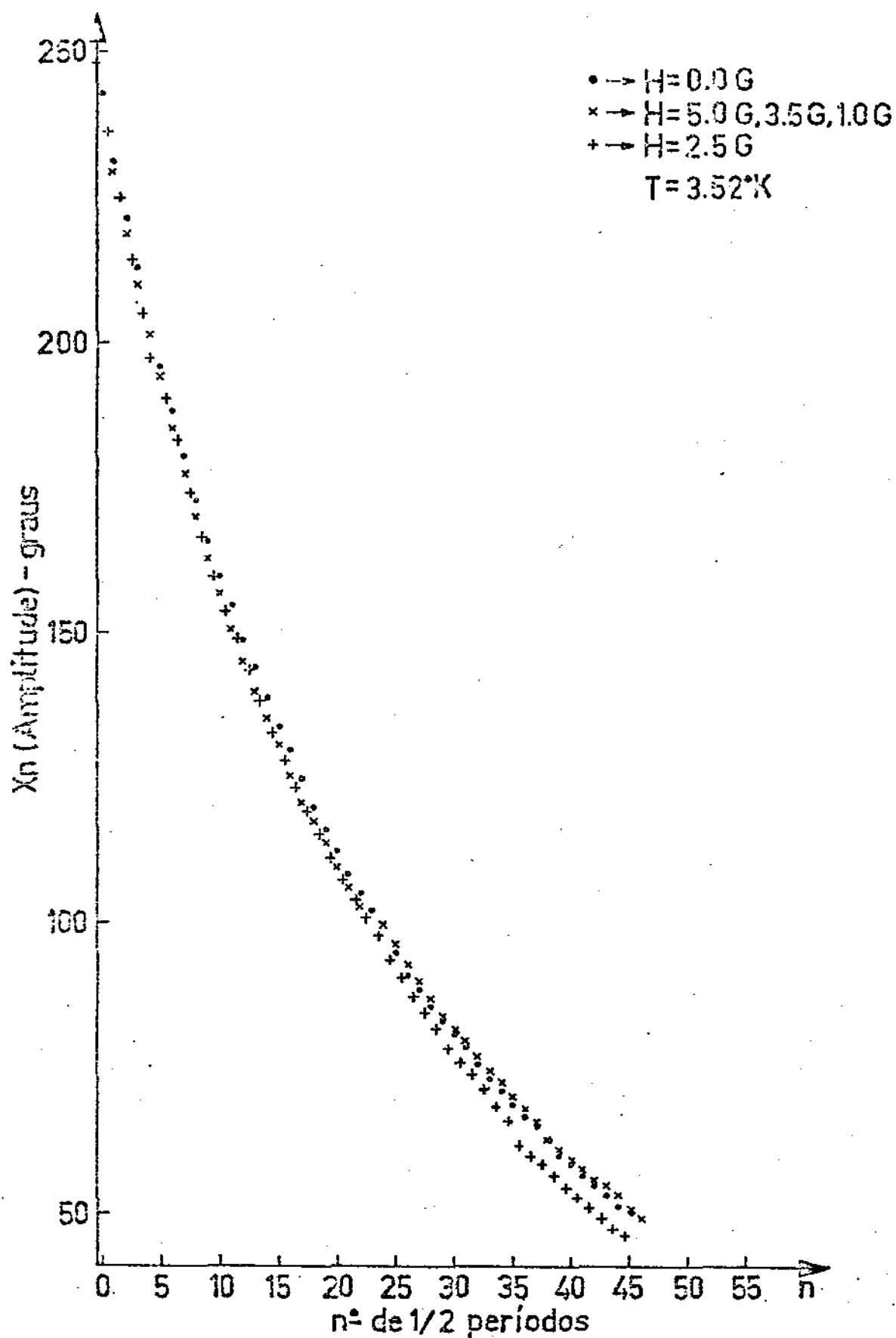


Fig.11- AMPLITUDE X N° DE MEIO PERÍODOS

### 3. Correntes de Foucault

Observamos a dissipação de energia quando o fil me se encontrava acima da temperatura crítica e se movimentava cortando o fluxo magnético da bobina local.

Como êste efeito, no momento, não era de interesse primordial, a experiência só foi feita a temperatura de hélio líquido sob pressão normal. Nenhum cálculo foi feito sôbre esta dissipação, cujo comportamento qualitativo pode ser observado diretamente do gráfico de amplitude contra o número de voltas. (Fig. 12)

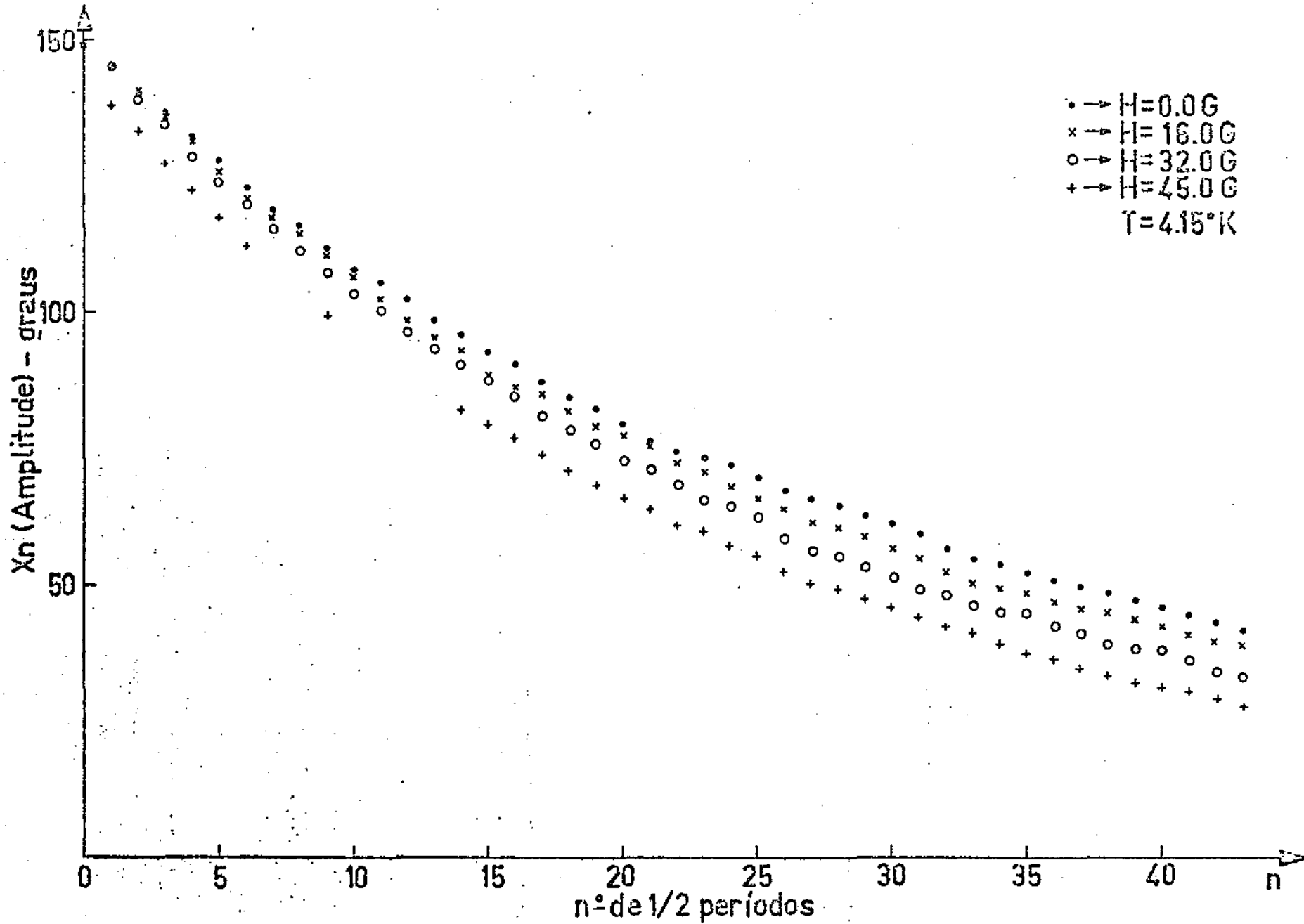


Fig.12- Dissipação devido a correntes de Foucault

### III - PLANEJAMENTO PARA O FUTURO

De acordo com os resultados das experiências já realizadas nota-se a necessidade de prosseguir nas seguintes experiências:

Estudar a dissipação de energia em filmes em função do tratamento térmico, dissolução de gases, espessura e largura dos filmes. Isto deverá ser estudado para uma região de temperaturas tal que além de abranger a região por nós já estudada (de  $T = 1t$  a  $T = 0,7t$ ) inclua também o estudo a temperaturas mais baixas.

As experiências deverão ser feitas em vários filmes do tipo I e do tipo II, além de se fazer também em amostras. Paralelamente ao estudo de dissipação deverá ser feito um estudo do  $\sigma$  em função da temperatura.

Além destes problemas fundamentais, o estudo das correntes de Foucault é bastante promissor, pois indica-nos um método de medida de resistividade do material a baixas temperaturas, nas mesmas amostras em que o movimento de fluxo está sendo estudado.

O estudo da dissipação em campos magnéticos homogêneos deverá ser aprofundado pois a partir deste estudo poderemos tirar informações sobre a formação de vortex e lamelas. Além do que, é possível que estas medidas forneçam-nos os valores de  $\xi$  e  $\kappa$  diretamente.

#### IV - CONCLUSÃO

A experiência realizada cumpriu plenamente os objetivos, mostrando que a dissipação de energia devido ao movimento de fluxo em um supercondutor não é explicada pela mesma lei em quaisquer tipo de condições. Estes resultados explicam a incapacidade de chegar a conclusões através de experiências que estudam o movimento de fluxo por meios eletromagnéticos e a não reprodutividade das mesmas.

Os resultados por nós obtidos, a concordância dos mesmos para temperaturas longe de  $T_c$  com o cálculo de Smith, não podem ser de maneira nenhuma generalizados para todos os materiais do tipo I e nem mesmo para o estanho, só são válidos para os filmes estudados. Os próprios resultados levar-nos à conclusão de que para se obter uma solução geral do problema, é necessário fazer um estudo de dissipação em função do tratamento térmico, diluição de gases, bordas diferentes, para várias amostras de vários materiais.

Em relação à dissipação de energia em campos magnéticos homogêneos, concluímos que a mesma é devida ao movimento de vórtices, provendo assim, a possibilidade de sua formação em supercondutores do tipo I.

## APÊNDICE I

### A. Cálculo da energia dissipada em cada oscilação

A equação que descreve o movimento de um pêndulo de torção é:

$$I \frac{d^2x}{dt^2} + b \frac{dx}{dt} + kx = 0 \quad (a)$$

onde:  $x$  é deslocamento do pêndulo do equilíbrio,  
num tempo  $t$

$I$  - momento de inércia

$k$  - constante de torção

$b$  - constante que descreve dissipação mecânica

a solução aproximada da equação (a) é:

$$x(t) = x_0 e^{-pt} \cos \omega t$$

$$\text{onde } \omega = \sqrt{k/I} \quad p = b/2I$$

(solução válida quando  $\omega \gg p$ )

O deslocamento máximo  $X_n$  para  $n$ -ésima oscilação é:

$$X_n = x_0 e^{-pTn/2}$$

onde  $T$  = período

$$T = 2\pi \sqrt{I/k}$$

Durante a  $n$ -ésima oscilação a energia mecânica

dissipada pelo pêndulo é:

$$\begin{aligned}\Delta E_{\text{mec}} &= \frac{1}{2} k \{ x_{n-1}^2 - x_n^2 \} = \frac{1}{2} k x_0^2 \{ e^{-(n-1)pT} - e^{-pnT} \} \\ &= \frac{1}{2} k x_{n-1}^2 \{ 1 - e^{-pT} \} = \frac{1}{2} k A x_{n-1}^2\end{aligned}$$

onde:  $A = 1 - e^{-pT}$

Agora, se analisarmos o caso em que, além da perda mecânica, temos uma perda devido a passagem do filme pelo campo magnético, poderemos escrever:

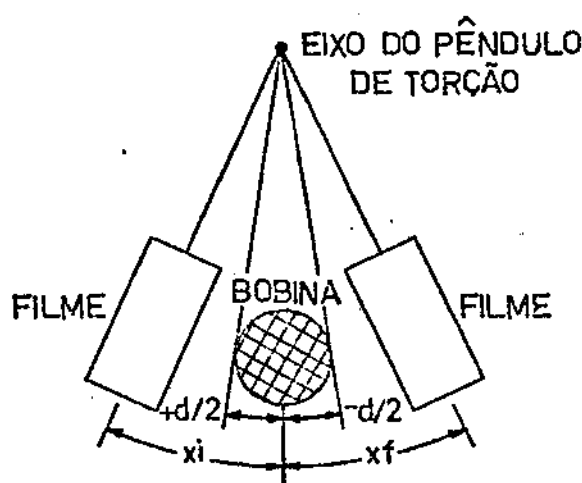
$$\Delta E_{\text{total}} = \Delta E_{\text{mec}} + \Delta E_{\text{mag}}$$

$$\Delta E_{\text{mag}} = \frac{1}{2} k \{ x_{n-1}^2 - x_n'^2 \} - \Delta E_{\text{mec}}$$

$$= \frac{1}{2} k \{ x_{n-1}^2 - x_n'^2 \} - \frac{1}{2} k A x_{n-1}^2$$

$$= \frac{1}{2} k \{ x_{n-1}^2 (1 - A) - x_n'^2 \} \quad (b)$$

#### B. Cálculo da velocidade média



$x_i$  = deslocamento angular inicial

$-x_f$  = deslocamento angular final

$\dot{x}_{med}$  = velocidade angular média, da amostra, na região do campo magnético

$t_1$  = tempo gasto no movimento de  $x_i$  até  $+d/2$

$t_2$  = tempo gasto no movimento de  $-d/2$  até  $-x_f$

$\Delta t$  = tempo gasto no movimento de  $+d/2$  até  $-d/2$

$T/2$  = tempo gasto no movimento de  $x_i$  até  $x_f$

$$\dot{x}_{med} = d/\Delta t$$

$$t_1 + t_2 + \Delta t = T/2$$

como  $x(t) = x_i e^{-pt} \cos \omega t$

se  $p$  for pequeno

$$x(t) \approx x_i \cos \omega t$$

ou  $t_1 \approx \frac{1}{\omega} \arccos (d/2x_i)$

$$t_2 \approx \frac{1}{\omega} \arccos (d/2x_f)$$

fazendo as seguintes aproximações:

$$t_1 = t_2 = \frac{1}{\omega} \arccos (d/2x_a)$$

onde  $x_a = \frac{1}{2} \{ |x_i| + |x_f| \}$

obtemos:  $\Delta t = \frac{T}{2} - \frac{2}{\omega} \arccos (d/2x_a)$

desde que  $\omega = 2\pi/T$

$$\Delta t = \frac{T}{2} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \arccos (d/2x_a) \right\}$$

ou

$$\dot{\alpha}_{med} = \frac{2d}{T} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} \arccos \left( \frac{d}{2X_a} \right) \right\}^{-1}$$

A velocidade média tangencial será:

$$v_{med} = R_a \dot{\alpha}_{med}$$

onde:  $R_a$  = distância do eixo do pêndulo até o centro da bobina localizada.

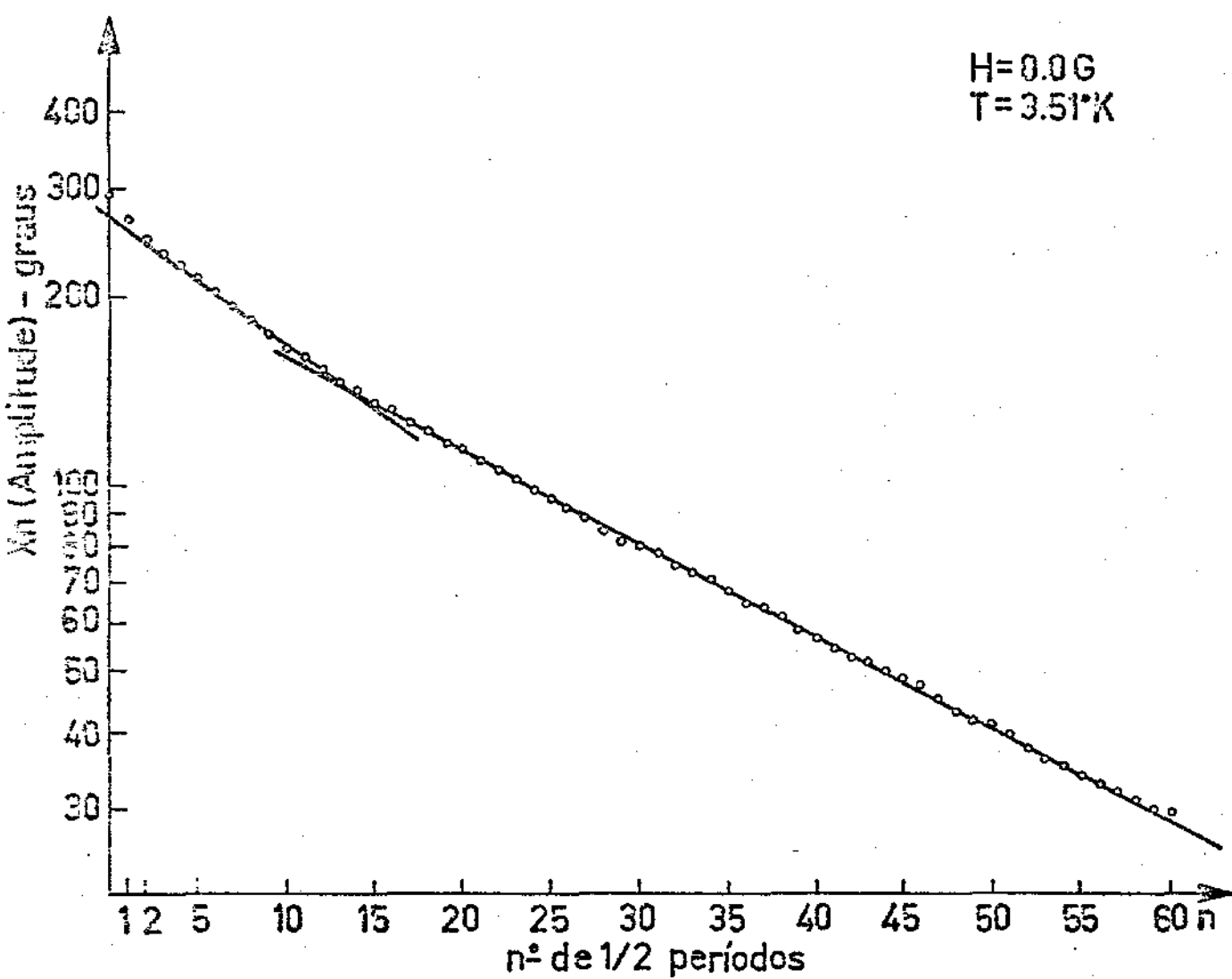


Fig.13-AMPLITUDE X N° DE MEIO PERÍODOS

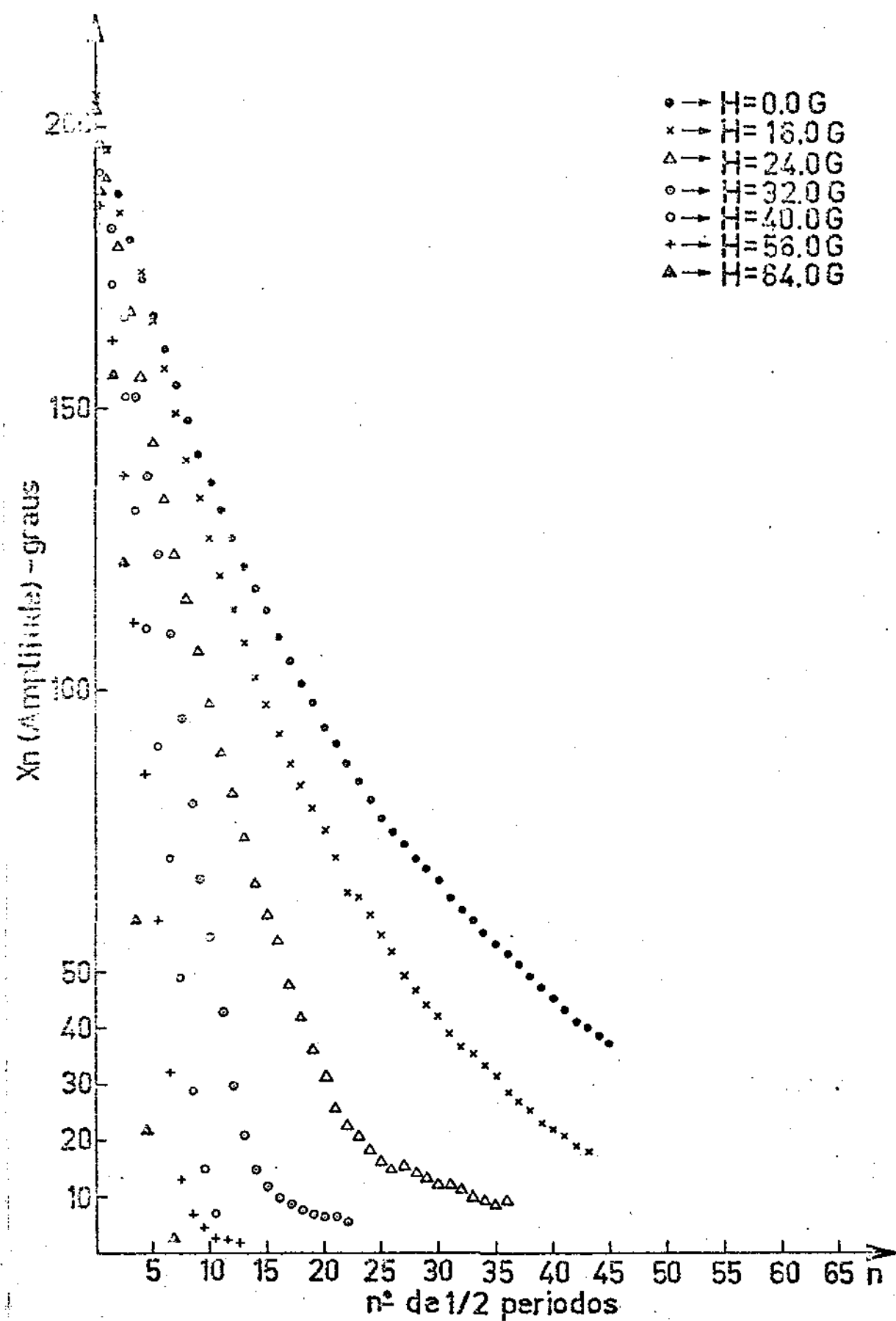


Fig.14 -Dissipação devido a campo local

## REFERÊNCIAS

1. W.V. Houston and D.R. Smith, Phys. Letters 16, 516 (1966)  
W.V. Houston and D.R. Smith, Phys. Rev. 153, 431 (1967)  
D.R. Smith Jr. - Ph.D. Thesis, Rice University (1967)
2. D. G. Pinatti, Ph.D. Thesis, Rice University (1969)
3. K. Maki, Phys. Letters, 27A, 481 (1968)
4. Y.B. Kim, C.F. Hempstead, and A.R. Strnad, Pys. Review 139, A1163 (1965) - C.F. Hempstead, Y.B. Kim, Pys. Rev. Letters 13, 794 (1964)
5. J. Eardeen, N.M. Stephen, Pys. Review 140, A1197 (1965)  
M.J. Stephen, J. Eardeen, Pys. Rev. Letters 14, 112 (1965)
6. J. Volger, F.A. Staas and J. Matricon, Rev. mod. Phys. 36, 45 (1964); A.G. Van Vijfeijken and A.K. Niessen, Phys. Letters 16, 23 (1965); A.G. Van Vijfeijken - Thesis, University of Amsterdam, (1967)
7. P. Nozières and K.F. Vinen, Phil. Mag. 14, 667 (1966)
8. L.D. Landau, Zh. Eksp. Teor. Fiz. SSSR 7, 371 (1937)
9. D. Shoenberg, Superconductivity
10. L.D. Landau, J. Phys. USSR, 7, 99, (1943).
11. M. Tinkham, Phys. Rev., 129, 2413 (1963).
12. Tetseinobu Takayama, Tetsuya Ogushi and Yoshio Shibuya, Journal of the Physics Society of Japan, 30, 1083 (1971).
13. K. Maki, R. Ann. Phys. (NY) 34, 363 (1965).
14. A.A. Abrikosov, Soviet Phys. JETP, 5 1174 (1957).
15. G. Lasher, Phys. Rev., 154, 345 (1967).

16. R.P.Huebener, R.T. Kampwisth, and V.A.Rowe. Cryogenics, April 1972, pag. 100.
17. Troy Farbee, Applied Phys.Letters, 14, 156 (1969) .
18. D.C. Laird, Can. J.Phys. 42, 1682, (1964) ; Can,J.Phys, 43, 971 (1965) .
19. I. Giaever, Phys.Review Letters, 15, 825 (1965) .
20. P.R. Solomon, Phys. Rev. 179, 475, (1969) ; Phys.Rev.Let., 16, 50 (1966) ; .
21. J.R. Clem, Phys. Rev. Letters, 20, 735 (1968) .
22. E. L. Andronikashvili, S.M. Ashimov, D.G. Chigvinadze and J.S. Isakadze. Pys. Letters 25A, 85 (1967)
23. P.C. Vraight, Phylosophical Magazine, 23, 1261 (1971) .  
Phys. Letters, 25A, 85, (1967) .
24. P. G. De Gennes, Superconducting of Metals and Alloys.
25. R. E. Miller and G. D. Cody, Phys. Review, 173, 494 (1968) .
26. E.D. Ehardwaj, Ph.D. Thesis, Rice University (1972)