

ARMANDO PADUAN FILHO

N. T. 70

UM MÉTODO PARA A
DETERMINAÇÃO DA PUREZA EM METAIS

SBI-IFUSP



305M810T0070

Tese apresentada ao Departamento de Física da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Ciências, em outubro de 1968.

SÃO PAULO

1968



saudades

Paolo Bonomi

Serguei B. Torrioli

A

meus pais

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Carlos J. A. Quadros, pela orientação que tornou possível a realização deste trabalho.

Aos Profs. Luiz G. Ferreira, Angelo Piccini e Nei F. Oliveira Jr., pela assistência prestada durante a elaboração da tese.

Ao Prof. Gérard Kuhn, por ter fornecido o cristal de zinco com que fizemos parte da experiência.

Aos técnicos Oswald Cappello e Francisco de Paula Oliveira, pelo auxílio prestado na construção da aparelhagem.

Às Instituições:

- FAPESP, por uma bolsa de aperfeiçoamento recebida durante a realização deste trabalho;

- FAPESP e C.N.Pq., pelos auxílios financeiros prestados ao Laboratório de Baixas Temperaturas, o que possibilitou a execução deste trabalho.

Agradecemos também à sra. Stella D. M. Gonçalves, pelo auxílio prestado na impressão deste trabalho.

ÍNDICE

INTRODUÇÃO	1.
A - TEORIA	2.
A.1. PUREZA E RESISTIVIDADE DE UM METAL	2.
Figura 1 e Figura 2.	
A.2. O MÉTODO DA INDUÇÃO MAGNÉTICA	4.
Figura 3.	
Figuras 4 e 5.	
B - EXPERIÊNCIA	8.
B.1. ARRANJO EXPERIMENTAL	8.
Figura 6.	
B.2. TÉCNICAS USADAS	10.
Figura 7, Figura 8.	
C - RESULTADOS E CONCLUSÕES	12.
C.1. PUREZA DO ZINCO	12.
C.2. PUREZA DO COBRE	13.
Figura 9 .	
C.3. CONCLUSÃO	14.
REFERÊNCIAS	15.

INTRODUÇÃO

O objetivo dêste trabalho é a realização experimental de um método que forneça informações sôbre a pureza de um metal.

Certos tipos de experiências realizadas com cristais requerem amostras muito puras, em particular dois dos efeitos estudados no Laboratório de Estado Sólido: oscilações quânticas do nível de Fermi e efeito magneto-térmico.

Pequenas concentrações de impurezas alteram consideravelmente as propriedades de um metal, entre elas a resistividade elétrica⁽¹⁾.

O processo utilizado permite determinar o valor da razão da resistividade elétrica nas temperaturas ambiente e do hélio líquido, e uma análise dêsse valor fornece dados sôbre a pureza do metal⁽²⁾.

Nêste trabalho empregamos um método que consiste em aplicar um campo magnético a uma amostra de metal. Quando êsse campo é bruscamente reduzido a zero, induzimos na amostra correntes de Foucault, que decaem exponencialmente com o tempo. A constante de tempo dessa exponencial é proporcional à condutividade elétrica do metal⁽³⁾.

Êste método permite detectar valores de resistência até a ordem de 10^{-10} ohm, para amostras de geometria qualquer, sem exigir contatos elétricos com a mesma.

O aparelho de medidas é constituído por uma câmara cilíndrica de 2 cm de diâmetro e 4 cm de altura, e duas bobinas. Uma delas é usada para gerar o campo magnético e a outra é ligada a um osciloscópio para medir o decréscimo das correntes com o tempo. Essa câmara é mergulhada em hélio líquido para a medida em $4,2^{\circ}\text{K}$.

O trabalho está dividido em:

- A - Parte teórica, que faz considerações sôbre a pureza de um metal e estabelece as equações básicas.
- B - Parte experimental, com descrição da aparelhagem e das técnicas usadas.
- C - Parte final, com resultados e conclusão.

A - TEORIA

A.1. PUREZA E RESISTIVIDADE DE UM METAL.

A resistividade elétrica de um metal que contém átomos de impureza em solução sólida, é quase sempre maior do que a resistividade no metal puro: quando é adicionada a uma barra de cobre (de resistividade 1,5 micro-ohm-cm) impureza de estanho em proporção de um átomo de estanho para 100 átomos de cobre, a resistividade sofre um aumento de 2,6 micro-ohm-cm⁽⁴⁾.

Como foi mostrado por Mattiessen, o acréscimo da resistividade em um metal causada por uma pequena concentração de outro metal em solução sólida é, em geral, independente da temperatura. Isso é mostrado na figura 1 onde a resistividade do cobre em estado puro e com várias pequenas concentrações de Níquel em solução sólida, é descrita como função da temperatura. Desde que as linhas são paralelas, o aumento na resistividade é independente da temperatura.

Por outro lado, um elétron pode se mover quase livremente através de uma rede cristalina (de um metal); a resistividade elétrica em um metal puro é causada pela agitação térmica dos átomos da rede cristalina. Dêsse modo Mattiessen propôs que a resistividade fôsse escrita como

$$\rho = \rho_L + \rho_i$$

onde ρ_L é a resistividade causada pelo espalhamento de elétrons provocado pela vibração térmica da rede (fônons) e ρ_i é a resistividade causada por imperfeições da rede (átomos de impureza ou defeitos que modificam a periodicidade da estrutura cristalina). Quando um átomo estranho, ou defeito, está presente, a periodicidade do campo dentro da rede é quebrada nêsse ponto. Assim, os elétrons podem ser defletidos e a resistividade aumenta, mesmo na ausência de agitação térmica.

A figura 1 mostra que a dependência da resistividade com a temperatura é linear em temperaturas próximas à ambiente, satisfazendo a relação de Gruneisen⁽⁵⁾ para temperaturas altas, isto é, $\rho \propto T$. Como

as diversas concentrações de impureza deslocam as retas paralelamente, a razão da resistividade entre duas temperaturas dá uma informação sôbre essas concentrações.

Em ligas desordenadas o espalhamento por imperfeições tem maior importância do que por vibração térmica, mesmo em temperatura ambiente. A sua resistividade é, por isso, quase independente da temperatura.

Por outro lado, em um metal puro, o espalhamento por imperfeições é tão pequeno que, exceto em baixas temperaturas, êle é completamente mascarado pelo espalhamento provocado por vibrações da rede.

Em baixas temperaturas, a dependência de ρ_L é com T^5 (relação de Gruneisen para baixas temperaturas), sendo que o valor da resistividade extrapolado para $T \rightarrow 0$ é o próprio ρ_i , como mostra a figura 2. Por isso a relação entre o valor das resistividades à temperatura ambiente e a uma temperatura próxima a 0°K cresce com a pureza do metal. De fato, a relação entre as resistividades a 300 e a $4,2^\circ\text{K}$ (respectivamente temperaturas ambiente e de ebulição do He^4 líquido, à pressão atmosférica) tem sido usada como um critério para a avaliação do grau de pureza de amostras.

E. P. Vol'skii⁽⁶⁾ realizou investigações da superfície de Fermi do alumínio pelo método de oscilações da resistência de superfície. Uma indicação da pureza do alumínio foi caracterizada pelo valor da razão da resistividade $\frac{\rho_{300}}{\rho_{4,2}} = 10^4$.

Peter J. Melz⁽⁷⁾ determinou o efeito de alta pressão na superfície de Fermi do alumínio. O cristal de alumínio com uma pureza nominal de 99,999% apresentou uma razão de resistividade $\frac{\rho_{300}}{\rho_{4,2}} = 6300$; a técnica usada foi a mesma descrita neste trabalho.

Recentemente Gary L. Peterson e Allan R. Hoffman⁽⁸⁾ construíram um sistema automático para a determinação da razão da resistividade em metais que são utilizados para experiências no Laboratório do Departamento de Física da Brown University, Rhode Island.

Figura 1

Resistividade (ohm-cm) como função da temperatura para cobre com impurezas de níquel ; os números referem-se à porcentagens atômicas .(de J.O.Linde,Ann.Physik,15,219(1932)).

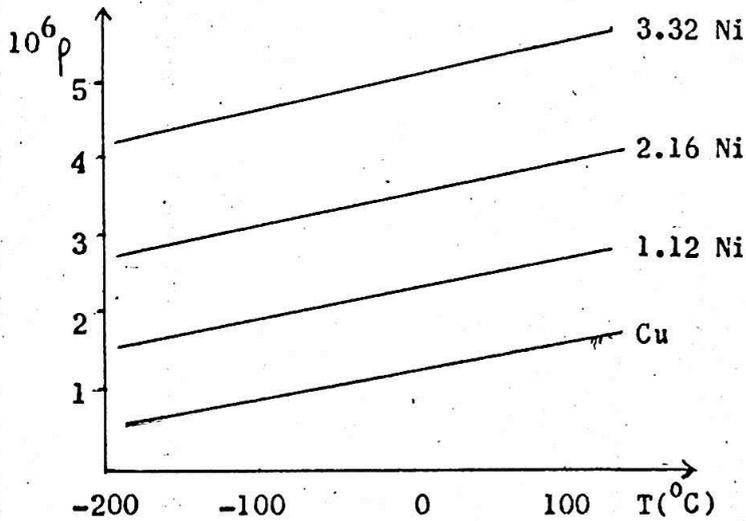
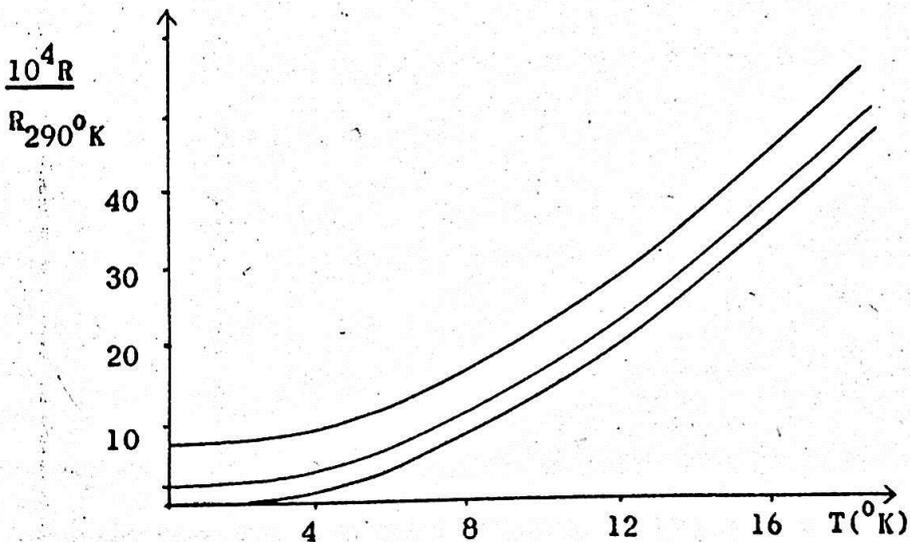


Figura 2

Gráfico mostrando a resistência de 3 amostras de sódio com diferentes impurezas em função da temperatura (de D.K.C.MacDonald and K.Mendelssohn, Proc.Roy.Soc.Lond.,202,103 (1950)).



A.2. O MÉTODO DA INDUÇÃO MAGNÉTICA.

Este método foi utilizado por Bean et al. para a determinação da pureza do alumínio e do cobre⁽³⁾.

Existem várias vantagens desse tipo de técnica sobre o método de voltagem-corrente empregado para medida de resistividade. Nenhum contato elétrico é feito com a amostra, permitindo que esta tenha qualquer forma ou tamanho, e podem ser medidos pequenos valores da resistividade (caso dos metais).

A amostra, cuja resistividade queremos medir, é colocada no interior de duas bobinas coaxiais. Passamos uma corrente contínua no primário durante um tempo suficiente para que cessem as correntes de Foucault induzidas na amostra. Em seguida interrompemos a corrente no primário e observamos no osciloscópio a tensão que aparece induzida no secundário. Este método está esquematizado na figura 4.

Quando a corrente no primário é interrompida, isto é, o campo magnético em que a amostra se encontra é bruscamente removido, as correntes de Foucault induzidas na amostra tendem a manter o campo. O campo magnético produzido pelas correntes de Foucault cai exponencialmente, e a constante de tempo da exponencial está ligada à condutividade elétrica da amostra.

Vamos agora examinar as equações que descrevem o comportamento do campo magnético para que, através da análise das grandezas que podem ser medidas, possamos tirar informações a respeito da resistividade elétrica do condutor⁽⁹⁾.

A corrente induzida no secundário satisfaz a equação

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (1)$$

Quando existe um campo magnético variável, o campo elétrico é dado por

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \quad (2)$$

Uma corrente em um condutor produzirá um campo magnético dado pela equação

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad (3)$$

De (1) e (3) tiramos

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \vec{E} \quad (4)$$

Tomando o rotacional de (4), temos

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \nabla \times \vec{E} \quad (5)$$

Desde que

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H} = \nabla(\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = -\nabla^2 \vec{H} \quad (6)$$

e substituindo (6) e (2) em (5), temos

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \vec{H} \quad (7)$$

onde $\mu = 1$ (meio não magnético).

A solução exata da equação (7) é

$$\vec{H} = \sum_m H_m e^{-\gamma_m t} \quad (8)$$

onde γ_m são constantes (10).

Esperando um tempo suficiente, todas as exponenciais cairão a um valor pequeno, exceto a que corresponder ao menor γ . Pela figura 3 podemos ver que o campo magnético calculado teoricamente para uma amostra cilíndrica se aproxima, depois de algum tempo, a uma exponencial simples, e os valores medidos experimentalmente comprovam essa aproximação. Assim sendo, analisaremos o comportamento de H para tempos grandes e usaremos apenas um termo na soma (8).

Assim a solução da equação (7) será (para tempos grandes)

$$H = H_0 e^{-\gamma t} \quad (9)$$

A equação (7) fica então

$$\nabla^2 H_0 = - \frac{4\pi\sigma}{c^2} \gamma H_0 \quad (10)$$

O tempo de decaimento pode ser definido de acôrdo com (9) como sendo $\tau = \frac{1}{\gamma}$.

Examinemos a equação (10). H_0 é o campo magnético no instante inicial, isto é, quando interrompemos a corrente no primário, e depende apenas das coordenadas espaciais. Sendo H_0 independente de qualquer propriedade da amostra, $\nabla^2 H_0$ também será. Portanto devemos ter, em vista da equação (10), $\frac{4\pi\sigma}{c^2} \gamma$ independente das propriedades da amostra.

Podemos escrever $\sigma \gamma = a \equiv$ constante, onde a depende da geometria. Como $\rho = \frac{1}{\sigma}$ temos

$$H = H_0 e^{-apt}$$

A fôrça eletromotriz induzida no secundário é dada por

$$\epsilon = - \frac{1}{c} \oint_S \dot{H} \cdot dS = - \frac{1}{c} \oint_S \frac{\partial}{\partial t} (H_0 e^{-apt}) \cdot dS = \frac{1}{c} a p e^{-apt} \oint_S H_0 \cdot dS \quad (11)$$

onde S é a região limitada pela bobina secundária.

A solução de (11) é

$$\epsilon = \frac{1}{c} a p e^{-apt} H_0 A$$

onde A é uma constante que depende da geometria e do número de espiras do secundário.

Assim, tomando o log de ϵ temos

$$\log \epsilon = \log \frac{H_0 A p a}{c} - apt \quad (12)$$

e, derivando em relação ao tempo, temos:

$$\frac{\partial}{\partial t} \log \epsilon = - ap$$

Se tivermos medido ϵ_1 na temperatura T_1 , e ϵ_2 na temperatura T_2 , podemos fazer o quociente

$$\frac{\frac{\partial}{\partial t} \log \epsilon_1}{\frac{\partial}{\partial t} \log \epsilon_2} = \frac{-a\rho_1}{-a\rho_2} \quad (13)$$

onde ρ_1 e ρ_2 são as resistividades em T_1 e T_2 , respectivamente.

O quociente para as temperaturas $T_1 = 300^\circ\text{K}$ e $T_2 = 4,2^\circ\text{K}$ nos fornece a razão de resistividade.

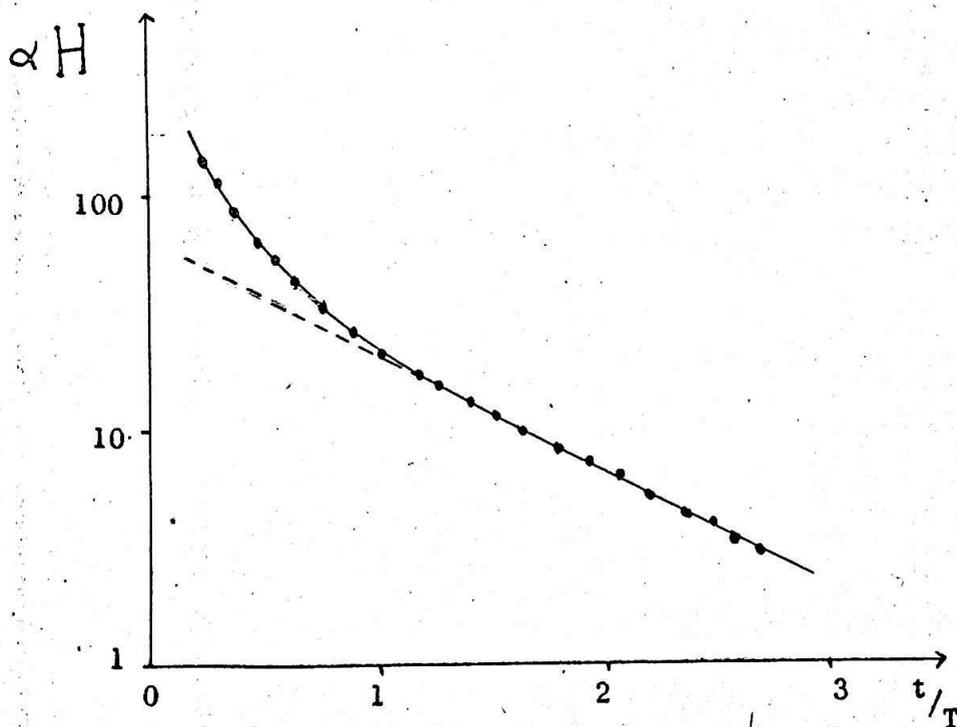
Como podemos observar na equação (12) e no gráfico 5 que descreve $\log \epsilon$ em função do tempo, o valor do coeficiente das retas é proporcional às resistividades. Assim, a relação entre os coeficientes da reta fornece diretamente a razão de resistividade, eq. (13).

O nosso trabalho experimental se resume na construção do gráfico 5 com dados obtidos da experiência, e na determinação da razão de resistividade para alguns metais.

Em cristais únicos de alta pureza e perfeição a razão de resistividade pode atingir 10^4 , e em certas ligas pode ser da ordem de 1.

Figura 3

Gráfico de H em função do tempo (de acôrdo com C.P.Bean, R.W.DeBlois, and L.B.Nesbitt , J.Appl.Phys.,30,1976 (1959)).



Linha sólida - - curva teórica do campo magnético induzido no secundário em função do tempo, quando é aplicado um campo magnético a um cilindro metálico. T é o tempo de relaxação .

Pontos - - - pontos experimentais para um cilindro de cobre .

Linha pontilhada- curva para o campo magnético considerado como uma exponencial simples .

Figura 4

Diagrama esquemático do circuito para determinar a resistividade elétrica de um metal .

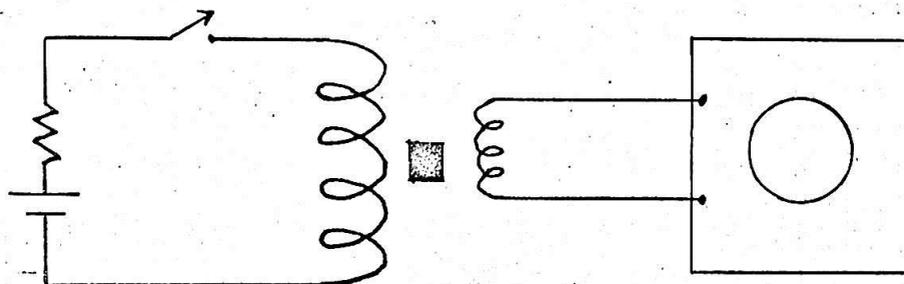
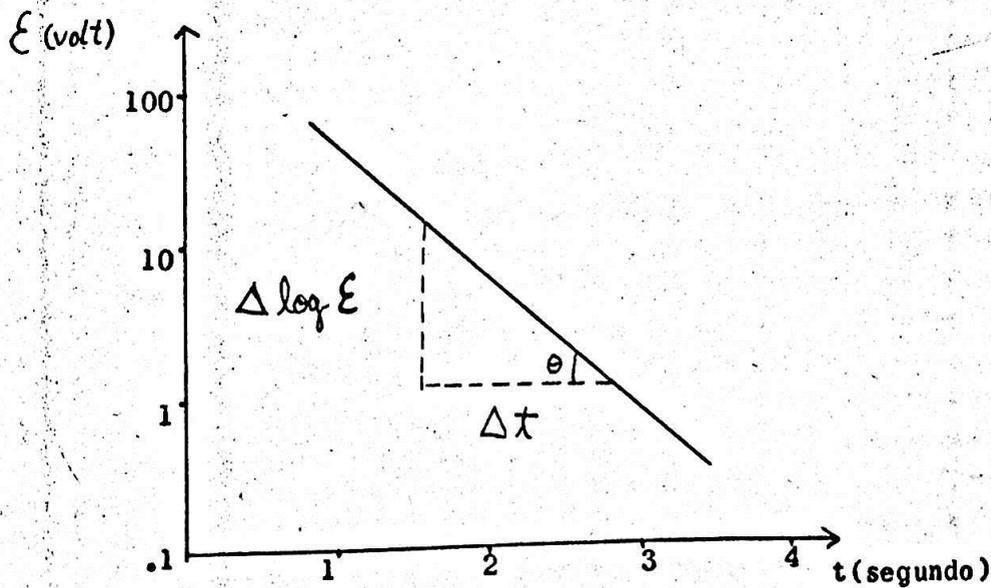


Figura 5

Gráfico ilustrativo de E (f.e.m.) em função do tempo. O coeficiente angular da reta é proporcional à resistividade.



B - EXPERIÊNCIA

B.1. ARRANJO EXPERIMENTAL.

Nesta parte apresentamos uma descrição da aparelhagem que foi utilizada para a determinação da razão de resistividade do zinco e do cobre, podendo servir também para medidas em outros metais.

As componentes do arranjo experimental são mostradas na figura 6. Duas bobinas coaxiais (primário e secundário) são suspensas por um tubo de alpaca de 10 mm de diâmetro que é soldado em uma flange onde também se encontram o transferidor de hélio líquido, um conector elétrico e um mecanismo de comando. O suporte da amostra é colocado dentro do secundário e é suspenso por um tubo de alpaca de 3 mm de diâmetro que pode ser movimentado pelo mecanismo de comando colocado na flange.

A aparelhagem assim constituída é colocada no interior de um criostato formado por dois dewars, um interno ao outro. Inicialmente, o criostato é resfriado a 80°K colocando-se nitrogênio líquido no dewar externo, e mantendo hélio gás à pressão atmosférica dentro do dewar interno. Esse resfriamento leva aproximadamente 10 horas. Em seguida, o hélio líquido é transferido para o dewar interno. 20 minutos após a transferência, as bobinas e a amostra já atingiram a temperatura de $4,2^{\circ}\text{K}$ e as medidas têm início.

Devemos utilizar dewars de vidro na experiência, pois o uso de dewar metálico provoca interferências nas medidas causadas por correntes de Foucault induzidas no dewar.

Figura 6 - Montagem para a determinação da razão de resistividade.

(1) Bobina geradora do campo magnético (primário).

O cuidado a ser tomado na construção desta bobina é usar um fio e um número de espiras tal que a energia dissipada pelo efeito Joule não provoque evaporação excessiva de hélio líquido. Depois de um estudo prévio, a bobina foi construída com fio de cobre número 30, com 40 espiras por centímetro, apresentando uma resistência de 17 ohms. O fio de cobre foi enrolado em um tubo de fenolite com 10 cm de comprimento por 3 cm de diâmetro. As ligações elétricas até o conector na flange foram feitas com fios de cobre número 30.

(2) Bobina detectora da variação do fluxo na amostra (secundário).

Esta bobina é enrolada em um tubo de fenolite de 25 mm de diâmetro por 40 mm de comprimento que se adapta no interior do primário. As características desta bobina variam de acordo com a amostra usada.

(3) Suporte da amostra.

Este suporte, construído de fenolite, permite que a amostra alojada em seu interior tenha no máximo 19 mm de diâmetro por 40 mm de comprimento (dimensões do espaço experimental).

(4) Comando de suporte da amostra.

Este comando permite a remoção do suporte, do interior do secundário, durante a realização da experiência para que se possa fazer medidas da constante de tempo, com ou sem amostra. O aparelho está em condições de funcionar quando a constante de tempo com a amostra for muito maior do que a constante de tempo sem a amostra.

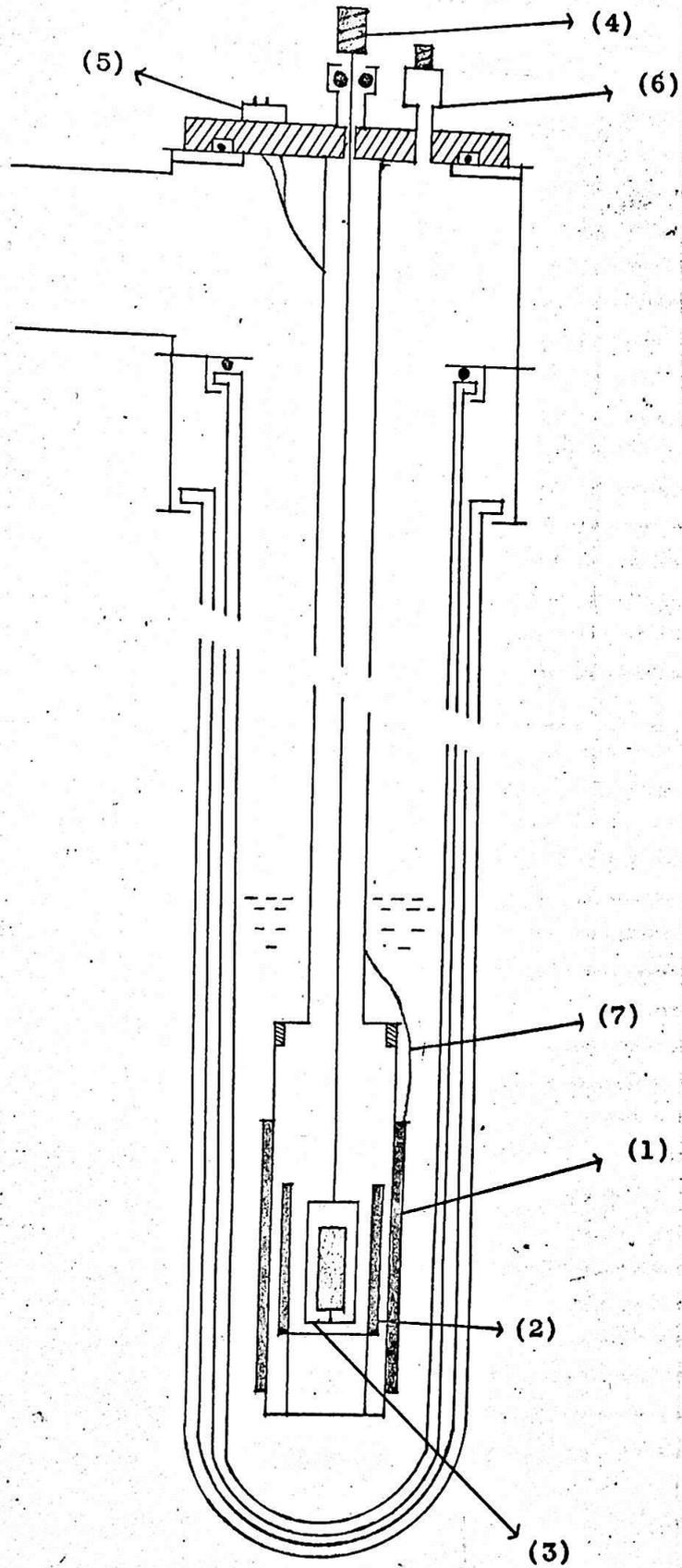
(5) Conector.

O conector efetua as ligações elétricas entre o arranjo experimental e os aparelhos de medida. O primário é ligado aos pinos 6 e 7, e o secundário aos pinos 1 e 2.

(6) Transferidor de hélio líquido.

(7) Fiação.

Figura 6



Montagem para a determinação da razão de resistividade



B.2. TÉCNICAS USADAS.

As técnicas usadas para gerar um campo magnético através do primário e detectar um sinal induzido no secundário são mostradas nas figuras 7 e 8.

Figura 7 - Diagrama esquemático do circuito usando osciloscópio.

(1) Fonte de tensão.

("Transistorized power supply, model 4005. Power Designs Inc."). Esta fonte de tensão alimenta o primário.

(2) Relé de mercúrio.

(modelo 276, E. Wester Electric). O relé transforma a corrente contínua da fonte em um sinal de onda quadrada. A onda quadrada foi um artifício introduzido para ser observada uma curva de decaimento estacionária. A voltagem tipo onda quadrada, em lugar da voltagem tipo degrau, não prejudica o método se o tempo que a corrente alimenta o primário fôr suficiente para completar a penetração do fluxo na amostra. Para cada material usado torna-se necessária a determinação de uma frequência ótima para que o decaimento tenha se completado antes que seja novamente alimentado o primário. Essa determinação é feita observando o sinal no osciloscópio; somente quando a voltagem tenha se anulado, é que o decaimento se completou. O oscilador que alimenta a bobina do relé é ligado aos pinos 7 e 8, e o primário aos pinos 2 e 3.

(3) Osciloscópio.

O osciloscópio (Hewlett-Packard 130 C) destina-se à observação da voltagem causada no secundário pelo decaimento do fluxo na amostra.

(4) Oscilador.

(modelo 200 CDR. Hewlett-Packard), para comandar o relé.

(5) Resistência.

Foi usada uma resistência em série com o primário para fornecer

informações sobre o sinal que alimenta o primário. Uma chave seletora liga a entrada vertical do osciloscópio, ou na resistência ou no secundário. (caixa de resistência de .1 a 100 ohms).

A liberdade na escolha da frequência e na construção do secundário é que permite a realização de medidas em diferentes amostras, condicionadas pelos limites dos aparelhos de medidas.

A leitura é feita diretamente no osciloscópio e transferida para um gráfico mono-log. Dêsse gráfico tira-se a relação entre os coeficientes angulares das retas nas temperaturas ambiente e do hélio líquido.

Figura 8 - Diagrama esquemático do circuito usando registrador.

(6) Registrador XY.

O registrador (F-80 A, Varian) é usado para substituir o osciloscópio em casos de resistividade pequena, isto é, quando a constante de tempo for grande (da ordem de 1 segundo).

Para o uso do registrador a técnica é um pouco diferente.

Em lugar da onda quadrada, usa-se apenas uma corrente contínua e um interruptor. No eixo Y do registrador ligam-se os terminais do secundário, e no eixo X liga-se uma verredura de tempo, escolhida de tal modo que o sinal possa ser observado. Depois de ter-se ligado o primário, interrompe-se o circuito através da chave e o XY registra o comportamento da tensão induzida no secundário em função do tempo.

Embora seja mais fácil trabalhar com o registrador, pois a leitura é feita no gráfico traçado pelo aparelho, ele só pode ser usado em 4,2°K (e para certos metais) onde a resistividade é baixa, e portanto, a constante de tempo é grande (condições de inércia do aparelho permitem que se trabalhe apenas com constante de tempo maior do que .5 segundos).

Figura 7

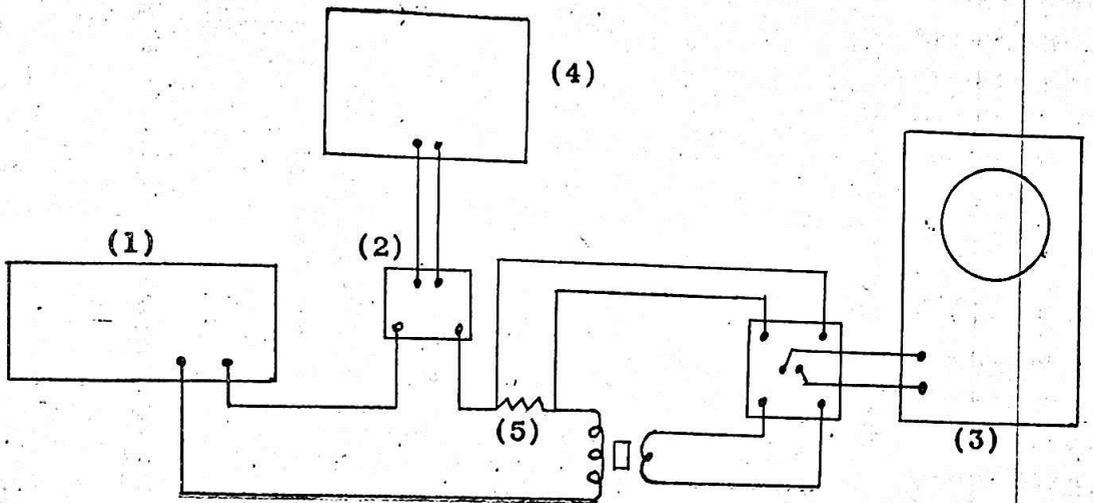


Diagrama esquemático do circuito usando osciloscópio

Figura 8

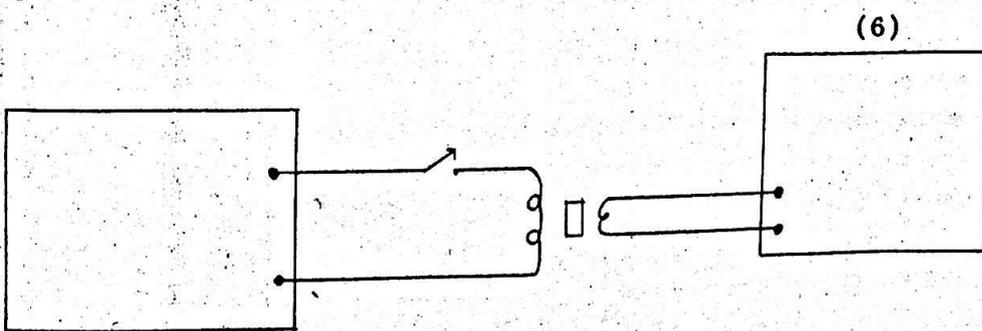


Diagrama esquemático do circuito usando registrador

C - RESULTADOS E CONCLUSÃO

C.1. PUREZA DO ZINCO.

Foram usados dois cristais de Zn: Zn(1) e Zn(2).

O Zn(1) foi preparado pelo processo de purificação por zona e em seguida foi crescido usando-se recursos do Laboratório. A forma do Zn é aproximadamente cilíndrica com massa de 30 gramas. A relação entre os coeficientes das tetas nos fornece o valor para a razão de resistividade igual a 10. Para 300 e 4,2°K fizemos a medida com o osciloscópio, pois a pequena variação da constante de tempo encontrada para as duas temperaturas não permitiu o uso do XY. O secundário usado foi uma bobina com 2500 espiras de cobre número 40 assim escolhido para que as medidas fossem as melhores possíveis. A corrente que alimenta o primário foi mantida nas duas temperaturas com o valor de 250 mA.

Para medidas feitas com o Zn(2) os resultados são mostrados na figura 9a para 300°K, e 9b para 4,2°K. O Zn(2) foi obtido no "Metal Research (Crystals) Ltd." da Inglaterra. A relação para a razão de resistividade foi 2400. Para 300°K usamos o osciloscópio, e para 4,2°K o grande valor da constante de tempo impediu que se fizessem medidas no osciloscópio levando-nos a usar o registrador, que se revelou ideal para esse caso. O secundário foi a mesma bobina do Zn(1). A corrente que alimenta o primário foi mantida em 450 mA nas duas temperaturas. A pureza é de 99,999% e o cristal tem a forma de um cilindro de 18 mm de diâmetro e 35 mm de altura.

C.2. PUREZA DO COBRE.

A razão da resistividade de um cilindro de cobre (18 mm de diâmetro por 30 mm de comprimento) de uso comercial foi também estudada e os resultados são mostrados nas figuras 9c e 9d. O cobre com massa de 60 gramas não sofreu nenhum processo de purificação.

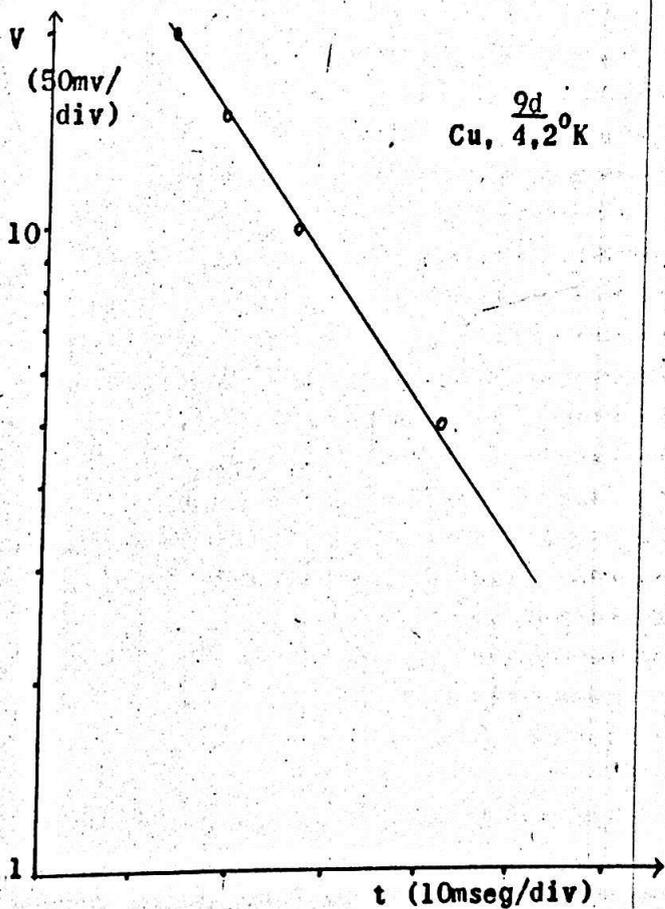
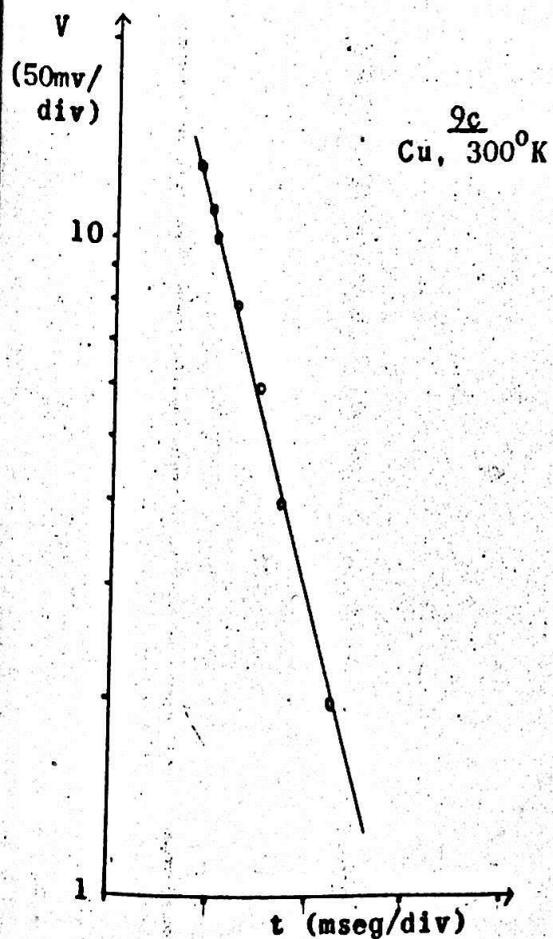
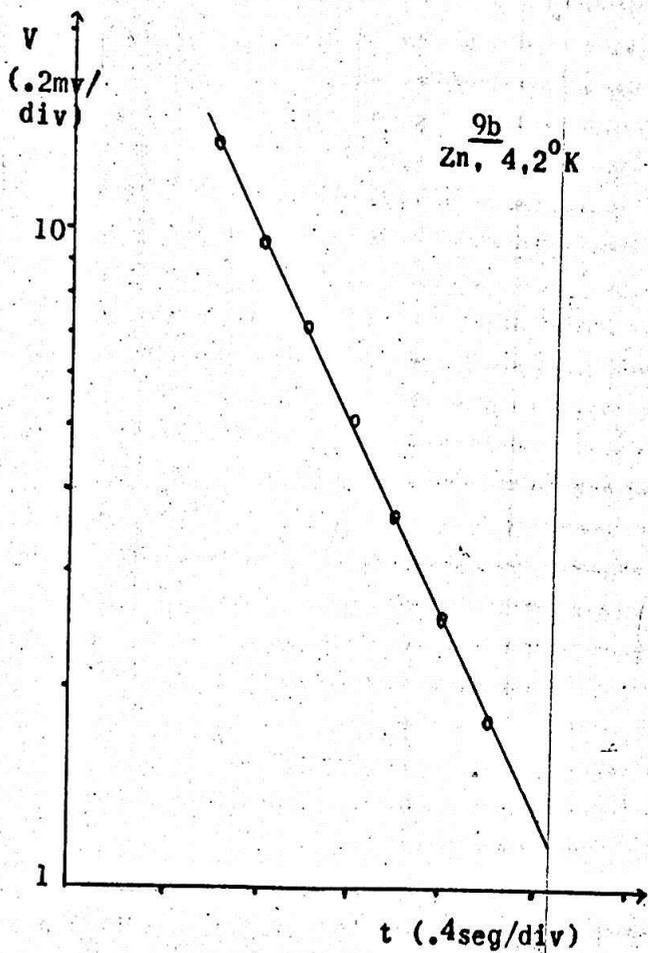
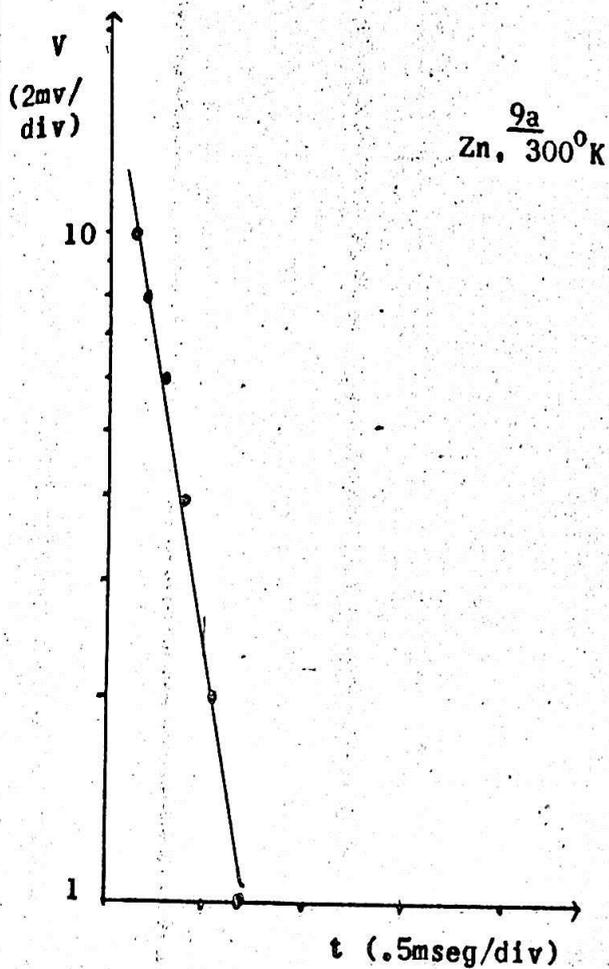
O resultado obtido para a razão de resistividade foi 30.

Foi usado o osciloscópio para registrar o sinal induzido no secundário nas duas temperaturas.

O secundário utilizado foi uma bobina com 1000 espiras de fios de cobre número 36.

A corrente que alimenta o primário foi de 250 mA nas duas temperaturas.

Figura 9



C.3. CONCLUSÃO

Os dois cristais de zinco usados nas medidas foram também utilizados em uma experiência de efeito magneto-térmico⁽¹¹⁾.

A amostra número 1 não apresentou oscilações, isto é, o efeito magneto-térmico não pôde ser observado.

A amostra número 2 apresentou oscilações com a amplitude prevista para um monocristal puro.

Êstes resultados estão de acôrdo com as informações fornecidas pela razão de resistividade, e indicam uma maior pureza e perfeição para a amostra número 2.

A razão de resistividade medida para o cobre está de acôrdo com valores obtidos para fios de cobre usados em bobinas, que têm pureza comparável com a da amostra.

Com êstes resultados podemos concluir que o aparelho por nós montado apresentou bom funcionamento. Além de sua utilização para a determinação da pureza em metais, podemos sugerir o uso do aparelho para o cálculo efetivo da resistividade elétrica de metais⁽³⁾ e determinação de valores locais de resistividade, permitindo obter informações que possam ser úteis em outras experiências.

REFERÊNCIAS

- (1) D. K. C. MacDonald, "Electrical Conductivity of Metals and Alloys at Low Temperatures", Handbuch der Physik, 14, 137-197 (1956).
- (2) K. Mendelssohn, "Cryophysics". New York, Interscience Publishers, Inc., 1960
- (3) C. P. Bean, R. W. DeBlois e L. B. Nesbitt, J. Appl. Phys., 30, 1976 (1959)
- (4) N. F. Mott e H. Jones, "The Theory of the Properties of Metals and Alloys". New York, Dover Publications, Inc., 1936
- (5) C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics". New York and London, John Wiley and Sons, 2nd edition (1960)
- (6) E. P. Vol'skii, JETP 46, 123 (1964); Soviet Phys. JETP 19, 89 (1964)
- (7) Peter J. Melz, Phys. Rev. 152, 540 (1966)
- (8) Gary L. Peterson e Allan R. Hoffman, Rev. Sci. Instr. 39, 922 (1968)
- (9) L. D. Landau e E. M. Lifshitz, "Electrodynamics of Continuous Media". London, Pergamon Press, 1960
- (10) B. Wwednesky, Ann. Physik 64, 609 (1921)
- (11) C. Quadros e N. F. Oliveira Jr., Physics Letters 27 A, 227 (1968)