UNIVERSIDADE ESTADUAL DE MARINGÁ CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS DEPARTAMENTO DE FÍSICA

JADE BARRETO

ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DA CONDUTIVIDADE ELÉTRICA DE SÓLIDOS EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA

MARINGÁ

JADE BARRETO

ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DA CONDUTIVIDADE ELÉTRICA DE SÓLIDOS EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA

Trabalho de conclusão de curso apresentada ao Departamento de Física como requisito parcial para obtenção do título de Bacharelado em Física, sob orientação do Prof. Ivair do Santos.

MARINGÁ 2015

JADE BARRETO

ANÁLISE DO COMPORTAMENTO DA CONDUTIVIDADE ELÉTRICA DE SÓLIDOS EM FUNÇÃO DA TEMPERATURA

Trabalho de conclusão de curso apresentada ao Departamento de Física como requisito parcial para obtenção do título de Bacharelado em Física, sob orientação do Prof. Dr. Ivair Aparecido dos Santos.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Ivair Aparecido dos Santos (orientador)

(Departamento de Física-UEM)

Prof. Dr. Jurandir Hillmann Rohling

(Departamento de Física-UEM)

Prof. Dr. Maurício Antonio Custódio de Melo

(Departamento de Física-UEM)

AGRADECIMENTO

Aos meus pais, Nilza e Adelmo, por apoiar meus estudos.

A minha família e meus amigos, por todo o apoio que forneceram durante minha graduação.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Ivair Aparecido dos Santos, pela dedicação e paciência.

Aos rapazes do laboratório, Diogo Montanher e Daniel Matos, pela paciência e auxilio durante a realização desse trabalho.

RESUMO

Nesse trabalho de conclusão de curso, buscou caracterizar a condutividade elétrica de condutores, isolantes e semicondutores, a partir da elevação da temperatura. Foi realizada uma revisão bibliográfica para estudar: O modelo de Drude e o modelo de Sommerfeld, que trata da condução elétrica a partir de partículas livres; A bandas de sólidos, que trata da condução elétrica através de partículas em potenciais periódicos; E perdas dielétricas, pois os modelos de Drude e Sommerfeld não explicam isolantes. Após a revisão bibliográfica, foi realizado o experimento para fazer a caracterização da condutividade elétrica em função da temperatura. No experimento foi realizada uma ligação em série com a amostra, uma fonte de tensão e um amperímetro. Para elevar a temperatura da amostra, foi utilizado o Forno EDG 3000 CPU – 3P – LCD e com o termopar era registrada a temperatura. Neste trabalho buscou-se detalhar os métodos e os procedimentos utilizados para a realização do experimento. E ao final, é discutido os resultados com o que é esperado pela literatura e o que foi obtido em laboratório.

Palavras-chaves: Condutividade Elétrica, Matéria Condensada, Metais, Isolantes e Semicondutores.

SUMÁRIO

1.	Introdução 07
2.	Teoria
	2.1 – O Modelo de Drude e Sommerfeld 08
	2.2 – Introdução a Bandas dos Sólidos 11
	2.3 – Condução em Metais 14
	2.4 – Condução em Semicondutores 15
	2.5 – Condução Dielétrica
3.	Experimento 21
	3.1 – Materiais, Métodos Experimentais 21
	3.2 – Procedimento Experimental
	3.3 – Resultados e Discussões 24
4.	Conclusão 33
5.	Referências 34

1. Introdução

Uma das formas de classificar um sólido, é pela sua capacidade de conduzir uma corrente elétrica. Se o material conduz facilmente a corrente elétrica quando submetido a um campo elétrico externo, ele é classificado como condutor. Agora se o material não permite a condução da corrente elétrica, ele é classificado como isolante. E como nenhum sólido é perfeitamente puro, sendo este um dos motivos que leva o metal ter condução finita, haverá sólidos que são o meio termo entre esses dois extremos, condutor e isolante, que são os semicondutores (MOTT, 1958, p.49 – 89).

O estudo da condução elétrica em sólidos pode ser iniciada pelo modelo de Drude. Modelo proposto por Paul Drude, por volta de 1900, é um modelo simples mas que explica bem a condução elétrica em metais. Essa teoria pode ser um tanto ilusória quando traz a ideia de um "gás" de elétrons para um material, mas um metal que contém muitos elétrons blindados pelos elétrons mais próximos do núcleo, pode sim ser explicado por esse modelo. Apesar de não ser uma teoria que abrange muitos materiais ela é um início para o desenvolvimento de outras teorias (KNIGHT, 2009, p.943; ASHCROFT, 2011, p.1).

Teorias mais avançadas, como a de Sommerfeld, já trazem um pouco dos estudos atuais como a estatística de Fermi-Dirac, o princípio de exclusão de Pauli, a equação de Schorodinger para a partícula livre. Esse modelo proposto por Arnold Sommerfeld em 1927, corrige falhas do modelo de Drude. Entretanto, essa teoria ainda carrega aproximações. E outras teorias existentes corrigem essas aproximações, mas cada vez mais, essas teorias são complexas e de difícil visualização (MOTT, 1958, p.49 – 56; ASHCROFT, 2011, p.30 – 32).

As teorias de Drude e Sommerfeld tratam dos elétrons livres, mas é através do estudo da partícula em um potencial periódico que é desenvolvido a teoria de bandas dos sólidos, essa que classifica o sólido como condutor, isolante ou semicondutor. E com essas teorias se tem um bom ponto de partida de estudos de condução elétrica em sólidos (LIBOFF, 1980, p.291 – 293).

A caracterização de um material, quanto a sua facilidade de conduzir uma corrente elétrica, em altas temperatura, exige um estudo detalhado tanto microscopicamente, quanto macroscopicamente. E o desenvolvimento tanto teórico quanto experimental, pode ser utilizado para desenvolvimentos tecnológicos e científicos.

2. Teoria

2.1 – O Modelo de Drude e Sommerfeld

Uma compreensão simples da condutividade elétrica é proposta no modelo de Drude, que trata dos elétrons livres como um "gás de elétrons" (ASHCROFT, 2011, p.1). Nesse modelo os elétrons de condução estão espalhados, e se movimentando por todos os lados, com os prótons da rede estáticos no material. Contudo, como eles constantemente colidem entre si, não há realmente um movimento resultante. Se, com um campo elétrico externo empurrarmos todo o "gás de elétrons" em uma direção e sentido, mesmo que ainda colidissem uns com os outros, o movimento resultante não seria nulo e esses elétrons teriam uma velocidade em uma única direção e sentido (KNIGHT, 2009, p.943).



Figura 1: Movimento de elétrons dentro de um material com campo elétrico aplicado (KNIGHT, 2009, p.943).

Analisando esse fenômeno matematicamente, é necessário desenvolver uma expressão que, descreva a força resultante no material, quando submetido a um campo elétrico de baixa intensidade. O campo elétrico externo exerce uma força elétrica que impulsiona o gás de elétrons em uma direção e sentido. Todavia, essa força elétrica deve ser subtraída de um termo de amortecimento, pois mesmo que esse gás seja obrigado a seguir sempre em uma direção e sentido, os elétrons constantemente irão colidir uns com os outros e com as paredes do material. Sendo assim, a força resultante pode ser expressada pela seguinte equação (KINGERY, 1960, p.649-650):

$$m\left(\frac{dv}{dt}\right) = zeE - \frac{mv}{\tau} \tag{1}$$

Em que,

m – é a massa do elétron;

 $\frac{dv}{dt}$ – é a aceleração obtida;

z - é a o número da valência;

e – é a carga fundamental do elétron;

v – é o módulo da velocidade da densidade do gás;

 τ – é o tempo de relaxação;

 $E - \acute{e}$ o módulo do campo elétrico externo.

Observe que no decorrer do texto a notação vetorial será omitida nas expressões matemáticas.

A equação (1) é desenvolvida a partir da segunda lei de Newton. O termo de amortecimento contém o tempo de relaxação, que é o tempo entre colisões com as paredes e os outros elétrons no material (KINGERY, 1960, p.650).

A equação (1) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$m\left(\frac{dv}{dt} + \frac{v}{\tau}\right) = zeE \tag{2}$$

Quando aplicado um campo elétrico, e o equilíbrio estiver sido estabelecido, os efeitos inerciais terão cessado e a velocidade passa a ser constante para um campo elétrico constante. Dessa forma, a derivada da velocidade será nula. Teremos, a partir da equação (2), uma expressão para a velocidade, que é (KINGERY, 1960, p.650):

$$v_d = \frac{ze\tau}{m}E\tag{3}$$

A equação (3) é a expressão da velocidade que independe do tempo. Essa velocidade contém um índice "d", que significa que é a velocidade de deriva, é uma velocidade resultante da constante aceleração, devido ao campo elétrico, e desaceleração, devido às colisões. Essa expressão para a velocidade será a de maior interesse, pois ela define bem, no equilíbrio, a velocidade para baixas frequências e campos elétricos constantes (KINGERY, 1960, p.650). Para evitar repetições, a palavra "deriva" será omitida quando for citada essa velocidade.

Como há movimento de cargas dentro do material devido ao campo elétrico, é possível então deduzir uma equação que descreve essa densidade de corrente no material. Como os portadores de carga estão transportando a carga com a velocidade de deriva, a densidade de corrente pode ser definida como a densidade de número de portadores multiplicado pela carga, o número de valência e pela velocidade, sendo assim (TIPLER, 1933, p.146-147):

$$J = nzev_d \tag{4}$$

Em que,

 $J - \acute{e}$ a densidade de corrente;

 $n - \epsilon$ a densidade de número de portadores.

Como na equação (3) foi calculado a velocidade, podemos então substituir essa equação na expressão da densidade de corrente dada pela equação (4), neste caso:

$$J = nze\left(\frac{ze\tau E}{m}\right) \tag{5}$$

Apenas o campo elétrico é uma váriavel no lado direito da equação, todos os outros termos são constantes. Desta forma, podemos rearranjar os termos da equação (5), colocando as

constantes entre parenteses, que permite a visibilidade da dependência linear entre campo elétrico e densidade de corrente, na forma :

$$J = \left(\frac{nz^2 e^2 \tau}{m}\right) E \tag{6}$$

Ou, alternativamente:

$$J = \sigma E \tag{7}$$

Comparando-se as equações (6) e (7), a constante de proporcionalidade é a condutividade elétrica do material, que é uma constante nesse caso, definida como (KINGERY, 1960, p.650):

$$\sigma = \frac{nz^2 e^2 \tau}{m} \tag{8}$$

O foco desse trabalho é variar a temperatura e observar o comportamento da condutividade elétrica. Com a definição da equação (7) podemos isolar a condutividade e substituir a definição da densidade de corrente dado pela equação (4), obtendo (KINGERY, 1960, p.648):

$$\sigma = nze \frac{v_d}{E} \tag{9}$$

Para alcançar o objetivo de ter uma expressão da condutividade elétrica dependente da temperatura, será definida a mobilidade absoluta, que é a velocidade dividida pela força elétrica, matematicamente expressada da seguinte maneira (KINGERY, 1960, p.648):

$$B = \frac{v_d}{zeE} \tag{10}$$

Em que,

 $B - \acute{e}$ a mobilidade absoluta;

Substituindo a expressão da equação (10) na equação (9) obtemos uma expressão para a condutividade elétrica, na forma:

$$\sigma = n(ze)^2 B \tag{11}$$

A equação (11) é uma expressão da condutividade elétrica que pode ser usada para determinar sua dependência em relação a temperatura para baixas frequências (KINGERY, 1960, p.648).

A teoria de Drude é uma teoria simplificada com aproximações. Sommerfeld desenvolveu uma teoria mais complexa do que a de Drude, fazendo uso da mecânica quântica, o princípio de exclusão de Pauli e a estatística de Fermi-Dirac. A teoria de Sommerfeld também tem aproximações mas explica bem a condução elétrica com um pouco mais de rigor. Entretanto, não é foco desse trabalho o aprofundamento dessa teoria, e portanto não será tratado todos os detalhes da mesma aqui.

Um átomo de hidrogênio, contém apenas um elétron se movendo no campo de um próton. Portanto, há uma energia potencial associada a esse elétron. Com uma certa aproximação, um núcleo contendo prótons e neutros é rodeado por elétrons. Os números de elétrons, prótons e neutros, varia de acordo com o átomo em questão. Os elétrons de condução, os mesmo da teoria de Drude, tem sua energia determinada pela equação de Schrödinger de potencial nulo, já que são tratados como elétrons livres (MOTT, 1958, p.41):

$$\varepsilon\psi(r) = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi(r) \tag{12}$$

Apenas certos valores de energia, ε , são possíveis para obter a solução $\psi(r)$, que é limitada de zero ao infinito. Cada elétron livre, tem uma função de onda, que é solução da equação de Schrödinger. Uma ilustração com os níveis de energia no poço de potencial é dada pela figura (2) (MOTT, 1958, p.41 – 53):



Figura 2: Potencial no metal, as linhas horizontais são os níveis de energia e as bolinhas são os elétrons (MOTT, 1958, p.52).

Os níveis de energia estão bem próximos uns dos outros, de uma forma quase continua, observe na figura que, os níveis mais baixos de energia estão ocupados por pares de elétrons e os de energias mais elevada se encontram desocupadas. Um dos avanços da teoria de Sommerfeld é com o princípio de exclusão de Pauli, que diz que, não poderá mais que dois elétrons ocuparem o mesmo nível de energia, esses dois elétrons devem ter spins opostos, ou seja, apenas dois elétrons podem ter a mesma função de onda. Assim como no modelo de Drude, os elétrons livres não estão em repouso, mas estão se movimentando com uma energia cinética que vai de mínimo até um máximo de energia, E_f , que é a "Energia de Fermi" (MOTT, 1958, p.49-53).

2.2 – Introdução a Bandas dos Sólidos

No modelo de Drude, foi desenvolvida a ideia do "gás de elétrons", o que explica bem a condução nos metais. Agora é necessário condensar esse "gás", para formar um sólido, e explicar por que alguns conduzem a corrente elétrica melhor que outros. Nessa condensação, os átomos são arranjados de forma a constituir uma rede (COHEN-TANNOUDJI, 1977, 1442-1443). Essa rede é muitas vezes encontrada como um arranjo periódico, que é descrito pela rede de Bravais. Uma definição de rede de Bravais, pode ser vista como a de vários pontos discretos

arranjados e orientados de forma a parecerem iguais, não importando qual ponto é visualizado essa rede. Os íons não estão estáticos, isso é apenas uma aproximação, os íons sofrem vibrações térmicas em torno da posições de equilíbrio (ASHCROFT, 2011, p.69-70).

Fazendo agora, o uso da aproximação do elétron independente, que representa as interações elétron-núcleo e elétron-elétron por um potencial efetivo, U(r). Este potencial, para um sólido perfeitamente periódico, satisfaz a seguinte equação (ASHCROFT, 2011, p.141-143):

$$U(r+R) = U(r) \tag{13}$$

Em que,

 $U(r) - \acute{\mathrm{E}}$ o potencial de um íon;

 $U(r + R) - \acute{E}$ o potencial gerada por um íon da rede há uma distância R.

Sólidos não são perfeitamente periódico, a equação (13) é uma idealização, mas que é interessante para a discussão a seguir. Na equação (13), o "R" aparece da definição da rede de Bravais.



Figura 3: Ilustração de potencial periódico cristalino (ASHCROFT, 2011, p.141-143).

No potencial periódico, cada elétron independente deve obedecer a seguinte equação de Schrödinger:

$$H\psi = \varepsilon\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi + U(r)\psi \qquad (14)$$

Esses elétrons, são chamados de elétrons de Bloch. A diferença da equação de Schrödinger, desses elétrons para os elétrons livres, é o termo com o potencial periódico. Esses elétrons contém uma propriedade importante proveniente do Teorema de Bloch, que diz que os autoestados da Hamiltoniana da equação (14) podem ser escritos da seguinte forma (ASHCROFT, 2011, p.141-143):

$$\psi_{nk}(r) = e^{ik.r} u_{nk}(r)$$

Sendo,

(15)

$$u_{nk}(r+R) = u_{nk}(r)$$

O teorema introduz um vetor de onda, que é o "k". E aparece um índice "n" pois para um dado vetor de onda, haverá muitas soluções para a equação de Schrödinger. Substituindo a solução dada pela equação (15), na equação (14), obtemos o seguinte resultado (ASHCROFT, 2011, p.150-152):

$$H_k u_k(r) = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\nabla}{i} + k\right)^2 u_k(r) + U(r)u_k(r) = \varepsilon_k u_k(r) \qquad (16)$$

A condição de contorno da equação (15), também se aplica a equação acima. E devido a essa condição de contorno, que a equação (16) é um problema de autovalor. Esse problema de autovalor, se encontra dentro de um volume finito fixo, e portanto se espera encontrar um conjunto infinito de soluções, espaçados discretamente, que é o que chamamos de índice de bandas n.

O índice "k", na equação (16) é um parâmetro, ou seja, cada níveis de energia irá variar conforme esse parâmetro varia. Mesmo que seja redundante devido a definição de rede de Bravais, a qual faz com que "k" seja idêntico para cada unidade da rede cristalina, vamos fazer com que esse parâmetro varie por todo o seu espaço, portanto (ASHCROFT, 2011, p.150-152):

$$\psi_{n,k+K}(r) = \psi_{n,k}(r) ; \qquad (17)$$

$$\varepsilon_{n,k+K} = \varepsilon_{n,k}$$

A estrutura de banda de um sólido, serão as informações contidas nessas funções. A cada "n", os níveis eletrônicos dados por $\varepsilon_{n,k}$ formam a banda de energia. E como, $\varepsilon_{n,k}$, é continuo e periódico em "k", haverá limites na banda de energia, os níveis de $\varepsilon_{n,k}$, estarão contidos entre esses limites (ASHCROFT, 2011, p.150-152).

De uma forma ilustrativa, a figura a baixo mostra como seria os níveis de bandas de energia, para cada um dos materiais a serem estudados experimentalmente nesse trabalho:



Figura 4: Bandas de condução para condutor, semicondutor e isolante (ASHCROFT, 2011, p.150-152).

A figura (4) mostra em preto a banda completamente preenchida, e logo em seguida, em cinza, a banda parcialmente preenchida. As brancas são bandas de energias bem elevadas, que estão vazias. A facilidade de mudar da menor energia para a energia mais elevada, ou seja, passar os elétrons da banda completamente preenchida para a parcialmente preenchida, é que

possibilita o material ser um condutor. Sendo a banda parcialmente preenchida, conhecida também por banda de condução (COHEN-TANNOUDJI, 1977, 1443-1445).

Inicialmente, vamos tratar da condução em metais e semicondutores, pois estes conseguem evoluir sua energia de uma banda para a outra. Já nos isolantes a banda não permitida está tão distante que não é possível fazer os elétrons evoluírem suas energias, eles não conseguem sair da configuração de menor energia para uma mais alta. No entanto, isso não impede que um material isolante deixe de reagir a um campo elétrico externo aplicado, mas este será tratado com outras teorias mais a frente (KINGERY, 1960, p.179).

2.3 – Condução em Metais

Ocorre transferência de carga elétrica no material por quatro formas diferentes, sendo os aníons e cátions da condução iônica, comum em metais. Os elétrons e "buracos" comuns em semicondutores (VAN VLACK, 1973, p.156).

Nos metais, não há lacuna entre a banda completamente preenchida e a parcialmente preenchida, elas se encontram ligadas, assim um elétron que está com a menor energia, pode facilmente ir para os níveis de energia mais elevado (KINGERY, 1960, p.179). Por causa disso os metais são ótimos condutores de eletricidade. Como já foi citado nos modelos de Drude e Sommerfeld, nos metais, há um mar de elétrons dentro do material, por isso a aproximação do elétron livre descreve bem a condutividade nesse material.

A condução iônica, se dá pelo movimento dos transportadores no material, e esse movimento pode ser descrito pelo coeficiente de difusão no material. O coeficiente de difusão dependente da mobilidade absoluta é escrito da seguinte maneira (KINGERY, 1960, p.653):

$$D_i = kTB_i \tag{18}$$

Em que,

 $D_i - \acute{\mathrm{E}}$ o coeficiente de difusão; $k - \acute{\mathrm{E}}$ a constante de Boltzmann; $T - \acute{\mathrm{E}}$ a temperatura.

Se na equação (18) isolarmos a mobilidade absoluta e substituirmos na equação (11) iremos obter a primeira equação da condutividade elétrica dependente da temperatura, pelos transportadores iônicos. Podemos escrever então, essa condutividade como sendo (KINGERY, 1960, p.653):

$$\sigma_i = \frac{n_i (z_i e)^2 D_i}{kT} \tag{19}$$

O coeficiente de difusão, dependente exponencialmente da temperatura e da energia de ativação. Pois, para os íons se moverem precisam antes da energia de ativação, para vencer as barreiras que dificultam seu movimento no sólido. Essa dependência é descrita pela seguinte equação (VAN VLACK, 1973, p.89):

$$D = D_0 e^{\left(-\frac{u}{kT}\right)} \tag{20}$$

Em que,

 $D_0 - \acute{e}$ uma constante que depende do material;

- $u \acute{e}$ a energia de ativação;
- k constante de Boltzmann.

Com a substituição do coeficiente de difusão na equação (19), obtemos a seguinte expressão:

$$\sigma_i = \left(\frac{n_i(z_i e)^2 D_0}{k}\right) \frac{e^{\left(-\frac{u}{kT}\right)}}{T}$$
(21)

Observe que na equação (21), a dependência do coeficiente de difusão com a temperatura, é dada por meio de uma exponencial negativa. Para temperaturas razoáveis essa exponencial vai se sobre sair, entretanto quando a temperatura for muito grande, a fração vai tender a zero, e qualquer número diferente de zero elevado a zero é um. Nesse caso, o coeficiente de difração vai ser próximo da constante que depende do material, e pela equação (19), quando a temperatura for muito grande a condutividade vai depender do inverso da temperatura (KINGERY, 1960, p.653).

Para T >> 1:

$$D \sim D_0$$
(22)
$$\sigma_i = \left(\frac{n_i (z_i e)^2 D_0}{k}\right) \frac{1}{T} \rightarrow \sigma \approx \frac{1}{T}$$
(23)

O modelo de Sommerfeld abordou a condutividade elétrica no metal, que é um condutor, como um mar de elétrons livres. Esses elétrons livres tem uma energia cinética, esta que se eleva com a elevação da temperatura, e cada vez mais elétrons vão saindo do estado de menor energia para estados de energia mais elevadas. Portanto a mobilidade absoluta vai decrescendo com a temperatura, equação (18), haverá uma dificuldade em transportar a carga elétrica conforme a temperatura se eleva (MOTT, 1958, p.49-53).

2.4 – Condução nos Semicondutores

Nos semicondutores, diferente dos metais, há sim uma pequena lacuna, entre as bandas de energia. Entretanto, as energias térmicas podem excitar alguns elétrons a conseguirem ir para os níveis de energia mais alto, permitindo que na banda permitida fique "buracos", e assim é possível fazer, tanto a condução pelos elétrons que foram para a banda de condução quanto pelos "buracos", que foram deixados nas bandas completamente preenchida (KINGERY, 1960, p.179).

A densidade de corrente elétrica nos semicondutores pode ser expressada pela soma das contribuições dos elétrons e dos buracos, da seguinte maneira (MCKELVEY, 1966, p.278):

$$J = e(n_e \mu_e + n_h \mu_h) E \tag{24}$$

Em que,

 n_e e n_h - são a densidade de número de portadores, elétrica e buracos;

e – é a carga fundamental do elétron;

 $\mu_e \in \mu_h - s$ ão a mobilidade, elétrica e buracos.

Através da equação (7) desse texto podemos ver que a condutividade é dada por:

$$\sigma_e = e(n_e \mu_e + n_h \mu_h) \tag{25}$$

Em que,

 $\sigma_e - \acute{\mathrm{E}}$ a condutividade no estado de equilíbrio.

No semicondutor intrínseco, o número de elétrons que evoluem sua energia para ir para a banda de condução, é o mesmo número de buracos que será deixado para ajudar na condução. Embora em um semicondutor com impurezas o número de elétrons podem não ser o mesmo de buracos, no equilíbrio ele será, e portanto podemos rearranjar os termos da expressão da seguinte maneira (MCKELVEY, 1966, p.266):

$$\sigma_e = e n_i \mu_h (b+1) \tag{26}$$

Sendo,

$$b = \frac{\mu_e}{\mu_h} \tag{27}$$

Em que,

 n_i – é a densidade do número de portadores no equilíbrio;

b – é a razão das mobilidades.

A mobilidade não tem uma forte dependência com a temperatura, essa dependência com a temperatura provem da densidade do número de portadores no equilíbrio (KINGERY, 1960, p.666), pode ser expressado apenas como função da temperatura (MCKELVEY, 1966, p.266):

$$n_i(T) = 2\left(\frac{2\pi (m_h^* m_e^*)^{\frac{1}{2}} kT}{h^2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{u}{2kT}}$$
(28)

Em que,

 $m_h^* \in m_e^* - \acute{e}$ a massa efetiva do buraco e a do elétron.

Substituindo a equação (28) na equação (26), obtemos:

$$\sigma_e = 2e\mu_h(b+1) \left(\frac{2\pi (m_h^* m_e^*)^{\frac{1}{2}} kT}{h^2}\right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{u}{2kT}}$$
(29)

Para temperaturas baixas a exponencial será o termo mais forte. Nos semicondutores a energia da banda proibida não é tão grande, assim se aumentarmos a temperatura, aumenta o número de elétrons que passam de uma banda para a outra, e consequentemente o número de buracos deixados por esses elétrons também. Se reduzirmos a temperatura, a exponencial negativa vai ficar cada vez menor (tendendo a zero) e consequentemente nenhum elétron sobe

o nível de energia. Por isso que, diferente dos metais, reduzir a temperatura faz com que a condutividade reduza também (KINGERY, 1960, p.179).

$$\sigma_e = \sigma_0 e^{-\left(\frac{u}{2kT}\right)} \tag{30}$$

Sendo a equação (29) difícil de ser interpretada, uma figura a seguir, ilustra a condutividade elétrica em função do inverso da temperatura para várias amostras semicondutoras.



Figura 5: Condutividade Elétrica de várias amostras (KINGERY, 1960, p.669).

Para facilitar a análise da figura (5), a figura (6) ilustra a mesma imagem com três focos diferentes. Na figura (6): (a) A condutividade elétrica decresce quase linearmente para algumas amostras na imagem, as faixas de temperatura varia de 85 K a 500 K, variando da amostra em questão. (b) O gráfico ilustra uma curva, um "joelho", observe que para uma amostra especifica esse joelho pode começar a partir da temperatura 250 K, como mostra a curva para a primeira amostra perto do eixo da temperatura, ou a partir de 500 K, como mostra a curva que está mais distante do eixo da temperatura. (c) Após o "joelho" acontece um grande crescimento linear da

temperatura com a condutividade elétrica para temperatura na faixa de 500 K para cima (KINGERY, 1960, p.668 - 672).



Figura 6: Condutividade elétrica para várias amostras semicondutoras nas faixas de (a) 85K a 500K (b) 250K á 1000K e (c) 500K e maiores do que 1000K (KINGERY, 1960, p.669).

Observe que a elevação dos elétrons para a banda de condução citada na teoria de bandas só ocorrem após o "joelho", como ilustra a figura (6) na parte (c). Essa elevação é bem rápida, pois segundo a teoria o semicondutor passa a conduzir tanto com os elétrons livres quanto pelos buracos deixados por esse elétrons. Antes disso a elevação da temperatura apenas reduz a condutividade elétrica.

A elevação da temperatura antes da curva decresce a condutividade elétrica (KINGERY, 1960, p.668):

$$\sigma \approx \frac{1}{T} \tag{31}$$

Após a curva, a condutividade elétrica cresce com a temperatura. E dependendo das impurezas do semicondutor, a temperatura ambiente pode estar na faixa de temperatura da curva (KINGERY, 1960, p.668).

2.5 – Condução Dielétrica

Todas as cargas internas, de um isolante, estão ligadas aos átomos ou moléculas impossibilitando grandes movimentos dentro do material (GRIFFITHS, p.113). Uma vez que a estrutura não permite grandes movimentos das cargas livre dentro do material, não haverá corrente de cargas. Entretanto esse material se polariza, alinhando as moléculas de acordo com os potenciais em sua extremidade como mostra a figura (7) (VAN VLACK, 1973, p.167).

Essa polarização neutraliza as cargas da superfície do capacitor aumentando a capacidade de armazenamento de cargas e reduzindo uma parte do campo aplicado, assim somente uma fração das cargas livres gera um campo elétrico e uma voltagem para fora do material (VON HIPPEL, 1995, p.6).



Figura 7: Um exemplo de polarização dielétrica (VON HIPPEL, 1995, p.6).

Essa polarização é proporcional ao campo aplicado. Podendo ser expressada matematicamente pela seguinte relação (VON HIPPEL, 1995, p.95):

$$P = (\varepsilon' - \varepsilon_0)E \tag{32}$$

Em que,

 ε' – É a permissividade do material;

 $\varepsilon_0 - \acute{\mathrm{E}}$ a permissividade no vácuo;

E – Campo elétrico aplicado;

P – Polarização do dielétrico.

O retardamento entre a aplicação da diferença de potencial e a polarização, é representado por uma mudança na fase, que é causada por perdas e dissipações. O fator dissipativo pode ser expressado matematicamente pela seguinte relação (KINGERY, 1960, p.699 - 701):

$$\tan \delta = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} \tag{33}$$

Em que,

 $\tan \delta$ – Fator dissipativo;

 ε'' – Fator de perda dielétrica;

 $\delta - \hat{A}$ ngulo de perda.

A condutividade dielétrica é devido a perdas dielétricas, e cresce com a frequência. Portanto, medidas de condutividade depende da frequência utilizada, expressando matematicamente essa relação (KINGERY, 1960, p.708 - 718):

$$\sigma = \omega \varepsilon' \tan \delta \tag{34}$$

Em que,

$$\omega - \acute{\mathrm{E}}$$
 a frequência.

A perda de energia dielétrica é resultado dos processos de: Perda da polarização elétrica. Vibração e deformação do íon, esse que se torna evidente apenas para frequências altas. E a perda por migração iônica, esse que é elevado de acordo com a temperatura para baixas frequências. Esse último processo é o principal responsável pela perda dielétrica em cristais e vidros. E uma relação do fator dissipativo com a frequência e temperatura, que não são independentes um do outro, é dada pela equação a seguir (KINGERY, 1960, p.710 - 718):

$$\tan \delta = \frac{(k'_0 - k'_\infty)(\omega\tau)}{k'_0 + k'_\infty(\omega\tau)^2}$$
(35)

Em que,

 $k'_0 - \acute{\mathrm{E}}$ a permissividade estatística;

 k'_{∞} – É a permissividade ótica;

 $\tau - \acute{\mathrm{E}}$ o tempo de relaxação.

A migração iônica pode ocorrer por pulos de íons. Nesse caso, para um íon ir de uma posição para outra, ele deve enfrentar uma grande barreira de potencial. O tempo de relaxação do qual ele leva para mudar sua posição pode ser expressada de uma forma simplificada como (FRÖHLICH, 1949, p.78):

$$\tau = \tau_0 e^{\left(\frac{U}{KT}\right)} \tag{36}$$

Em que,

 $U - \acute{\mathrm{E}}$ o potencial; $\tau_0 - \acute{\mathrm{E}}$ o período das vibrações atômicas; $K - \acute{\mathrm{E}}$ a constante de Boltzmann.

Com as equações (34), (35) e (36) obtemos a condutividade dielétrica dependente tanto da frequência quanto da temperatura. Para bons isolantes, a condutividade crescerá exponencialmente com a temperatura para baixas frequências. Perdas por vibração e deformação fazem a diferença para, altas frequências e temperatura ambiente. O fator dissipativo terá como resposta a soma de todas essas contribuições (KINGERY, 1960, p.712).

3. Experimento

3.1 – Materiais e Métodos Experimentais

MATERIAIS UTILIZADOS:

 Forno: EDG 3000 CPU – 3P – LCD; Utilizado para aquecer as amostras. Nas seguintes faixas de temperatura: Condutor 295,15 K – 378,15 K; Semicondutor 304,15 K – 381,15 K; Isolante 573,15 K – 683,15 K.



- Fonte: DOWER PS3003D, DC Power Supply; Utilizado para fornecer a tensão no sistema. Para as três amostras foi fornecido a mesma tensão de 2 V.
- Multímetro: AGILENT 34401A; Utilizado para medir a corrente que passa pela amostra a cada valor de temperatura.
- Termopar: Multímetro digital MINIPA ET-2082B; Utilizado para medir a temperatura que estava próxima da amostra.



- Cabos para ligação, com pontas jacaré;
 Utilizados para fazer a ligação em série da amostra com os aparelhos.
- Fios de cobre;
- Tinta TICON Tintas Condutivas (Código: 9145 e Lote: 109607);
- Tinta SPIN PAINT, tinta de prata de alta pureza; Ambas as tintas, TICON e SPIN – PAINT, assim como os fios de cobre, foram utilizadas para a preparação das amostras semicondutora e isolante.
- Paquímetro;
- Régua, com escala em centímetros; As ferramentas paquímetro e régua foram utilizadas para fazer medidas
- Três amostras: Condutora, um fio de Níquel-Cromo; Isolante, Alumina; e Semicondutora, grafite.

MÉTODOS EXPERIMENTAIS:

Para a análise dos resultados experimentais utilizando a equação (7) desse texto, e usando as definições de campo elétrico e densidade de corrente elétrica foi possível fazer as seguintes relações (GIROTTO, SANTOS, 2002):

$$J = \sigma E; \qquad E = \frac{V}{L}; \qquad J = \frac{I}{A}; \qquad (37)$$

$$\frac{I}{A} = \frac{\sigma V}{L} \tag{38}$$

$$\sigma = \left(\frac{L}{AV}\right)I\tag{39}$$

Em que,

 $V - \acute{\mathrm{E}}$ a tensão aplicada aos terminais da amostra;

 $L - \acute{\mathrm{E}}$ o comprimento da amostra;

A - É a área da superfície do material;

 $I - \acute{\mathrm{E}}$ a corrente que a amostra conduz.

Tudo o que está em parêntese na última equação é constante. Com uma fonte é mantida uma voltagem constante, a área e o comprimento da amostra é medida experimentalmente. Já que as amostras tinham geometrias diferentes, então as medidas de área são realizadas de maneira diferente. Para o cilindro, o diâmetro é obtido experimentalmente com um paquímetro e, por meio da equação se obtém a área experimentalmente:

$$r = \frac{D}{2}; A = \pi r^2 \tag{40}$$

Em que,

 $D - \acute{\mathrm{E}}$ o diâmetro da circunferência da amostra;

 $r - \acute{\mathrm{E}}$ o raio da circunferência da amostra.



Figura 8: Ilustração de um cilindro e de um retângulo.

Para retângulo o cálculo da área é obtido através da equação que se segue:

$$A = (l_1)(l_2)$$
(41)

3.2 – Procedimento Experimental

PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS:

Com o objetivo de aplicar o campo elétrico externo uniforme nas amostra, foi preparado tanto o isolante quanto o semicondutor para que ambos estejam dentro de um capacitor. Para o condutor essa preparação é desnecessária, já que as ligações são feitas através de condutores, por isso o condutor ligado nos cabos estabelece uma campo elétrico uniforme por todo o material facilmente.

A amostra semicondutora utilizada no experimento foi o grafite ISO 63, o qual tem forma geométrica de um pequeno cilindro. Nos polos dessa amostra aplica-se a tinta condutora TICON - Tintas Condutivas (Código: 9145 e Lote: 109607), e aquece à 100 °C, para a tinta condutora secar. Nos extremos da amostra, onde foi aplicada a tinta condutora, utiliza-se a Tinta SPIN – PAINT (tinta de prata de alta pureza) para fixar nos polos da amostra fios de cobre. Esta tinta seca a temperatura ambiente.

Esse procedimento também foi realizado na amostra isolante. O isolante utilizado foi a alumina, a qual tem a forma geométrica de um pequeno retângulo. A figura a seguir ilustra como deve estar as duas amostras, semicondutora e isolante, ao final da preparação:



Figura 9: A ilustração do lado direito representa a amostra semicondutora, o grafite. E a ilustração do lado esquerdo representa a amostra isolante, a alumina.

CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL:

O arranjo experimental é composto de quatro equipamentos, sendo eles: O forno EDG 3000 CPU - 3P - LCD, onde se aquece as amostras; o termopar MINIPA tipo J, que fica próximo a amostra e portanto deve medir a mesma temperatura que a mesma; a fonte de tensão DOWER PS3003D, DC Power Supply, que fornece a diferença de potencial; e por fim, o multímetro AGILENT 34401A, para medir a corrente elétrica que atravessa a amostra.

Arranjo experimental: Um cabo da fonte de tensão deve ser soldado em uma das extremidades da amostra, no caso da amostra condutora é diretamente na amostra, e nas amostras semicondutora e isolante é em um dos fios de cobre. Outro cabo da fonte de tensão é ligado no amperímetro, e um cabo do amperímetro é soldado na outra extremidade da amostra, como ilustra a figura (10). A ligação em série do amperímetro com a amostra permite a medida da corrente elétrica.



Figura 10: Esquema de montagem experimental.

A fonte de tensão foi ajustada em 2V para todas as amostras. O forno, programado para elevar sua temperatura de um grau a cada minuto, as amostras condutora e semicondutora foram a partir da temperatura ambiente até por volta de 380 K e a amostra isolante foi de 570 K até 685 K, já que no caso da Alumina, não haverá condução de corrente com temperaturas menores que 570 K. O amperímetro foi regulado para medir a corrente com seis dígitos de precisão. A cada mudança da temperatura no termopar, é registrado o valor da corrente.

3.3 – Resultados e Discussões

Com o objetivo de calcular a constante da equação (39), foram coletadas as informações das três amostras utilizando as ferramentas: paquímetro e uma régua com escala em centímetros. As amostras de grafite e de Níquel-Cromo têm a mesma geometria, cilíndrica, e para ambas foi utilizada a equação (40) para calcular o raio e a área. A tabela a baixo contém as medidas realizadas e calculadas:

Tabela 1: Dados coletados das amostras condutora e semicondutora.						
Grandeza:	Símbolo:	Níquel-Cromo	Grafite			
Diâmetro	D	(0,5 <u>+</u> 0,05) mm	(5,15 <u>+</u> 0,05) mm			
Raio	r	(0,25 <u>+</u> 0,05) mm	(2,575 <u>+</u> 0,05) mm			
Área	А	$(0,19 \pm 0,05) mm^2$	$(20,8 \pm 0,05) mm^2$			
Comprimento	L	$(25 \pm 0,5) cm$	(11 <u>+</u> 0,05) mm			
Tensão	V	$(2 \pm 0,1)V$	$(2 \pm 0,1)V$			

A Alumina têm a geometria semelhante a um retângulo, por isso para ela foi montada uma tabela separada das outras duas amostras. Para o cálculo da área para essa amostra foi utilizada a equação (41). Abaixo se encontram as medidas realizadas e calculadas:

Tabela 2: Dados coletados da amostra isolante.				
Grandeza:	Símbolo:	Alumina		
Lado um	l_1	$(9,8 \pm 0,05) mm$		
Lado dois	l ₂	$(4,15 \pm 0,05) mm$		
Área	А	$(40 \pm 0,05) mm^2$		
Comprimento	L	$(2,25 \pm 0,05) mm$		
Tensão	V	$(2 \pm 0, 1)V$		

Portanto a equação (39) pode ser escrita com as constante das amostras calculadas:

Níquel-Cromo:	$\sigma = [(636619,77 \pm 0,6)(mV)^{-1}] I$
Grafite:	$\sigma = [(264,423 \pm 0,1)(mV)^{-1}] I$
Alumina:	$\sigma = [(28,125 \pm 0,1)(mV)^{-1}] I$

Na realização do experimento foram registrados os dados da elevação da temperatura e a corrente elétrica. As três tabelas a seguir traz os dados anotado nessa caracterização experimental:

Tabela 3: Dados obtidos da amostra condutora.								
T (K)	I (A)	T (K)	I (A)	T (K)	I (A)	T (K)	I (A)	
295,15	0,2295	321,15	0,225	345,15	0,2234	369,15	0,2232	
298,15	0,2283	322,15	0,2249	346,15	0,2235	370,15	0,2231	
299,15	0,2285	323,15	0,2248	347,15	0,2234	371,15	0,2223	
300,15	0,2282	324,15	0,2247	348,15	0,2223	372,15	0,2223	
301,15	0,2278	325,15	0,2246	349,15	0,2231	373,15	0,2231	
302,15	0,2279	326,15	0,2245	350,15	0,2223	374,15	0,2231	
303,15	0,2276	327,15	0,2244	351,15	0,2223	375,15	0,2229	
304,15	0,2275	328,15	0,2246	352,15	0,2231	376,15	0,2223	
305,15	0,2275	329,15	0,2247	353,15	0,2229	377,15	0,2223	
306,15	0,2275	330,15	0,2246	354,15	0,2231	378,15	0,2229	
307,15	0,2272	331,15	0,2246	355,15	0,2229			
308,15	0,2271	332,15	0,2245	356,15	0,2229			
309,15	0,2267	333,15	0,2244	357,15	0,2229			
310,15	0,2261	334,15	0,2242	358,15	0,2229			
311,15	0,226	335,15	0,2241	359,15	0,2229			
312,15	0,2259	336,15	0,224	360,15	0,2223			
313,15	0,2256	337,15	0,2241	361,15	0,2229			
314,15	0,2253	338,15	0,224	362,15	0,2231			
315,15	0,2254	339,15	0,2239	363,15	0,2232			
316,15	0,2253	340,15	0,2238	364,15	0,2233			
317,15	0,225	341,15	0,2238	365,15	0,2233			
318,15	0,225	342,15	0,2237	366,15	0,2231			
319,15	0,2252	343,15	0,2235	367,15	0,2232			
320,15	0,2251	344,15	0,2235	368,15	0,2231			

Tabela 4: Dados obtidos do						
T (K)	Semicono	T(K)	$I(\Delta)$			
304.15	0.526	348.15	0 4908			
306.15	0.518	349.15	0.4899			
308.15	0.514	350.15	0.4905			
309.15	0.513	351.15	0.4889			
310,15	0,511	352,15	0,4898			
311,15	0,511	353,15	0,4887			
312,15	0,5101	354,15	0,4853			
313,15	0,5101	355,15	0,4836			
314,15	0,508	356,15	0,483			
315,15	0,508	357,15	0,4822			
316,15	0,509	358,15	0,4814			
317,15	0,508	359,15	0,481			
318,15	0,509	360,15	0,4815			
319,15	0,508	361,15	0,4809			
320,15	0,507	362,15	0,4815			
322,15	0,513	363,15	0,4776			
323,15	0,5121	364,15	0,4769			
324,15	0,511	365,15	0,4775			
325,15	0,5105	366,15	0,4759			
326,15	0,5085	367,15	0,475			
327,15	0,5091	368,15	0,4752			
328,15	0,5092	369,15	0,4748			
329,15	0,5085	370,15	0,4746			
330,15	0,5083	371,15	0,4755			
331,15	0,5087	372,15	0,4745			
332,15	0,5065	373,15	0,4725			
333,15	0,5055	374,15	0,4714			
334,15	0,5035	375,15	0,4713			
335,15	0,5027	376,15	0,47			
336,15	0,5023	377,15	0,4697			
337,15	0,5021	378,15	0,469			
338,15	0,4997	379,15	0,4683			
339,15	0,4993	380,15	0,4678			
340,15	0,499	381,15	0,468			
341,15	0,4967					
342,15	0,4964					
343,15	0,4964					
344,15	0,4937					
345,15	0,4929					
346,15	0,4918					
347,15	0,4925					

Tabela 5: Dados obtidos do Isolante.							
T (K)	Ι (μΑ)	T (K)	Ι (μΑ)	T (K)	Ι (μΑ)		
573,15	0,5	614,15	2	655,15	3,58		
574,15	0,6	615,15	1,98	656,15	3,64		
575,15	0,6	616,15	2,05	657,15	3,68		
576,15	0,7	617,15	2,12	658,15	3,73		
577,15	0,7	618,15	2,1	659,15	3,76		
578,15	0,6	619,15	2,2	660,15	3,78		
579,15	0,6	620,15	2,15	661,15	3,75		
580,15	0,5	621,15	2,21	662,15	3,82		
581,15	0,6	622,15	2,26	663,15	3,8		
582,15	0,7	623,15	2,3	664,15	3,79		
583,15	0,8	624,15	2,3	665,15	3,74		
584,15	0,8	625,15	2,37	666,15	3,87		
585,15	0,8	626,15	2,31	667,15	3,8		
586,15	0,8	627,15	2,38	668,15	3,77		
587,15	0,9	628,15	2,4	669,15	3,8		
588,15	1	629,15	2,44	670,15	3,89		
589,15	1,05	630,15	2,45	671,15	3,9		
590,15	1	631,15	2,5	672,15	3,95		
591,15	1,1	632,15	2,59	673,15	3,88		
592,15	1,1	633,15	2,57	674,15	3,92		
593,15	1,15	634,15	2,62	675,15	3,81		
594,15	1,1	635,15	2,7	676,15	3,96		
595,15	1,2	636,15	2,77	677,15	4,05		
596,15	1,25	637,15	2,79	678,15	4,15		
597,15	1,3	638,15	2,86	679,15	4,23		
598,15	1,3	639,15	2,87	680,15	4,29		
599,15	1,35	640,15	2,9	681,15	4,34		
600,15	1,4	641,15	2,96	682,15	4,36		
601,15	1,4	642,15	3,05	683,15	4,56		
602,15	1,45	643,15	3,1				
603,15	1,5	644,15	3,12				
604,15	1,55	645,15	3,19				
605,15	1,6	646,15	3,21				
606,15	1,6	647,15	3,28				
607,15	1,68	648,15	3,3				
608,15	1,7	649,15	3,33				
609,15	1,7	650,15	3,39				
610,15	1,7	651,15	3,45				
611,15	1,8	652,15	3,47				
612,15	1,85	653,15	3,53				
613,15	1,9	654,15	3,55				

Com os dados das três tabelas obtidas e com a equação (39), é possível obter os gráficos da condutividade elétrica em função da temperatura. A seguir os gráficos:

Condutor

Na literatura foi encontrado que o gráfico da condutividade elétrica em função da temperatura para a amostra condutora deve decrescer com o crescimento da temperatura (KINGERY, 1960, p.653). Abaixo encontra-se o gráfico da condutividade elétrica em função da temperatura para o material Níquel-Cromo:



Figura 11: Gráfico da condutividade elétrica dependente da temperatura para o fio de Níquel-Cromo.

Como não estamos realmente no limite de altas temperaturas e sim em temperaturas um pouco acima da temperatura ambiente, o gráfico deve ter uma grande contribuição exponencial o que é bem observado no gráfico obtido. Também é observado nesse gráfico que, a partir da temperatura de 348,15 K, oito pontos se encontram com o mesmo valor de 58500 (Ω m)⁻¹ para a condutividade elétrica. Isso pode ser ruídos nos aparelhos ou falhas devido a temperatura do forno, esses pontos não fazem parte da medida experimental, eles são erros. Por isso que um novo gráfico ajustado é confeccionado retirando esses pontos, obtemos então:



Figura 12: Gráfico ajustado da condutividade elétrica dependente da temperatura para o fio de Níquel-Cromo.

A porcentagem de decrescimento da condutividade elétrica para a variação de 90 K da temperatura é de 3,3%.

Semicondutor

Em temperaturas acima da temperatura ambiente, o grafite tem sua condutividade elétrica decrescente com a temperatura.

No artigo: *Electrical Conductivity of a Graphite Layer* de PIETRONERO, L.; STRASSLER, S. e ZELLER, H.R publicada na Physical Review B, 1980. Vol. 22, nº 2, é desenvolvido um trabalho teórico sobre a condutividade elétrica do grafite. No limite de altas temperaturas é desenvolvida uma equação para a condutividade elétrica em função da temperatura. Um esboço dessa equação é apresentada a seguir (PIETRONERO, STRASSLER e ZELLER, 1980):

$$\sigma_0 = \frac{C}{k_B T} \tag{42}$$

Em que,

 $C - \acute{e}$ uma constante.

Logo a baixo está o gráfico da condutividade elétrica em função da temperatura para o material Grafite:



Figura 13: Gráfico da condutividade pela temperatura para o Grafite.

Observe que no gráfico do grafite, na faixa da temperatura ambiente, há uma flutuação muito grande dos dados. A partir da temperatura de 320 K, parece ter sido estabelecido um equilíbrio e os dados seguem uma reta decrescente, muito semelhante ao da figura (6) parte (a):



Figura 6: Condutividade elétrica para várias amostras semicondutoras nas faixas de (a) 85K a 500K.

Para deixar semelhante ao da figura (6), um novo gráfico da condutividade elétrica em função do inverso da temperatura multiplicada por 1000 foi realizado, e a flutuação dos dados iniciais foram desprezados, obtendo o seguinte gráfico para o grafite:



Figura 14: Gráfico ajustado da condutividade pela temperatura para o Grafite.

A faixa de temperatura utilizada se encontra entre 300 K até 400 K. Comparando o gráfico ajustado, figura (14), com as curvas da imagem ilustrada pela figura (6) parte (a), a reta obtida é semelhante a curva de temperaturas de 110 K até 500 K.

A porcentagem de decrescimento da condutividade elétrica para a variação de 59 K da temperatura é de 9,55%. Está decrescendo mais rápido que o condutor.

Isolante

Para o gráfico do isolante se esperava uma exponencial crescente com a temperatura. Abaixo o gráfico da condutividade elétrica em função da temperatura para o material Alumina:



Figura 15: Gráfico da condutividade elétrica pela temperatura para a Alumina.

Entretanto, como é visto no gráfico, é aproximadamente uma reta crescente. Isso pode ser explicado pelo mesmo argumento que o condutor. Para a alumina a temperatura ainda foi pequena para realmente ter o comportamento de uma exponencial, é provável que o gráfico esteja mostrando o começo do crescimento dessa exponencial. Por esse motivo o gráfico apresenta um ajuste linear.

Analisando o gráfico do isolante é visto uma variação a baixo da temperatura de 580 K, é possível que o equilíbrio ainda estivesse se estabelecendo. E uma "quebra" grande dos dados é observada também entre 660 K e 680 K, pode ter havido algum erro durante o experimento devido à alta temperatura do forno, ou mesmo o aquecimento do laboratório. Portanto esses dados serão desprezados e um novo gráfico ajustado foi confeccionado:



Figura 16: Gráfico ajustado da condutividade elétrica pela temperatura para a Alumina.

A porcentagem de crescimento da condutividade elétrica para a variação de 80 K da temperatura é de 90,9%. O crescimento da Alumina é muito alta se comparada ao decrescimento do Níquel-Cromo e do Grafite.

Uma comparação da ordem de grandeza da condutividade elétrica dos três gráficos mostra uma diferença grande entre os três materiais.

4. Conclusões

Este trabalho abordou de forma simplificada o modelo de Drude, tal modelo pode ser usado para dar uma ideia inicial da condução elétrica em materiais condutores, como os metais. Realizando alguns cálculos, se chegou em uma equação que traz a condutividade elétrica em função da mobilidade absoluta. Para se ter um pouco mais de rigor teórico, uma introdução a teoria de Sommerfeld foi apresentada.

A primeira diferença entre os materiais condutores, semicondutores e isolantes é abordada nos níveis de bandas de energia, ilustrada na figura (4). O desenvolvimento dessa teoria foca nos elétrons de *Block* e com o auxílio da equação de Schrödinger é abordado a formação das bandas dos sólidos, cuja estrutura são as informações contidas nas funções. Com o objetivo de simplificar essa teoria foi feita uma imagem ilustrativa de como seriam essas bandas, as quais têm limites entre bandas completamente preenchida pelos elétrons, as parcialmente preenchidas, e as completamente vazias.

Após a introdução e o desenvolvimento dessas teorias, buscou-se responder teoricamente o que aconteceria com cada um dos três materiais quando a temperatura fosse variada. Importante ressaltar que, para o isolante foi necessário o desenvolvimento através da polarização uma vez que o material não é explicado pelo modelo de Drude.

Compreendido o que a teoria descreve sobre a dependência da condutividade elétrica em função da temperatura, para os três materiais, buscou-se em laboratório determinar experimentalmente essa relação. Foram realizados experimentos para os materiais: Níquel-Cromo (condutor); Grafite (semicondutor); e Alumina (isolante). Experimento do qual este trabalho descreve detalhadamente os procedimentos realizados.

Foram feitos três gráficos da condutividade elétrica em função da temperatura, um para cada amostra. A temperatura foi elevada da temperatura ambiente até no máximo 390 K tanto para o condutor quanto para o semicondutor. Observou que a alumina não conduzia a corrente elétrica em temperatura ambiente, por isso esse material teve dados coletados partindo da temperatura de 570 K.

E, ao final do trabalho, foram discutidos as diferenças entre o que se esperava encontrar através do estudado da teoria e o que foi encontrado em laboratório. Pode perceber pelos gráficos realizados que, para os materiais Níquel-Cromo e a Alumina, a temperatura foi pouco elevada mas os resultados são condizentes com as teorias apresentadas. O gráfico do grafite foi semelhante com uma parte da figura (5), já que para esse material a temperatura estava bem elevada.

5. Referência

ASHCROFT, Neil W; MERMIN, N. David. *Física do estado sólido*. Cap. 1, 4, 8, 12 e 13– São Paulo: Cengage Learning, 2011.

COHEN-TANNOUDJI, Claude; DIU, Bernard; LALOË Frank. *Quantum Mechanics*. II Volume. Complemento C do capitulo XIV, p.1442-1446 – França: Hermann, 1973.

FRÖHLICH, Herbert. *Theory of Dielectrics – Dielectric Constant and Dielectric Loss*. Clarendon Press. Oxford, 1949.

GRIFFITHS, David J. *Eletrodinâmica*. 3ª Edição. Cap. 4 – São Paulo: Pearson.

GIROTTO, E. M. e SANTOS, I. A. *Medidas de Resistividade Elétrica DC em Sólidos: Como Efetuá-las Corretamente*. Química Nova, 2002. pp. 639- 647. Vol. 25.

KINGERY, W. D. *Introduction to Ceramics*. John Wiley & Sons, Inc. Cap. 6, 8, 19 e 20 – New York: 1960.

KNIGHT, Randall D. *Física 3: Uma abordagem estratégica. Volume 3 Eletricidade e Magnetismo.* 2ª Edição. III Volume. Cap. 26 e 31, p.793-954 – Porto Alegre: Bookman, 2009.

LIBOFF, Richard L. *Introductory Quantum Mechanics*. Cap. 8. Addison-Wesley Publishing Company, Inc. United States of America: 1980.

MOTT, N. F; JONES, H. *The Theory of the properties of metals and Alloys*. Cap. 2. Dover Publications – New York: 1958.

MCKELVEY, John Philip. Solid state and semiconductor physics. Cap. 9. Harper & Row – New York: 1966.

PIETRONERO, L.; STRASSLER, S. e ZELLER, H.R. *Electrical Conductivity of a Graphite Layer*. Physical Review B, 1980. Vol. 22, n° 2.

VAN VLACK, Lawrence Hall. *Propriedades dos materiais cerâmicos*. Cap. 10. – São Paulo, Edgar Blücher, Edição da Universidade de São Paulo, 1973.

VON HIPPEL, Arthur Robert. *Dielectrics and Waves*. John Wiley & Sons, Inc. New York, 1995.