

Cesar Augusto Sônego

Trabalho de Conclusão de Curso

Curso de Graduação em Física

***Dilatometria de Sólidos com Resolução
Subatômica***

Rio Claro - SP, Brasil

Fevereiro 2015

Cesar Augusto Sônego

Trabalho de Conclusão de Curso

Curso de Graduação em Física

*Dilatometria de Sólidos com Resolução
Subatômica*

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Geociências e Ciências Exatas - Câmpus de Rio Claro, da Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, para obtenção do grau de Bacharel em Física, sob o título *Dilatometria de Sólidos com Resolução Subatômica*.

Orientador:

Prof. Tit. Roberto Eugenio Lagos Monaco

UNESP - UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA - DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Rio Claro - SP, Brasil

Fevereiro 2015

530.41 Sônego, Cesar Augusto
S698d Dilatometria de sólidos com resolução subatômica / Cesar Augusto Sônego. - Rio Claro, 2015
39 f. : il., figs., gráfs., tabs.

Trabalho de conclusão de curso (bacharelado - Física) -
Universidade Estadual Paulista, Instituto de Geociências e
Ciências Exatas

Orientador: Roberto Eugenio Lagos Monaco

1. Física do estado sólido. 2. Coeficiente de expansão
térmica. 3. Transição de fase. 4. Célula dilatométrica. I.
Título.

Sumário

	Resumo	
	Abstract.	
1	INTRODUÇÃO	7
2	ASPECTOS TEÓRICOS	8
2.1	Transições de fase	8
2.2	Teoria de Landau para transições de fase	9
2.3	Expansão térmica	11
2.4	Coefficiente volumétrico de expansão térmica.	14
2.5	Capacitância	16
2.6	Modelo de Debye	17
3	DILATÔMETRO DE QUARTZO	20
3.1	Preparação da célula dilatométrica para a realização dos experimentos	21
3.2	Métodos e resoluções	22
4	EQUIPAMENTOS UTILIZADOS PARA AS MEDIDAS	23
4.1	Criostato	23
4.1.1	Hélio.	23
4.1.2	Funcionamento de um criostato.	24
4.1.3	Criostato TeslatronPT	25
4.1.3.1	Refrigerador de Tubo Pulsado	25
4.1.3.2	Recipiente de temperatura variável (VTI)	26
4.2	Magneto.	27
4.3	Controlador de temperatura.	28
4.4	Ponte de capacitância.	29
5	RESULTADOS	30
5.1	Curva de calibração.	31
6	CONCLUSÃO	32
7	REFERÊNCIAS.	33
8	BIBLIOGRAFIA	35
9	EVENTOS CIENTÍFICOS	36

10	AGRADECIMENTOS	37
----	--------------------------	----

Resumo

O objetivo principal deste trabalho de conclusão de curso é o estudo das propriedades físicas de sólidos através de experimentos para a determinação do coeficiente de expansão térmica que permite explorar diversos aspectos das transições de fase. Neste trabalho também são abordados aspectos teóricos, como as transições de fase de primeira e segunda ordem, teoria de Landau para as transições de fase, coeficiente volumétrico de expansão térmica, origem da expansão térmica partindo do potencial de Lennard-Jones o qual contém termos anarmônicos responsáveis pela expansão térmica fonônica em sólidos.

Abstract

The main goal of this bachelor work is the study of the physical properties of solids by thermal expansion coefficient measurements, which allows the exploration of various aspects of phase transitions. In this study, some theoretical aspects were focused, for example the first and second order phase transitions, Landau theory for phase transition and the volumetric thermal expansion coefficient. Furthermore, on the origin of the thermal expansion from the Lennard-Jones potential, that contains the anharmonic terms, which give rise to the phononic thermal expansion in solids.

Este trabalho de conclusão de curso (TCC) foi realizado pelo aluno Cesar Augusto Sônego sob orientação do Prof. Dr. Valdeci Pereira Mariano de Souza. Ocorre que para a realização de um estágio de pós-doutorado na Universidade Johannes Kepler - Austria (com bolsa daquela instituição) foi necessário que o Prof. Mariano pedisse suspensão temporária do seu contrato de trabalho na Unesp. Assim, embora toda a orientação deste trabalho tenha sido feita pelo Prof. Mariano, o Prof. Tit. Roberto Eugenio Lagos Monaco gentilmente assumiu a responsabilidade formal/burocrática da orientação. Por esta razão, o nome do Prof. Dr. Mariano de Souza não aparece explicitamente como orientador deste trabalho.

1 *INTRODUÇÃO*

Experimentos de dilatométrica de alta resolução permitem o estudo das propriedades fundamentais da termodinâmica. Como por exemplo em transições de fase de primeira ordem, medindo a variação do volume é possível se obter a variação da entropia associada com a referida transição de fase. Neste trabalho, são descritos alguns conceitos importantes para o entendimento e a realização dos experimentos de dilatométrica.

Para os experimentos de dilatométrica de sólidos de alta resolução utiliza-se um criostato de ciclo fechado de hélio 4 de alta pureza que atua na faixa de temperatura de $1,4\text{ K} < T < 300\text{ K}$.

Este trabalho aborda no capítulo 2 aspectos teóricos referentes a dilatométrica de alta resolução e expansão térmica. Tal como a origem da expansão térmica, transições de fase de primeira e segunda ordem, coeficiente volumétrico de expansão térmica, capacitância e modelo de Debye.

O capítulo 3 é destinado a apresentação dos métodos experimentais, descrição da célula dilatométrica e a preparação dos equipamentos para os experimentos.

No capítulo 4 é mostrado o funcionamento dos equipamentos utilizados para os experimentos de dilatométrica de sólidos.

No capítulo 5 são mostrados os resultados obtidos a partir de testes realizados com a célula dilatométrica a temperatura ambiente. Também é mostrada e discutida a obtenção da sensibilidade da célula dilatométrica a partir da curva de calibração obtida pela variação da distância entre as placas do capacitor da célula dilatométrica e as medidas de capacitância.

2 ASPECTOS TEÓRICOS

Neste capítulo, uma discussão teórica detalhada é apresentada sobre as transições de fase de primeira e segunda ordem. O coeficiente linear de expansão térmica de sólidos também é discutido, assim como o modelo de Debye, que constitui um modelo de extrema relevância para a descrição do calor específico fonônico dos sólidos.

2.1 Transições de fase

Transições de fase, que consistem em uma alteração, muitas vezes brusca, do comportamento de materiais são de extremo interesse na ciência, exemplos de transições de fase são o congelamento da água [Tipler V1, 2011], formação de uma fase supercondutora a partir de um metal convencional [Annet, 2003] e também a transição metal-isolante de Mott [Mott, 1968].

A água sob pressão atmosférica e temperatura ambiente está na fase líquida, mas se o sistema estiver a uma temperatura de 273,15 K e pressão ambiente ele estará sujeito a uma transição de fase sólido-líquido como mostrado na figura 1 a). Nesta transição a temperatura não varia porém o sistema começa a receber calor latente de fusão do ambiente, figura 1 b), até que todo o sólido seja transformado em líquido e a temperatura volte a aumentar. Contudo se o sistema estiver a uma temperatura de 373,15 K, pressão de 1 atm e recebendo calor do ambiente, calor latente de ebulição, o sistema estará sujeito a uma transição líquido-gás, 1 a), a água líquida torna-se vapor a uma temperatura constante durante toda a transição 1 b) [Tipler V1, 2011].

O calor latente é a quantidade de calor por unidade de massa que uma substância deve ceder ou receber para passar por uma transição de fase de primeira ordem, o calor latente nas transições de fase de segunda ordem é zero, como será explicado posteriormente [Tipler V1, 2011].

Outro exemplo de transição é a de líquido para superfluido, essa transição ocorre nos

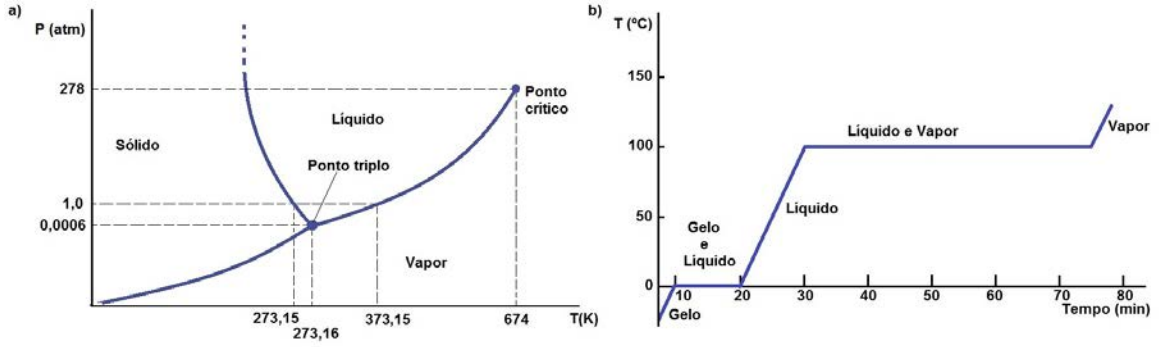


Figura 1: a) Diagrama de fases pressão *versus* temperatura da água. Sob uma pressão de 1 atm a água esta sujeita a uma transição de sólido para líquido a uma temperatura de 273,15 K e líquido gás a uma temperatura de 373 K. b) Diagrama da transição da água, temperatura *versus* tempo. A temperatura permanece constante durante toda a transição até que toda a água passe de um estado para outro e a temperatura varie novamente [Tipler V1, 2011].

isótopos do hélio, ^3He e ^4He , a fase superfluida do hélio faz com que essa substância não possa ser confinada em um recipiente aberto devido a viscosidade nula apresentada [Pobell, 2007].

No caso de transições de fase de primeira ordem, caracterizada pela descontinuidade da entropia na temperatura crítica T_c que é a temperatura de transição da fase, medindo-se a variação do volume é possível se obter a variação da entropia associada com a referida transição de fase utilizando-se a equação de Clausius-Clapeyron [Callen, 1985].

$$\frac{dT_c}{dP} = \frac{\Delta V}{\Delta S} \quad (2.1)$$

De acordo com a classificação de Ehrenfest [Barron, 1999],

$$\left(\frac{dT_c}{dP_i} \right)_{P_i \rightarrow 0} = V_{mol} T_c \frac{\Delta \alpha_i}{\Delta C} \quad (2.2)$$

combinando dados do coeficiente linear de expansão térmica α_i com dados de calor específico C é possível obter a dependência da temperatura crítica de uma transição de fase de segunda ordem com a pressão. A transição de fase de segunda ordem é caracterizada por uma variação contínua da entropia do sistema em T_c ou a descontinuidade da segunda derivada da energia livre.

2.2 Teoria de Landau para transições de fase

Um avanço considerável para a Física teórica foi a teoria de Landau para as transições de fase, que pode ser aplicada a uma grande variedade de sistemas [Thermal Kittel, 2006].

Para descrever um sistema de interesse Landau propôs um parâmetro de ordem genérico ξ , que pode ser a magnetização em sistemas ferromagnéticos, polarização elétrica em sistemas ferroelétricos. No equilíbrio térmico tal parâmetro de ordem terá um valor $\xi = \xi_0(T)$. A energia livre de Landau é considerada como:

$$F_L(\xi, T) \equiv U(\xi, T) - TS(\xi, T), \quad (2.3)$$

onde a energia U e a entropia S são medidas quando o parâmetro de ordem tem um valor específico ξ . O valor de equilíbrio $\xi_0(T)$ é o valor ξ que faz F_L ser um mínimo, em um dado T , e a energia livre de Helmholtz $F(T)$ do sistema a um valor T é igual a esse mínimo:

$$F(T) = F_L(\xi_0, T) \leq F_L(\xi, T) \quad \text{se} \quad \xi \neq \xi_0. \quad (2.4)$$

Plotando essa função de ξ a um T constante, a energia livre de Landau pode ter mais de um mínimo. O menor deles determina o estado de equilíbrio do sistema.

A energia F_L do sistema que sofre a transição de fase pode ser expandida em termos de série de potências:

$$F_L(\xi, T) = g_0(T) + \frac{1}{2}g_2(T)\xi^2 + \frac{1}{4}g_4(T)\xi^4 + \frac{1}{6}g_6(T)\xi^6 + \dots \quad (2.5)$$

A dependência da temperatura com $F_L(\xi, T)$ está contida nos coeficientes da expansão g_0, g_2, g_4, g_6 .

Um exemplo simples de transição de fase acontece quando $g_2(T)$ troca de sinal a uma temperatura T_0 , com g_4 positivo e os termos mais elevados são desconsiderados, simplificando $g_2(T)$ é linear em T :

$$g_2(T) = (T - T_0)\alpha. \quad (2.6)$$

onde α é uma constante.

Acima da temperatura de interesse, g_4 é considerado constante. Com isso,

$$F_L(\xi, T) = g_0(T) + \frac{1}{2}(T - T_0)\alpha\xi^2 + \frac{1}{4}g_4(T)\xi^4. \quad (2.7)$$

A equação (2.6) é válida somente na vizinhança da temperatura de transição de fase devido as flutuações, mistura de fases que ocorrem durante a transição.

O valor de equilíbrio de ξ é encontrado no mínimo de $F_L(\xi, T)$ relacionado a ξ

$$\left(\frac{\partial F_L}{\partial \xi}\right)_\tau = (T - T_0)\alpha\xi + g_4\xi^3 = 0, \quad (2.8)$$

com raízes:

$$\xi = 0 \quad e \quad \xi^2 = (T_0 - T)\frac{\alpha}{g_4}. \quad (2.9)$$

Com α e g_4 positivos, a raiz $\xi=0$ corresponde ao mínimo da função de energia livre (2.7) com temperaturas acima de T_0 ; aqui a energia livre de Helmholtz é:

$$F(T) = g_0(T). \quad (2.10)$$

A outra raiz ξ^2 corresponde ao mínimo da energia livre para temperaturas abaixo de T_0 , onde a energia livre de Helmholtz é dada por:

$$F(\tau) = g_0(T) - \frac{\alpha^2}{4g_4}(T - T_0)^2. \quad (2.11)$$

Este modelo descreve a transição de fase onde o valor do parâmetro de ordem vai continuamente para zero a medida que a temperatura aumenta até T_0 . A entropia $(-\frac{\partial F}{\partial T})$ é contínua em $T = T_0$, portanto não há calor latente nesta temperatura de transição T_0 , que é definida como transição de fase de segunda ordem ou transição de fase contínua. Transições de fase com o calor latente diferente de zero são consideradas transições de fase de primeira ordem, como discutido na seção anterior.

2.3 Expansão térmica

Partindo do potencial de Lennard-Jones [Ashcroft, 1976], usado para descrever a interação entre duas moléculas. Quando essas moléculas estão muito próximas umas das outras, elas exercem forças repulsivas cuja a intensidade dessa força aumenta a medida que diminui a separação intermolecular. A figura (2) ilustra um gráfico típico deste potencial.

Quando átomos de um cristal vibram em oscilações muito pequenas, região de equilíbrio na figura 2 as oscilações desses átomos são consideradas oscilações harmônicas [Solid State, Kittel, 2006].

Os átomos estão sujeitos à oscilações e seu deslocamento em torno da posição de

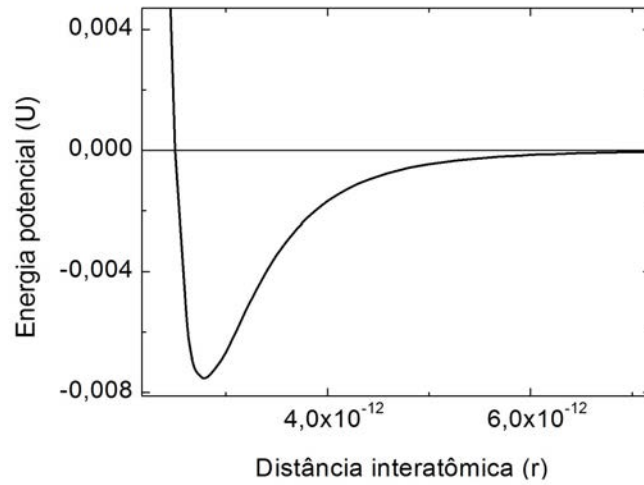


Figura 2: Diagrama ilustrando a energia potencial entre duas moléculas separadas por uma distância variável.

equilíbrio se dá segundo a lei de Hooke [Tipler, V1, 2011].

$$F = -Kx, \quad (2.12)$$

onde K é a constante elástica e x é o valor do deslocamento do objeto.

Sendo,

$$F = -\nabla U, \quad (2.13)$$

que pode ser reescrita para o caso unidimensional como

$$F_i = -\frac{dU}{dx}. \quad (2.14)$$

Reescrevendo,

$$F dx = -dU. \quad (2.15)$$

Substituindo a equação (2.12) em (2.15) e integrando de U_0 até U

$$\int_{x_0=0}^x Kx dx = \int_{U_0=0}^U dU, \quad (2.16)$$

$$U = \frac{1}{2} K x^2. \quad (2.17)$$

Este é o potencial na aproximação harmônica.

Para x tendendo a zero este modelo é adequado para representar o potencial inter

atômico do sistema. O deslocamento médio dos átomos pode ser calculado utilizando a função de distribuição de Boltzmann

$$\langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x e^{-\beta U(x)} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\beta U(x)} dx}, \quad (2.18)$$

onde,

$$\beta = \frac{1}{k_B T}, \quad (2.19)$$

$k_B = 1,380 \cdot 10^{-23}$ J/K representa a constante de Boltzmann [Tipler V1, 2011]. Substituindo as equações (2.17) e (2.19) na equação (2.18) obtém-se,

$$\langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x e^{-\frac{1}{2} \frac{Kx^2}{k_B T}} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \frac{Kx^2}{k_B T}} dx}. \quad (2.20)$$

Expandindo as exponenciais em série de Taylor,

$$\int_{-\infty}^{\infty} x e^{-\frac{1}{2} \frac{Kx^2}{k_B T}} dx = \int_{-\infty}^{\infty} x \left(1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} \right) dx. \quad (2.21)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \frac{Kx^2}{k_B T}} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \left(1 + x + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \frac{x^4}{4!} \right) dx, \quad (2.22)$$

Devido a simetria das integrais, os termos elevados a potências ímpares são zero, portanto:

$$\int_{-\infty}^{\infty} x e^{-\frac{1}{2} \frac{Kx^2}{k_B T}} dx = 2 \left(\frac{x^3}{3} + \frac{x^5}{30} \right)_0^{\infty}, \quad (2.23)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} \frac{Kx^2}{k_B T}} dx = 2 \left(x + \frac{x^3}{6} + \frac{x^5}{120} \right)_0^{\infty}. \quad (2.24)$$

Aplicando os limites e dividindo a equação (2.23) pela equação (2.24) obtém-se

$$\langle x \rangle = 0. \quad (2.25)$$

Ou seja, o deslocamento médio é zero portanto não há expansão térmica, pois os átomos estão vibrando harmonicamente em torno da posição de equilíbrio.

Para entender melhor a expansão térmica compara-se a oscilação dos átomos com osciladores clássicos considerando apenas os termos anarmônicos da energia potencial

entre um par de átomos. Dado por,

$$U(x) = cx^2 - gx^3 - fx^4, \quad (2.26)$$

onde c, g, f são todos positivos. O termo em x^3 e x^4 representam respectivamente a assimetria da repulsão entre os átomos e o enfraquecimento da vibração para amplitudes maiores.

O deslocamento médio dos átomos pode ser calculado como no caso harmônico, pela função de distribuição de Boltzmann equação (2.18). Substituindo a equação (2.26) na equação (2.18), obtém-se:

$$\langle x \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} x e^{-\beta(cx^2 - gx^3 - fx^4)} dx}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\beta(cx^2 - gx^3 - fx^4)} dx}. \quad (2.27)$$

Para deslocamentos em que os termos anarmônicos da energia sejam muito menores do que $k_B T$, o integrando pode ser desenvolvido como:

$$\int dx x e^{-\beta U} \cong \int dx e^{-\beta cx^2} (x + \beta g x^4 + \beta f x^5) = \left(\frac{3\pi^{\frac{1}{2}}}{4} \right) \left(\frac{g}{c^{\frac{5}{2}}} \right) \beta^{-\frac{3}{2}}, \quad (2.28)$$

$$\int dx e^{-\beta U} \cong \int dx e^{-\beta cx^2} = \left(\frac{\pi}{\beta c} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.29)$$

Portanto,

$$\langle x \rangle = \frac{3g}{4c^2} k_B T. \quad (2.30)$$

Assim sendo, o deslocamento médio depende diretamente da temperatura, ou seja, com o aumento da temperatura a distância interatômica aumenta dando origem à expansão térmica.

2.4 Coeficiente volumétrico de expansão térmica

A expansão térmica expressa a dependência do volume da amostra (V) com a temperatura (T) [M. de Souza, 2013].

Com a variação da temperatura na vizinhança de uma transição de fase genérica, que pode ter sua origem em efeitos magnéticos, eletrônicos ou estruturais, a aproximação harmônica não é mais válida e o cristal expande ou contrai até encontrar um volume onde a energia total é minimizada.

Neste caso experimentos de alta resolução do coeficiente de expansão térmica podem ser vistos como uma poderosa ferramenta experimental da termodinâmica para revelar transições de fase.

O coeficiente volumétrico de expansão térmica de sólidos é dado por [Barron, 1999]:

$$\beta(T) = \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial T} \right)_P, \quad (2.31)$$

Onde,

$$\beta(T) = \alpha_a(T) + \alpha_b(T) + \alpha_c(T), \quad (2.32)$$

e α_i é o coeficiente linear de expansão térmica ao longo das direções cristalográficas $i = a, b$ e c .

Para os sólidos nos quais os eixos cristalográficos da célula unitária são perpendiculares, a equação (2.32) é válida porém quando os mesmos não são perpendiculares tal equação não pode ser utilizada. O coeficiente linear de expansão térmica a pressão constante α é dado pela equação (2.33) sendo válida nos dois casos.

$$\alpha_i = \frac{1}{l} \left(\frac{\partial l(T)}{\partial T} \right)_P, \quad (2.33)$$

Onde l é o comprimento da amostra na direção cristalográfica na qual se realiza a determinação de α .

A compressibilidade isotérmica de sólidos é definida por

$$\kappa_T = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_T. \quad (2.34)$$

É possível relacionar o coeficiente de expansão térmica volumétrica do sólido, equação (2.31) e a compressibilidade isotérmica equação (2.34), a derivada da equação (2.31) pode ser decomposta em

$$\beta(T) = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial P} \Big|_T \frac{\partial P}{\partial T} \Big|_V = \kappa_T \frac{\partial P}{\partial T} \Big|_V. \quad (2.35)$$

O coeficiente volumétrico de expansão térmica está relacionado com a entropia S do sistema. Esta associação pode ser derivada a partir da energia livre de Helmholtz $F(V, T)$, definida por:

$$F = U - TS, \quad (2.36)$$

Onde U refere-se à energia interna do sistema.

Tomando as derivadas parciais da equação (2.36) obtém-se:

$$\left. \frac{\partial F}{\partial T} \right|_V = -S, \quad (2.37)$$

$$\left. \frac{\partial F}{\partial V} \right|_T = -P. \quad (2.38)$$

Substituindo a equação (2.38) na equação (2.35)

$$\beta(T) = -\frac{1}{V} \left. \frac{\partial V}{\partial P} \right|_T \left[\left. \frac{\partial}{\partial T} \left(-\frac{\partial F}{\partial V} \right) \right]_T \right|_V. \quad (2.39)$$

Substituindo as equações (2.34) e (2.37) na equação (2.39), encontramos:

$$\beta(T) = -\kappa \frac{\partial^2 F}{\partial T \partial V} = \kappa_T \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_T. \quad (2.40)$$

A equação (2.40) faz uma conexão direta entre o coeficiente volumétrico de expansão térmica com a derivada da entropia em função do volume.

2.5 Capacitância

A célula dilatométrica utiliza duas placas condutoras dispostas em paralelo, uma fixa e outra móvel, funcionando como um capacitor de placas paralelas. A variação do comprimento de um determinado eixo cristalográfico de um sólido de interesse é obtida indiretamente pela variação da distância entre as placas do capacitor. A última, por sua vez, pode ser determinada através da relação entre capacitância C e a distância d entre as placas do capacitor, que é descrita abaixo.

O potencial V devido à carga Q depende das dimensões e da forma deste condutor, quanto maior a área da superfície deste condutor, maior a quantidade de carga que ele pode reter para determinado potencial [Tipler V2, 2011]. O potencial é escrito como:

$$V = \frac{kQ}{R}, \quad (2.41)$$

onde R é o raio do condutor e k é a constante de Coulomb, dada por.

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}. \quad (2.42)$$

Aqui ϵ é a permissibilidade elétrica do vácuo e vale $\epsilon = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{C}^2 \text{N}^{-1} \text{m}^{-2}$. A relação

entre a carga e o potencial de um condutor isolado é chamado de capacitância.

$$C = \frac{Q}{V}. \quad (2.43)$$

A capacitância é a medida da capacidade que um condutor tem de armazenar carga para uma determinada diferença de potencial e é escrita como:

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{Q}{kQ/R} = 4\pi\epsilon_0 R. \quad (2.44)$$

A dimensão de capacitância é o coulomb por Volt, que pode ser chamado de Farad.

Capacitores são sistemas com dois condutores de cargas iguais e opostas.

Carrega-se uma das placas com carga $+Q$ e a outra com carga $-Q$, essas cargas distribuem-se uniformemente por toda a superfície interna das placas.

Cada placa contribui com um campo uniforme com intensidade $E = \sigma / (2\epsilon_0)$ onde $\sigma = Q / A$ é o módulo da carga por unidade de área. A diferença de potencial entre as placas com campo \vec{E} uniforme entre elas é:

$$V = 2Ed = \frac{\sigma}{\epsilon_0} d = \frac{Qd}{\epsilon A}, \quad (2.45)$$

sendo A a área da superfície das placas e d a distância de separação entre as placas. E a capacitância do capacitor de placas paralelas será:

$$C = \frac{Q}{V} = \frac{\epsilon_0 A}{d}, \quad (2.46)$$

sendo V proporcional a Q a capacitância não depende nem de Q nem de V para um capacitor de placas paralelas. A capacitância depende proporcionalmente da área das placas e inversamente proporcional a distância de separação entre elas. Portanto, para a determinação da variação do comprimento da amostra, realizando medidas de capacitância e utilizando a equação (2.46) obtém-se o valor inicial e final da distância entre as placas do capacitor, a diferença entre essas distâncias é a variação do comprimento da amostra no eixo cristalográfico medido.

2.6 Modelo de Debye

Os átomos do sólido segundo o modelo de Debye vibram, tais vibrações criam ondas na rede. A frequência dessas oscilações depende da temperatura do sólido. A frequência

de Debye é um valor máximo de oscilação que é atingido a uma temperatura chamada temperatura de Debye, neste ponto a frequência mantém-se constante independente do aumento da temperatura [Solid State Kittel, 2006].

Na aproximação de Debye a velocidade do som é utilizada como uma constante para cada direção de propagação da onda

$$\omega = vK_n, \quad (2.47)$$

onde v é a velocidade do som e K_n é o número de onda,

A densidade de estados, número de modos de vibração por unidade de frequência para determinada polarização, é dada por [Solid State Kittel, 2006]:

$$D(\omega) = \frac{V\omega^2}{2\pi v^3}. \quad (2.48)$$

Se existem N células primitivas na amostra, o número total de modos acústicos de fônons é N . uma frequência de corte ω_D é determinada por

$$\omega_D^3 = \frac{6\pi^2 v^3 N}{V}. \quad (2.49)$$

Para essa frequência há uma correspondência com o vetor de onda no espaço K , ou seja.

$$K_D = \frac{\omega_D}{v} = \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (2.50)$$

No modelo de Debye não é permitido que os modos do vetor de onda sejam maiores do que K_D , devido a correspondência entre o vetor de onda e a frequência de Debye que é a máxima frequência de vibração dos átomos.

A energia térmica é dada por:

$$U = \int_0^{\omega_D} \left(\frac{V\omega^2}{2\pi^2 v^3} \right) \left(\frac{\hbar\omega}{e^{\hbar\omega\beta} - 1} \right) d\omega, \quad (2.51)$$

para cada tipo de polarização. Assumindo que a velocidade do fônon é independente da polarização, de modo que multiplicando por um fator 3 obtém-se

$$U = \frac{V\hbar}{2\pi^2 v^3} \int_0^{\omega_D} \frac{\omega^3}{e^{\hbar\omega\beta} - 1} d\omega = \frac{3Vk_B^4 T^4}{2\pi^2 v^3 \hbar^3} \int_0^{x_D} \frac{x^3}{e^x - 1} dx, \quad (2.52)$$

onde $x \equiv \hbar\omega\beta \equiv \hbar\omega/k_B T$ e

$$x_D \equiv \frac{\hbar\omega_D}{k_B T} \equiv \frac{\theta}{T}. \quad (2.53)$$

Isto define a temperatura de Debye θ em termos de ω_D definido pela equação (2.49), onde θ é a temperatura de Debye

$$\theta = \frac{\hbar v}{k_B} \left(\frac{6\pi^2 N}{V} \right)^{1/3}. \quad (2.54)$$

Portanto a energia total é dada por:

$$U = 9k_B T \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{x_D} \frac{x^3}{e^x - 1} dx. \quad (2.55)$$

O calor específico, que é a quantidade de calor que uma substância recebe ou cede para que sua temperatura seja elevada em 1°C , é obtido derivando a energia, equação 2.52, em relação a temperatura.

$$c_v = \frac{3V\hbar^2}{2\pi^2 v^3 k_B T^2} \int_0^{\omega_D} \frac{\omega^4 e^{\hbar\omega\beta}}{(e^{\hbar\omega\beta} - 1)^2} d\omega = 9Nk_B \left(\frac{T}{\theta} \right)^3 \int_0^{x_D} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} dx. \quad (2.56)$$

Sabendo o calor específico c_v e a expansão térmica β pode-se obter o valor do parâmetro de Grüneisen [Reif, 1965][L.Zhu, 2003].

$$\Gamma_P(T) = \frac{\beta_P(T)}{c_P(T)} = -\frac{1}{T} \frac{\partial S / \partial P}{\partial S / \partial T}, \quad (2.57)$$

onde V é o volume do cristal e κ é a compressibilidade.

3 *DILATÔMETRO DE QUARTZO*

A célula dilatométrica de alta resolução, que não está disponível comercialmente, é feita de quartzo. Devido ao seu baixo coeficiente de expansão térmica em toda a faixa de temperatura de interesse, o quartzo é um material apropriado para tal aplicação [Neumeier, 2008]. A vantagem disto é que não há necessidade de calibração para se descontar o chamado “efeito da célula”, que é o valor da expansão térmica dos materiais da célula dilatométrica.

A medida da capacitância da célula é feita por quatro pontos, sendo dois pontos em cada placa do capacitor. Esta configuração reduz o erro causado pela falta de paralelismo entre as placas do capacitor.

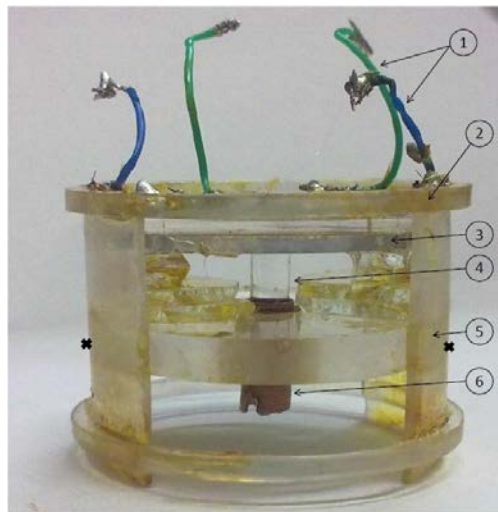


Figura 3: Célula dilatométrica de quartzo, sendo 1 os quatro cabos para a medida da capacitância, 2 placa fixa do capacitor, 3 placa móvel do capacitor, 4 suporte para amostra, 5 ponto por onde a célula deve ser segurada devido a grande fragilidade, 6 parafuso que segura o porta amostra.

3.1 Preparação da célula dilatométrica para a realização dos experimentos

Para o início dos experimentos foram necessários alguns suportes para o porta amostra e para a célula dilatométrica, tais suportes facilitam e diminuem as chances de danos permanentes à célula.

Primeiramente um suporte (figura 4 a) fazendo com que o porta amostra fique na posição vertical e a instalação da célula seja a mais apropriada, após isso foi planejado um suporte para a célula dilatométrica (figura 4 c) para ser fixado na base do porta amostra (figura 4 b), esse suporte é feito de Cobre Berílio (CuBe) com baixa dilatação térmica e não magnético, pois, esse material está sujeito a variações de temperatura em toda a faixa alcançada pelo sistema TeslatronPT, discutido a seguir, e a campos magnéticos de até 12 T.

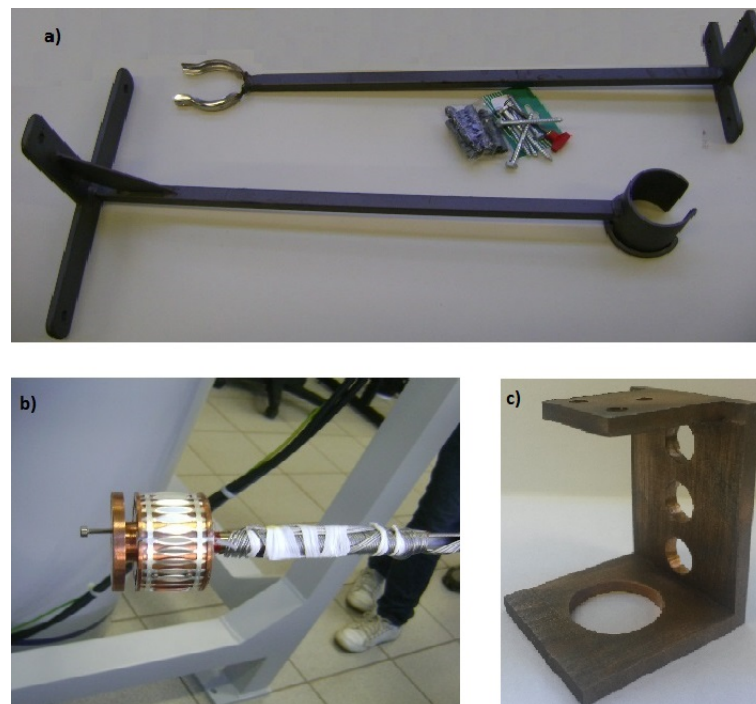


Figura 4: a) Suportes para posicionamento do porta amostras na posição vertical. b) Base do porta amostra onde é fixado o suporte para a instalação da célula dilatométrica. c) Suporte de Cobre Berílio para a instalação da célula dilatométrica no porta amostra do Criostato Teslatron PT, furo inferior para regulagem da distância entre as placas do capacitor da célula dilatométrica para o início dos experimentos, furos superiores para a fixação do suporte ao porta amostra por três parafusos e os furos da parte de trás são para a redução da massa do suporte, quanto menos material no interior do criostato mais rapidamente é atingida a temperatura desejada.

3.2 Métodos e resoluções

Vários métodos experimentais para a determinação da expansão térmica são conhecidos na literatura, sendo que o método capacitivo tem a melhor sensibilidade em relação aos outros, tais como raio-X e óptico (Tabela 1)[R. Pott, 1983].

Tabela 1: Comparação das sensibilidades de métodos de expansão térmica.

Método	Sensibilidade ($\Delta l/l$)
Raio-X	10^{-5}
Óptico	$10^{-7} - 10^{-8}$
Capacitivo	10^{-10}

Dependendo do tipo de material a ser estudado escolhe-se o método mais adequado pela sensibilidade. Por exemplo, para o estudo da expansão térmica de sólidos a baixas temperaturas é necessário um método cuja sensibilidade $\Delta l/l$ seja da ordem de 10^{-8} , que constituem típicos valores de expansão térmica de metais a baixas temperaturas. Nestas condições, o método capacitivo é o mais indicado para este tipo de investigação [Barron, 1999].

Dilatometria de sólidos pelo método capacitivo é um dos mais sensíveis e com maior precisão, consiste em um capacitor de placas paralelas com uma das placas móvel e a outra fixa, a amostra é fixa na placa móvel e com a variação no tamanho dessa amostra há uma variação na distância entre as placas do capacitor alterando a capacitância do sistema que pode ser medido experimentalmente com grande precisão por uma ponte de capacitância.

4 EQUIPAMENTOS UTILIZADOS PARA AS MEDIDAS

A seguir é apresentada uma descrição sobre os equipamentos utilizados na realização dos experimentos.

4.1 Criostato

Nesta seção será discutido o funcionamento geral de um criostato e em seguida o funcionamento do criostato do modelo TeslatronPT, utilizado nas medidas de expansão térmica.

Criostatos são equipamentos através dos quais é possível a variação da temperatura de um sistema a ser medido. O criostato que é utilizado nestes experimentos de dilatométrica é um criostato de ciclo fechado de ^4He que atinge a faixa de temperatura de $1,4\text{ K} < T < 300\text{ K}$.

Mais detalhes sobre o ciclo termodinâmico desse criostato serão discutidos posteriormente.

4.1.1 Hélio

Em 1868 os cientistas J. Janssen e N. Lockyer detectaram novas linhas de absorção do sol, de início apontaram tais linhas como sendo de isótopos de hidrogênio ou sódio, mais tarde descobriram que era de um novo elemento que posteriormente foi chamado de hélio [Pobell, 2007].

Em 1908 H. Kamerlingh Onnes conseguiu liquefazer hélio a temperatura de 4,2K, com isso foi construído o primeiro liquefator para comercialização em 1947 e o hélio líquido

começou a ser amplamente utilizado em experimentos de baixas temperaturas.

O estado mais comum e estável do hélio é o isótopo ^4He que possui em seu núcleo dois prótons e dois nêutrons, nesta configuração ele é um Bóson, já um outro isótopo é o ^3He muito raro e possui dois prótons e um nêutron nesta configuração o ^3He é um férmion.

Além do ^3He e ^4He existem mais dois isótopos que são instáveis, o ^6He e ^8He , ainda não foram liquefeitos.

A seguir os diagramas de fase do ^3He e do ^4He [Pobell, 2007].

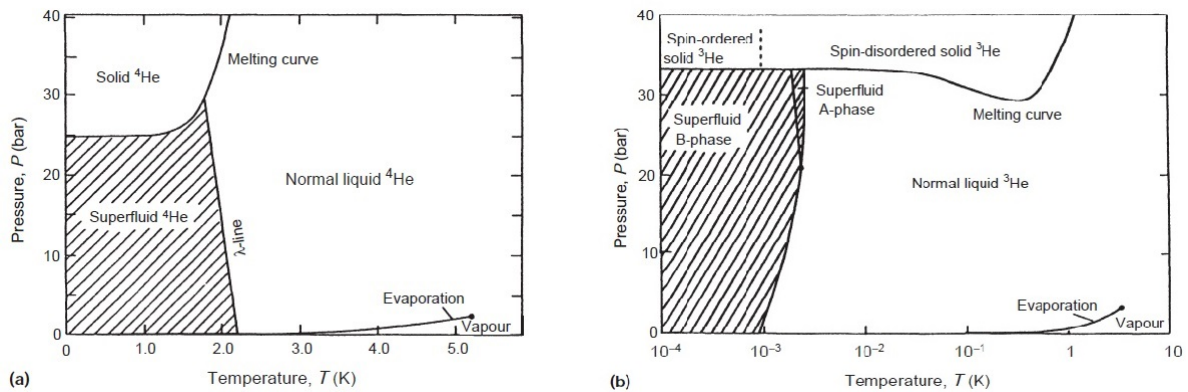


Figura 5: a) Diagrama de fase de pressão em função da temperatura para o ^4He . b) Diagrama de fase de pressão em função da temperatura para o ^3He .

Ao nível do mar, pressão atmosférica de 1 bar, o ^4He está no estado gasoso até atingir aproximadamente 4,2 K, temperatura em que está sujeito a uma transição de fase gas-líquido, em temperaturas ainda mais baixas da ordem de 2,2 K o Hélio 4 é atingida outra temperatura de transição de fase. A transição líquido-superfluido, a qual o ^4He não pode ser confinado em recipientes abertos devido a viscosidade nula.

O mesmo acontece para o isótopo do ^4He o ^3He , porém com temperaturas ainda mais baixas. Temperatura de transição de fase de líquido para superfluido nesse isótopo é da ordem de alguns mK.

4.1.2 Funcionamento de um criostato

Atualmente existem criostatos que atingem temperaturas de hélio líquido, 4,2 K, ou menores, utilizando métodos de bombeamento que consiste em retirar as partículas mais energéticas do sistema, resfriá-las e inserí-las novamente no sistema, com métodos assim pode-se chegar a temperaturas de mK. Devido a essas temperatura muito baixas é necessário um isolamento térmico para que não haja troca de calor entre o interior do

criostato e o ambiente externo. Essas trocas de calor podem ocorrer por diversas formas. Por exemplo, troca de calor por condução, quando há contato entre materiais com diferentes temperaturas. Por convecção, no caso de fluidos (líquidos e gases) essa troca de calor também ocorre pelo contato entre as moléculas do material, já a troca de calor por irradiação, a única que não precisa de matéria para se propagar, propaga a energia térmica por meio de ondas eletromagnéticas. Para o sistema permanecer a temperaturas tão baixas sem troca de calor com o ambiente, o meio mais eficaz para tal isolamento térmico é o vácuo que elimina o contato entre o meio interno e o externo e a transmissão por irradiação é eliminada no interior do criostato por uma película refletora que não permite que tais ondas eletromagnéticas interfiram na temperatura do sistema.

A pressão atingida nas câmaras internas do sistema vai depender da bomba de vácuo que for utilizada para retirar as partículas da mesma. O vácuo feito na câmara mais externa do criostato atinge valores da ordem de 10^{-6} mbar pois esta é câmara que isola termicamente o sistema criogênico do ambiente externo, quanto melhor o vácuo nesse local mais facilmente o sistema atingirá a temperatura base e a temperatura interna será mantida de acordo com a necessidade do experimento.

Os criostatos podem ser divididos em dois modelos diferentes: i) o criostato de ciclo aberto, que após o processo todo o material criogênico utilizado é perdido, ii) o criostato de ciclo fechado, quando o material criogênico é reaproveitado após o processo de resfriamento.

Muitos materiais criogênicos são utilizados, os mais comuns são o nitrogênio, utilizado para atingir temperaturas relativamente altas, da ordem de 77 K, hélio 4 utilizado para atingir temperaturas da ordem de 4,2 K ou menores, dependendo dos processos utilizados, em seguida esses processos serão discutidos, também pode ser utilizado um isótopo raro desse gás que é o hélio 3, pode atingir temperaturas ainda mais baixas da ordem de mK.

4.1.3 Criostato TeslatronPT

A seguir serão listados os componentes do criostato TeslatronPT, utilizado nas medidas de dilatométrica de alta resolução.

4.1.3.1 Refrigerador de Tubo Pulsado

Este é um criostato de ciclo fechado de ^4He com 99,999% de pureza, impurezas contidas no gás poderiam contaminar as linhas de hélio danificando o equipamento. Este gás é



Figura 6: Ao centro o criostato TeslatronPT da Oxford utilizado nos experimentos de baixas temperaturas. A frente a bomba de vácuo HiCube que atinge pressões de até 10^{-6} mbar. Ao fundo o rack com os equipamentos utilizados para os experimentos.

utilizado para o resfriamento das câmaras internas e o acoplamento térmico entre a câmara fria e o porta amostra.

O hélio é transportado por linhas de aço inoxidável muito longas, para aumentar a distância entre o criostato e o compressor. O gás retorna pela linha de baixa pressão da *coldhead* para o compressor onde ele é comprimido e o calor da compressão é removido através de um trocador de calor. O hélio comprimido retorna para a *coldhead* pela linha de alta pressão, com auxílio da válvula rotatória. Na *coldhead* o gás sofre uma expansão adiabática, fazendo com que o sistema seja resfriado até baixas temperaturas.

Nesse processo o compressor dissipa uma potência de aproximadamente 10 kW, com isso é necessário a utilização de um *chiller*, sistema de refrigeração de água, para resfriar o compressor, sem ele o compressor sobreaquece comprometendo o resfriamento de todo o sistema. A água é refrigerada no chiller até uma temperatura de 17° e é bombeada para as linhas d'água para refrigerar o compressor a uma pressão de 2 bar, essa água retorna ao *chiller* a uma temperatura aproximada de $18,5^{\circ}$.

4.1.3.2 Recipiente de temperatura variável (VTI)

O VTI é a câmara responsável pela variação da temperatura do sistema, o ^4He contido dentro desta câmara é resfriado pelo ciclo termodinâmico explicado anteriormente utilizando o compressor que retira calor do sistema, inserido no VTI existe outra câmara

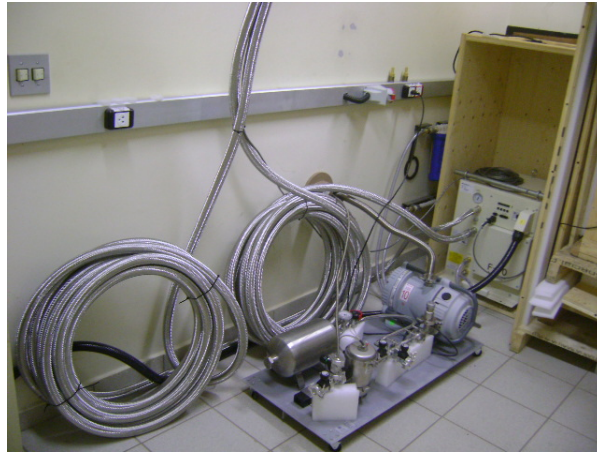


Figura 7: À frente a bomba de hélio responsável pela circulação de ^4He pelo sistema e ao fundo o compressor responsável por resfriar o sistema até a temperatura desejada.

onde esta instalado o porta amostra, entre essas duas câmaras existe um espaço onde é colocado o gás de troca para fazer o contato térmico entre o VTI e a amostra, a pressão de gás colocado para o contato térmico é da ordem de 1,1 bar, em temperatura ambiente, para que o acoplamento térmico seja eficiente.

4.2 Magneto

Este sistema utiliza um magneto supercondutor, com a aplicação de corrente elétrica da ordem de 110 A pode atingir campos magnéticos de até 12 T. Um magneto supercondutor tem a vantagem de não ser necessária a aplicação contínua de corrente às espiras, em materiais convencionais se for aplicado uma corrente elétrica e esta for interrompida haverá uma rápida dissipação desta corrente em forma de calor, porém em materiais supercondutores a corrente é mantida mesmo após a fonte de alimentação ser retirada.

Porém existe uma grande desvantagem, se não forem tomados os devidos cuidados pode ocorrer um *quench* magnético. Este fenômeno ocorre quando a bobina supercondutora sofre um aumento da temperatura e com isso passa por uma transição de fase de supercondutor para metal convencional, e como em um metal convencional a corrente dissipa-se na forma de calor e quando ocorre esse processo dentro de um criostato com temperatura muito baixas, da ordem de 1,4 K, o aumento rápido da temperatura faz com que o hélio entre em ebulição, aumentando muito a pressão interna do criostato danificando ou até mesmo ocasionando perda total do sistema.



Figura 8: Magneto supercondutor feito com uma liga de Titânio-Nióbio utilizado no sistema Tesla-tronPT para produzir campos magnéticos de até 12T, na parte superior do magneto estão os cabos para a alimentação e os pinos para o posicionamento adequando do magneto dentro do criostato para não haver deformação das linhas de campo.

4.3 Controlador de temperatura

O controlador de temperatura é necessário para as medidas de dilatométrica de alta resolução. Tal equipamento permite o controle da taxa de variação de temperatura do sistema. Essa taxa ajuda a aumentar a resolução do experimento, uma vez que a amostra tem que estar com temperatura homogênea em toda sua extensão, o que ocorre mais facilmente quando a taxa de variação de temperatura é suficientemente pequena.

O controlador de temperatura é conectado a três termômetros, um que está instalado junto ao magneto, pois quando é aplicado campo magnético na amostra, o magneto precisa estar abaixo de 4,6 K para estar no estado supercondutor e atingir campos magnéticos da ordem de 12 T. O segundo termômetro controla a temperatura do PT2, por onde circula o ^4He responsável pelo resfriamento do sistema. O terceiro termômetro é o responsável pela temperatura da amostra. Ele está fixado próximo a amostra para diminuir o erro da medida.

Para regular a taxa de resfriamento e realizar o aquecimento do sistema um *heater* é conectado ao controlador de temperatura, é definida uma taxa de aquecimento de acordo com a necessidade do experimento, o *heater* é responsável por controlar essa taxa, aplicando tensões de alguns volts. Dependendo da faixa de temperatura o *heater* vai dissipar uma potência necessária para aquecer ou manter a temperatura do sistema de acordo com a necessidade.

São também explicados nesse trabalho o funcionamento de um criostato de ciclo fe-

chado de hélio 4 utilizado nos experimentos de dilatométrica de alta resolução. Tal estudo foi feito para aumentar ao máximo a eficiência de cada equipamento, aumentando assim a resolução dos experimentos.

4.4 Ponte de capacitância

A ponte de capacitância Andeen Hagerling 2550A ultra precision 1 kHz é utilizada para as medidas de capacitância com alta resolução, podendo medir valores da ordem de 10^{-7} pF. Cabos coaxiais são utilizados para as medidas pois blindam a alma do cabo de ruídos externos que possam modificar o valor da medida, essa blindagem é conhecida como gaiola de Faraday.



Figura 9: Ponte de capacitância Andeen Hagerling 2550A ultra precision 1kHz.

5 *RESULTADOS*

Como a célula dilatométrica de quartzo possui quatro pontos para a realização das medidas de capacitância durante o experimento, foram pesquisadas soluções para conectar estes quatro pontos da célula dilatométrica à ponte de capacitância.

Estes quatro pontos são necessários para diminuir o erro devido a falta de paralelismo entre as placas do capacitor da célula dilatométrica. A falta de paralelismo entre as placas é devido a superfície irregular das amostras e também da construção desta célula dilatométrica que não é comercial.

O primeiro teste foi conectar um capacitor comercial ($C = 3000$ pF) pelos dois pontos já existentes nele, a ponte de capacitância foi ligada e foi medido um valor de capacitância de ($C = 3240$ pF). Após esse procedimento foram soldados mais dois terminais no capacitor, sendo assim o capacitor pode ser comparado à célula dilatométrica de quatro pontos e utilizando alguns adaptadores para cabos coaxiais conseguimos conectar a ponte ao capacitor e realizar outra medida de capacitância de ($C = 3255$ pF). Sendo também este valor bem próximo do valor medido com os tradicionais dois pontos, reforçando o fato de que medidas com quatro pontos nas placas do capacitor da célula dilatométrica podem ser realizadas sem perdas em relação às medidas com dois pontos.

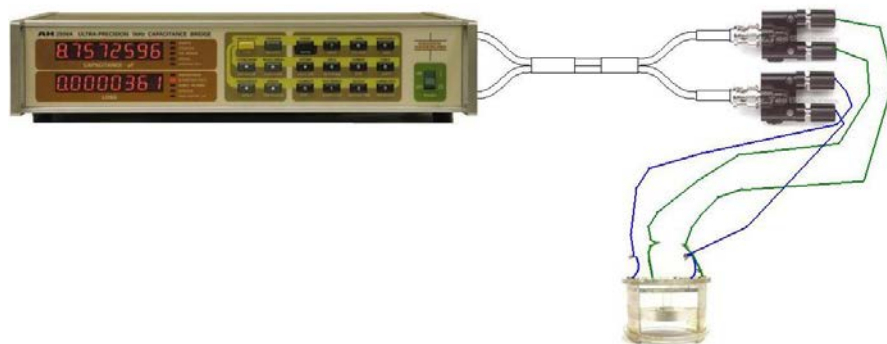


Figura 10: Conexões da ponte de capacitância e célula dilatométrica utilizando o método de quatro pontos.

5.1 Curva de calibração

A sensibilidade da célula dilatométrica de alta resolução é determinada pela curva de calibração apresentada na figura 11.

Tal curva foi obtida através da variação da distância entre as placas do capacitor da célula dilatométrica e medindo a capacitância. A curva de capacitância em função da distância entre as placas do capacitor foi plotada e utilizando-se o programa Origin 8.0, verifica-se que a região de maior resolução mostrada no *inset* do gráfico onde a distância entre as placas do capacitor de 0,05 mm, variações de 0,01 Å na distância entre as placas resulta em variações na capacitância da ordem de $(1,89 \times 10^{-6})$ pF, as quais podem ser medidas utilizando a ponte de capacitância que foi apresentada na seção anterior.

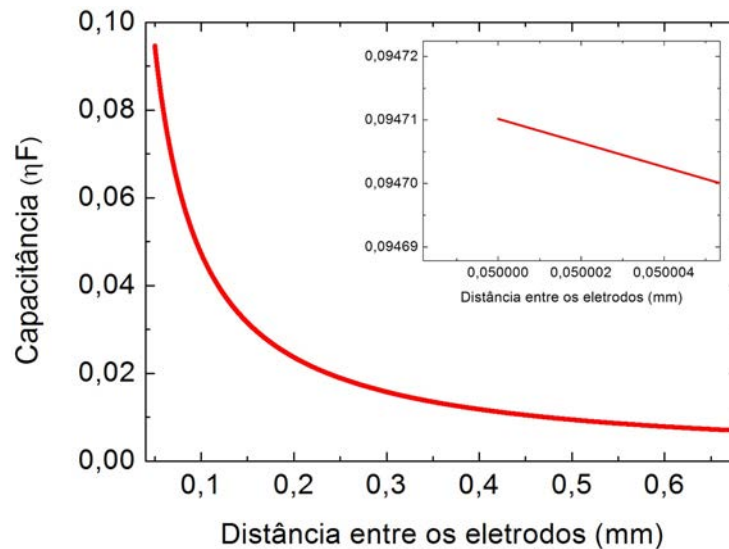


Figura 11: Gráfico da capacitância em função da distância entre as placas do capacitor da célula dilatométrica de alta resolução.

6 CONCLUSÃO

Neste trabalho foram apresentados conceitos básicos da física do estado sólido que são de grande importância para explicar os fenômenos fundamentais para o entendimento dos experimentos de dilatométrica de sólidos com resolução subatômica.

As transições de fase como também a teoria de Landau para transições de fase foram estudadas nesse trabalho pois com as técnicas de dilatométrica de sólidos com resolução subatômica podem ser identificadas quais transições estão ocorrendo no material estudado.

Partindo do potencial de Lennard-Jones foi descrita a dependência da temperatura com o deslocamento médio dos átomos a partir dos termos anarmônicos do potencial que mostram claramente que com a variação da temperatura do sistema o deslocamento médio dos átomos aumenta, fazendo com que a expansão térmica seja observada.

Também foi discutida a relação entre a entropia e a temperatura com o coeficiente volumétrico de expansão térmica que é dada pelo coeficiente volumétrico de expansão térmica igual à derivada da entropia em relação a temperatura. Tal coeficiente é obtido partindo da soma dos coeficientes lineares de expansão térmica ao longo dos três eixos cristalográficos para amostras onde esses eixos são perpendiculares entre si e a derivada do comprimento da amostra em relação à temperatura para os casos que esses eixos não são perpendiculares.

A capacitância é discutida neste ponto para o entendimento de qual o tratamento adequado para os dados obtidos a partir dos experimentos de dilatométrica de alta resolução já que a célula dilatométrica é basicamente um capacitor de placas paralelas.

Também foi discutido todo o funcionamento e manuseio de uma célula dilatométrica de quartzo para experimentos de dilatométrica de alta resolução, tal como todos seus componentes e suas respectivas funções. Uma curva de calibração é mostrada para a observação das resoluções que podem ser obtidas com este método.

7 REFERÊNCIAS

[Tipler V1, 2011] P.A.Tipler, G.Mosca, Física para cientistas e engenheiros vol 1, 6ª Edição, LTC, 2011.

[Annet, 2003] J.F.Annet, *Superconductivity, superfluids and condensates*, University of Bristol, Oxford University Press, 2003.

[Mott, 1968] N.F.Mott, *Rev.Mod.Phys.*, 40, 677, 1968.

[Pobell, 2007] F.Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer-Verlag, Terceira Edição, Berlin Heidelberg, 2007.

[Callen, 1985] H.B.Callen, *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*, 2ª Edição, J.Willey e Sons, 1985.

[Barron, 1999] T. H. K. Barron, G. K. White, *Heat Capacity and Thermal Expansion at Low Temperature*, Kluwer Academic/plenum publishers, New York (1999).

[Thermal Kittel, 2006] C.Kittel, H.Kroemer, *Thermal Physics*, 2ª Edição, W.H. Freeman and Company, 1980.

[Ashcroft, 1976] N.W.Ashcroft e N.D.Mermin, Cengage Learning, Física do estado sólido, tradução M.L.G. de Oliveira, 1976.

[Solid State Kittel, 2006] C.Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8ª Edição, LTC, 2006.

[M. de Souza, 2013] M. de Souza, J.P.Pouget, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 343201, 2013.

[Tipler V2, 2011] P.A.Tipler, G.Mosca, Física para cientistas e engenheiros vol 2, 6ª Edição, LTC, 2011.

[Reif, 1965] R.Reif, *Fundamentals of Statistical and Thermal Physics*, F.Reif, 1965

[L.Zhu, 2003] L.Zhu, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 91, 066404, 2003

[Neumeier, 2008] J.J.Neumeier, *et al.*, *Review of Scientific Instruments* 79, 033903, 2008.

[R. Pott, 1983] R Pott, R Schefzykt, *Apparatus for measuring the thermal expansion of solids between 1.5 and 380 K*, Scientific instruments 16, 444 (1983)

8 *BIBLIOGRAFIA*

- N.F. Mott, *Metal-Insulator transitions*, Taylor and Francis, Second edition, 1990.
- W.Greiner, L.Neise, H.Stöcker, *Thermodynamics and Statistical Mechanics*, 2^a Edição, R.R. Donneley e Sons, 1997.
- J.F.Annet, *Superconductivity, superfuids and condensates*, University of Bristol, Oxford University Press, 2003.
- C.Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 5^a Edição, 1978.
- M.de Souza, *Thermal expansion and transport properties of low-dimensional organic conductors*, Phd thesis, Uni-Frankfurt, 2008.
- K.Huang, *Statistical Mechanics*, 2^a Edição, J.Willey e Sons, 1987.

9 EVENTOS CIENTÍFICOS

- Participação na 1^a fase do XXIV Congresso de Iniciação Científica da Unesp, Rio Claro, 2013. Com a apresentação do pôster sob o título: “Dilatometria de Sólidos com Resolução Subatômica”.

- Participação na XIV Escola Brasileira de Estrutura Eletrônica, Fortaleza, 2014. Com a apresentação do pôster sob o título: “Thermal Expansion Measurements with Subatomic Resolution”.

10 AGRADECIMENTOS

Tenho muito a agradecer ao meu orientador, Prof. Dr. Mariano de Souza, porque desde o primeiro dia que fui até sua sala para conversar sobre a iniciação científica fui apoiado e orientado a seguir os melhores caminhos tanto no estudo como na vida pessoal. Sempre me ajudando tanto nas matérias em que tive mais dificuldades quanto na parte da iniciação científica que deu origem a esse trabalho de conclusão de curso. Nunca deixou dúvidas para mim e meus colegas sobre algum ponto que foi discutido no nosso laboratório ou em sala de aula quando ministrou disciplinas no curso de Física. Sempre está disposto a discutir sobre qualquer assunto que possa entrar em pauta em nossas reuniões semanais, sendo eles de Física ou não, mas como em uma reunião de laboratório de um grupo de físicos, o assunto mais abordado sempre é a ciência. Resumindo tudo isso, não tenho como agradecer ao Prof. Mariano pela paciência e pela dedicação que teve comigo no auxílio para o desenvolvimento deste trabalho.

Agradeço também aos meus irmãos de laboratório, Paulo Menegasso e Lucas Squillante, pois somos um grupo e sempre estamos nos apoiando, sempre que um membro passa por dificuldades os outros estão sempre ao lado para ajudar. Agradeço muito ao Paulo pelas grandes discussões sobre vários temas relacionados ao meu projeto de iniciação científica e a esse trabalho de conclusão de curso. Ao Lucas pelas ajudas com o meu computador e com o Latex nas vezes que ele ficava doido e eu não conseguia mais escrever o meu TCC.

Não poderia deixar de agradecer aos meus amigos da turma da Física de 2011. Pelas risadas nas noites da pizza, do sorvete e nas festinhas. Pelas noites sem dormir antes das provas, noites essas que eu nunca estava sozinho, sempre tinha alguém (todos) na mesma situação que eu. Pelos momentos de pânico quando os professores chegavam na sala com as notas das provas ou pior ainda no final de cada semestre. Por isso eu não poderia deixar de agradecer a esses amigos que passaram esses 4 anos de batalha junto comigo. Os que ficaram comigo até o fim: Bruna, Júlia, Raquel, Matheus, Beatriz, Ana Claudia. Meu muito obrigado por estarem comigo.

Também tem os meus professores que sem eles eu não teria aprendido essa matéria tão fascinante chamada Física. Eles foram responsáveis por trilhar o meu caminho e dar a base para o início desse TCC e da minha vida acadêmica.

E um agradecimento especial e mais que merecido aos meus pais que me aguentaram desde

o meu nascimento. Não tenho nem o que escrever sobre essas duas pessoas maravilhosas, meu pai José Maria e minha mãe Waldira. Uma coisa que eles sempre me falaram que a única herança que eles poderiam me deixar é o estudo e realmente eles conseguiram cumprir com essa missão. Sempre me deram todas as oportunidades para seguir em frente e me ensinaram que eu poderia chegar em qualquer lugar sem precisar derrubar ninguém. Só tenho que falar que eu tenho muito orgulho de falar que vocês são os meu pais. E também tenho muito a agradecer aos meu familiares, tios, tias, primos e primas que sempre me apoiaram e me ajudaram a seguir em frente e principalmente minhas duas avós que sempre estão lá em casa me esperando de braços abertos com todo o carinho do mundo para me dar, todo final de semana que eu volto para casa visitar a família.