

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE UBERLÂNDIA  
INSTITUTO DE FÍSICA**

**DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE EXPANSÃO  
TÉRMICA DE MATERIAIS OPACOS POR MEIO DA  
MEDIÇÃO DE TRANSMITÂNCIA DE UM PINHOLE**

**GABRIEL SALES RIBEIRO**

**Uberlândia-MG, 2023**

**GABRIEL SALES RIBEIRO**

**DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE EXPANSÃO TÉRMICA DE  
MATERIAIS OPACOS POR MEIO DA MEDIÇÃO DE TRANSMITÂNCIA  
DE UM PINHOLE**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao **Instituto de Física da Universidade Federal de Uberlândia** como requisito parcial para obtenção do título de **bacharel em Física de Materiais** bacharel em Física de Materiais.

**Orientador:**

Prof. Dr. Djalmir Nestor Messias.

**Uberlândia-MG, 2023**

**GABRIEL SALES RIBEIRO**

**DETERMINAÇÃO DO COEFICIENTE DE EXPANSÃO TÉRMICA DE  
MATERIAIS OPACOS POR MEIO DA MEDIÇÃO DE TRANSMITÂNCIA  
DE UM PINHOLE**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao **Instituto de Física da Universidade Federal de Uberlândia** como requisito parcial para obtenção do título de **bacharel em Física de Materiais**.

**Data de aprovação:**

30/11/2023

**Banca Examinadora:**

---

**Prof. Dr. Djalmir Nestor Messias**

Instituto de Física UFU

---

**Prof. Dr. Gustavo Foresto Brito de Almeida**

Instituto de Física UFU

---

**Prof. Dr. Augusto Miguel Alcalde Milla**

Instituto de Física UFU

Ficha Catalográfica Online do Sistema de Bibliotecas da UFU  
com dados informados pelo(a) próprio(a) autor(a).

R484 2023	<p>Ribeiro, Gabriel Sales, 1999- Determinação do coeficiente de expansão térmica de materiais opacos por meio da medição de transmitância de um pinhole [recurso eletrônico] / Gabriel Sales Ribeiro. - 2023.</p> <p>Orientador: Djalmir Nestor Messias. Trabalho de Conclusão de Curso (graduação) - Universidade Federal de Uberlândia, Graduação em Física de Materiais. Modo de acesso: Internet. Inclui bibliografia. Inclui ilustrações.</p> <p>1. Física. I. Messias, Djalmir Nestor, 1977-, (Orient.). II. Universidade Federal de Uberlândia. Graduação em Física de Materiais. III. Título.</p> <p style="text-align: right;">CDU: 53</p>
--------------	---

Bibliotecários responsáveis pela estrutura de acordo com o AACR2:

Gizele Cristine Nunes do Couto - CRB6/2091  
Nelson Marcos Ferreira - CRB6/3074

*Dedico este trabalho aos meus pais, parceira, irmã, orientador, amigos, professores, integrantes do Grupo de Propriedades Ópticas e Térmicas de Materiais da UFU e aos órgãos de fomento.*

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço aos meus pais, parceira, irmã e amigos pelo apoio incondicional, ao orientador Prof. Dr. Djalmir Nestor Messias e professores pela orientação e conhecimento compartilhado, a Ranna Torres Barreto pela iniciação deste trabalho e colaboração, ao Grupo de Propriedades Ópticas e Térmicas de Materiais da UFU pela colaboração, à universidade pelo ambiente acadêmico propício, ao CNPq, à FAPEMIG e aos demais órgãos de fomento pelo suporte financeiro. Esta conquista é fruto do esforço coletivo e sou profundamente grato a todos que contribuíram para o meu percurso.

*“O importante é não deixar de questionar. A curiosidade tem sua própria razão de existir. Não se pode deixar de nos maravilhar ao contemplar os mistérios da eternidade, da vida, da estrutura maravilhosa da realidade. tenta apenas compreender um pouco deste mistério todos os dias.”*

**Albert Einstein**

## RESUMO

Este estudo propõe uma abordagem alternativa para determinar o coeficiente de expansão térmica de materiais opacos, utilizando a técnica de transmissão de luz através de um pinhole de 100 micrômetros em uma amostra de latão. Conduziu-se experimentos com variações de temperatura em um forno para medir a transmitância do pinhole e, conseqüentemente, calcular o coeficiente de dilatação térmica. Os resultados obtidos revelaram que, embora a técnica tenha potencial, ainda existem desafios a serem superados, uma vez que os valores calculados do coeficiente de expansão térmica (por exemplo,  $\alpha = (203 \pm 5) \times 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ ) permaneceram aproximadamente 10 vezes maiores do que o valor esperado. No entanto, esses esforços contribuem para a melhoria contínua dessa técnica e representam um avanço importante no desenvolvimento e aplicação da técnica de pinhole em materiais opacos.

**Palavras-chave:** coeficiente de expansão térmica, transmitância, pinhole.

## ABSTRACT

This study proposes an alternative approach to determine the coefficient of thermal expansion of opaque materials, using the technique of transmitting light through a 100 micrometer pinhole in a brass sample. Experiments were conducted with temperature variations in a furnace to measure the pinhole transmittance and, consequently, calculate the thermal expansion coefficient. The results obtained revealed that, although the technique has potential, there are still challenges to be overcome, since the calculated values of the thermal expansion coefficient (for example,  $\alpha = (203 \pm 5) \times 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ ) remained approximately 10 times higher than the expected value. However, these efforts contribute to the continuous improvement of this technique and represent an important advance in the development and application of the pinhole technique to opaque materials.

**Keywords:** coefficient of thermal expansion, transmittance, pinhole.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Figura representando a dilatação térmica de uma cavidade (TORRES, 2021). . . . .	19
Figura 2.2 – Figura representando a dilatação térmica de uma abertura circular (TORRES, 2021) . . . . .	20
Figura 2.3 – Representação de um feixe gaussiano incidindo sobre uma abertura circular (TORRES, 2021) . . . . .	22
Figura 2.4 – Representação geométrica do feixe atravessando a abertura circular (TORRES, 2021) . . . . .	22
Figura 2.5 – Representação da intensidade de um feixe tophat. . . . .	25
Figura 2.6 – Representação do feixe tophat passando pelo pinhole. . . . .	26
Figura 3.1 – Esquematização da montagem do aparato experimental da medida da transmitância . . . . .	28
Figura 3.2 – (a) primeira parte do suporte que possui um furo de 1 mm, (b) segunda parte do suporte na qual o pinhole foi inserido (c) as duas partes do suporte na forma como foram encaixados. . . . .	30
Figura 3.3 – (a) Pinhole de latão de 100 $\mu m$ em uma perspectiva de baixo mostrando a abertura, (b) Pinhole de latão de 100 $\mu m$ em uma perspectiva de cima. . . . .	31
Figura 4.1 – Primeiro gráfico do $\ln(1 - \mathcal{T}/\mathcal{T}')$ em função da variação da temperatura $\Delta T$ , onde se obteve o coeficiente de dilatação térmica $\alpha = (203 \pm 5)10^{-6} 1/^\circ C$ . . . . .	33
Figura 4.2 – Segundo gráfico do $\ln(1 - \mathcal{T}/\mathcal{T}')$ em função da variação da temperatura $\Delta T$ , onde se obteve o coeficiente de dilatação térmica $\alpha = (4 \pm 1)10^{-4} 1/^\circ C$ . . . . .	34
Figura 4.3 – Representação de um meio inhomogêneo (alterada) (NUSSENZVEIG, 2014). . . . .	35
Figura 4.4 – (a) Fotografia do pinhole com o orifício centralizado, (b) Fotografia do pinhole com a origem da escala localizada na extremidade do orifício, (c) Fotografia do pinhole mostrando uma deformação. . . . .	37
Figura 4.5 – Simulação gráfica da transmitância $\mathcal{T}$ em função da variação de temperatura $\Delta T$ em $^\circ C$ . . . . .	38
Figura 4.6 – Simulação gráfica de $(\ln(1 - \mathcal{T}))$ em função da variação de temperatura $\Delta T$ em $^\circ C$ . . . . .	38
Figura 4.7 – Representação do pinhole deslocado a uma distância $l$ no eixo x, onde o ponto em vermelho representa o centro do feixe. . . . .	40

Figura 4.8 – (a) Simulação da função gaussiana deslocada, $I/I_0$ em função da posição $x$ em metros, (b) Simulação da função gaussiana na perspectiva superior na forma de curvas de nível, posição $y$ em função da posição $x$ em metros. Ambas as simulações utilizou-se $l = 3 \cdot 10^{-5}$ m . . . . .	41
Figura 4.9 – Simulação gráfica da transmitância ( $\mathcal{T}$ ) em função da variação de temperatura $\Delta T$ e do deslocamento do pinhole $l$ variando de $-100 \cdot 10^{-6}$ metros a $100 \cdot 10^{-6}$ metros. . . . .	41
Figura 4.10 – Representação do pinhole rotacionado em torno do eixo $y$ . . . . .	43
Figura 4.11 – (a) Representação da função gaussiana com a inclinação do eixo do pinhole, $I/I_0$ em função da posição $x$ em metros, (b) Representação da função gaussiana na perspectiva superior na forma de curvas de nível no caso do pinhole rotacionado em relação ao seu eixo, posição $y$ em função da posição $x$ em metros. Ambas as simulações realizadas com uma rotação de $\theta = \pi/4$ ( $45^\circ$ ). . . . .	44
Figura 4.12 – Simulação gráfica da transmitância ( $\mathcal{T}$ ) em função da variação de temperatura $\Delta T$ em $^\circ\text{C}$ e do ângulo $\theta$ em radianos, a variação do ângulo foi de $0$ à $\pi/12$ ( $0^\circ$ à $15^\circ$ ). . . . .	45
Figura 4.13 – (a) Simulação gráfica da transmitância ( $\mathcal{T}$ ) em função da variação de temperatura $\Delta T$ em $^\circ\text{C}$ na ocorrência do fenômeno de miragem, (b) Simulação gráfica de $\ln(1 - \mathcal{T})$ em função da variação de temperatura $\Delta T$ em $^\circ\text{C}$ , também na ocorrência do fenômeno de miragem. Ambas as simulações realizadas com o desvio inicial de $200 \times 10^{-6}$ metros. . . . .	47
Figura 4.14 – Simulação gráfica da transmitância ( $\mathcal{T}$ ) em função da variação de temperatura $\Delta T$ em $^\circ\text{C}$ e do deslocamento do pinhole em metros, equivalente à oscilação do feixe que ocorreria na ocorrência do fenômeno de miragem. Realizada com o desvio inicial de $100 \times 10^{-6}$ metros. . . . .	48
Figura 4.15 – (a) Simulação na forma de curvas de níveis da Transmitância em relação à variação da temperatura $\Delta T$ e variação em $x$ com uma primeira semente randômica, (b) Simulação na forma de curvas de níveis da Transmitância em relação à variação da temperatura $\Delta T$ e variação em $x$ com uma segunda semente randômica. . . . .	48

## LISTA DE SÍMBOLOS

$\lambda$	Comprimento de onda
$\alpha$	Coefficiente de expansão térmica
$l$	Comprimento do material
$T$	Temperatura
$T_0$	Temperatura no momento inicial
$l$	Comprimento do material no momento inicial
$\Delta T$	Varição da temperatura
$\Delta A$	Varição da área devido à expansão da placa
$A_0$	Área inicial
$A$	Área final da placa
$R_0$	Raio inicial da abertura circular
$R$	Raio final da abertura circular
$I$	Intensidade do feixe
$I'_0$	Intensidade do feixe inicial (incidente)
$\mathcal{T}$	Transmitância
$P_f$	Potência final
$P_0$	Potência inicial
$\omega$	Cintura do feixe
$r$	Raio do círculo
$R$	Raio do pinhole
$R_0$	Raio inicial do pinhole
$a$	Coefficiente angular
$b$	Coefficiente linear
$n$	Índice de refração do meio

$m$	Metros
$\mu m$	Micrômetros
$^{\circ}C$	Graus Celsius

# SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>16</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> . . . . .	<b>18</b>
<b>2.1</b>	<b>Introdução ao coeficiente de expansão térmica</b> . . . . .	<b>18</b>
<b>2.2</b>	<b>Expansão Térmica de Cavidades</b> . . . . .	<b>19</b>
<b>2.3</b>	<b>Transmitância de um Feixe Laser por uma Abertura Circular</b> .	<b>21</b>
<b>2.4</b>	<b>Fonte com perfil tophat</b> . . . . .	<b>24</b>
2.4.1	Abordagem alternativa para o feixe de perfil tophat . . . . .	26
<b>3</b>	<b>METODOLOGIA</b> . . . . .	<b>28</b>
<b>3.1</b>	<b>Medida da transmitância do pinhole com o forno</b> . . . . .	<b>28</b>
3.1.1	Montagem experimental . . . . .	28
3.1.2	Descrição do pinhole . . . . .	30
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b> . . . . .	<b>32</b>
<b>4.1</b>	<b>Resultados experimentais</b> . . . . .	<b>32</b>
4.1.1	Discussões . . . . .	34
4.1.2	Análise das condições do pinhole . . . . .	36
<b>4.2</b>	<b>Simulações computacionais</b> . . . . .	<b>37</b>
4.2.1	Simulação da transmitância em função da temperatura no feixe gaussiano	38
4.2.2	Simulação do deslocamento do pinhole . . . . .	39
4.2.3	Simulação da inclinação do pinhole . . . . .	42
<b>4.3</b>	<b>Simulação do efeito miragem</b> . . . . .	<b>46</b>
<b>4.4</b>	<b>Observações gerais</b> . . . . .	<b>49</b>
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO</b> . . . . .	<b>51</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	<b>53</b>

# 1 INTRODUÇÃO

A determinação do coeficiente de expansão térmica é uma medida crucial para avaliar o comportamento térmico dos materiais em diversas áreas da ciência e engenharia. Tal como no projeto e análise de estruturas e componentes que estarão sujeitos a variações de temperatura, a determinação precisa deste coeficiente permite prever a expansão ou contração dos materiais e, assim, garantir a estabilidade e a integridade das estruturas, como por exemplo em rochas utilizadas em revestimento de edificações (LIMA, 2002).

Um outro caso importante é na fabricação de dispositivos eletrônicos, onde é essencial compreender a dilatação térmica dos materiais de componentes que serão submetidos a ciclos de aquecimento e resfriamento, como semicondutores e circuitos integrados. A seleção adequada de materiais com coeficientes de dilatação compatíveis é fundamental para evitar falhas mecânicas e térmicas. Como exemplo tem-se a área de microeletrônica e sistemas microeletromecânicos. Um dos problemas que surge do efeito de expansão térmica, é a incompatibilidade da expansão térmica entre os filmes finos e o substrato, que pode levar a tensões residuais nos filmes finos. Assim, tanto os dispositivos eletrônicos quanto as estruturas microusinadas serão danificados ou deformados por este efeito (FANG W., 2000). Portanto, como a expansão térmica pode afetar significativamente as propriedades e o desempenho de inúmeros materiais, torna-se necessário técnicas eficientes para a obtenção desta constante (HUNKEL M., 2018).

É possível realizar a medição experimental do coeficiente de dilatação térmica de materiais através de dois principais meios. O primeiro meio são técnicas baseadas no princípio de Arquimedes, medindo a variação volumétrica de uma amostra submersa através da variação do seu peso aparente durante vários ciclos de temperatura, conhecidas como técnicas volumétricas como a dilatométrica, estas técnicas apresentam limitações em termos de tamanho do provete, que usualmente tem dimensões bastante reduzidas. O segundo meio são as técnicas baseadas na medição da variação do comprimento longitudinal de uma amostra quando submetida a variações de temperatura controladas, como técnicas de interferometria (AZENHA et al., 2014). Entretanto, em geral essas técnicas apresentam desvantagens, como limitações de temperatura, sensibilidade ao ambiente, necessidade de cuidados na preparação das amostras, possíveis efeitos de fratura ou deformação e a existência de expansão anisotrópica em alguns materiais.

A realização de técnicas ópticas para a obtenção do coeficiente de dilatação térmica oferece inúmeras vantagens como a não invasividade, uma vez que não há a necessidade de contato direto com a amostra evitando possíveis interferências mecânicas, a versatilidade,

pois pode ser aplicada em diferentes tipos de materiais opacos, é uma técnica não destrutiva e de medição rápida, além de permitir que as amostras sejam de pequenas dimensões. Portanto, este trabalho propõe uma alternativa para medir o coeficiente de expansão térmica de materiais opacos utilizando a técnica de transmissão de luz por um orifício de pequenas dimensões, conhecido como “pinhole”. Essa técnica é baseada na medida da variação da transmissão de luz através do pinhole, à medida que a amostra é aquecida ou resfriada. A partir dessa variação, é possível determinar o coeficiente de expansão térmica do material.

O objetivo principal deste trabalho é validar a técnica de transmissão de luz por pinhole para a determinação do coeficiente de expansão térmica de materiais opacos. Para isso, será realizada uma análise computacional e experimental utilizando esta técnica para determinar o coeficiente de expansão térmica de um material metálico e que possui um pinhole da dimensão de 100 micrômetros. Os dados obtidos serão analisados e comparados com os valores teóricos dos coeficientes de expansão térmica do material em estudo e, para averiguar a composição deste material. Além disso, serão discutidas as limitações e possíveis fontes de erro associadas à técnica de medição de transmitância de orifício e propostas soluções para minimizar esses erros.

Acredita-se que a técnica proposta possa ser útil em diversas aplicações, especialmente na análise de materiais opacos, como metais e cerâmicas, que apresentam desafios para a medição do coeficiente de expansão térmica por outras técnicas. Portanto, este trabalho permite a contribuição no desenvolvimento de uma nova estratégia de medição do coeficiente de dilatação térmica nestes materiais, oferecendo uma abordagem inovadora que supera limitações das técnicas tradicionais, sendo adequada para materiais opacos, mais simples e de menor custo.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo de revisão bibliográfica, serão apresentados tópicos essenciais relacionados ao escopo deste trabalho. Inicialmente, será discutida a introdução ao coeficiente de expansão térmica. Em seguida, será abordado a expansão térmica de cavidades, explorando as implicações práticas desse fenômeno, especialmente em materiais específicos. A discussão se estenderá para a transmitância de um feixe laser por uma abertura circular, enfatizando os princípios fundamentais por trás dessa técnica experimental e seu papel na determinação do coeficiente de expansão térmica. Além disso, será explorado o uso de fontes com perfil tophat, apresentando as características distintas dessa abordagem e sua relevância em experimentos semelhantes.

### 2.1 INTRODUÇÃO AO COEFICIENTE DE EXPANSÃO TÉRMICA

O coeficiente de expansão térmica é uma propriedade física dos materiais que descreve a variação dimensional desses materiais em resposta a alterações de temperatura. Quando um material é aquecido, suas moléculas ou átomos vibram mais intensamente, levando a um aumento no espaço entre eles. Isso resulta em uma expansão do material. Da mesma forma, quando um material é resfriado, as vibrações diminuem e o material se contrai (NUSSENZVEIG, 2018).

O coeficiente de expansão térmica é expresso em termos de mudança relativa no comprimento, área ou volume de um material por unidade de variação de temperatura. A expansão térmica dos materiais está baseada nas leis da termodinâmica e existem três tipos: linear, superficial e volumétrica (HALLIDAY et al., 2003). A expansão térmica linear ocorre em apenas uma dimensão, como o comprimento, seguindo a Lei de Dilatação Linear. Já a expansão térmica superficial ocorre em duas dimensões, principalmente na área, de acordo com a Lei de Dilatação Superficial. Por fim, a expansão térmica volumétrica afeta o volume do material nas três dimensões, conforme a Lei de Dilatação Volumétrica de Gay-Lussac (BASTOS et al., 2011).

No caso do coeficiente de expansão linear, é possível obter uma equação que descreve como o material irá se expandir linearmente. Para isso, assumindo que o comprimento  $l$  de um material seja dependente da temperatura, podemos usar a expansão em série de Taylor para descrever este material como:

$$l(T) = l(T_0) + \frac{dl}{dT}(T - T_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2l}{dT^2}(T - T_0)^2 + \dots \quad (1)$$

Em geral os termos de alta ordem podem ser desconsiderados para a maioria dos materiais, de forma que a expansão assume a forma de um comportamento linear. Portanto, como este é o caso da expansão linear, apenas o primeiro e segundo termo serão considerados:

$$l(T) = l_0 + \frac{dl}{dT}\Delta T \Rightarrow l(T) = l_0 \left( 1 + \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dT} \Delta T \right) \quad (2)$$

Para variações finitas de  $\Delta T$ , vê-se que  $\alpha = (\Delta l/l_0)/\Delta T$  representa a variação percentual de comprimento ( $\Delta l/l_0$ ) por unidade de variação de temperatura. Embora  $\alpha$  varie em geral com a temperatura, pode-se, para fins práticos, desprezar essa variação (enquanto não se aproxima demasiado do ponto de fusão do sólido). Assim, se  $l_T$  é o comprimento à temperatura  $T$ ,  $l_0$  o comprimento à temperatura  $T_0$  (NUSSENZVEIG, 2018) e chamando  $\alpha = \frac{1}{l_0} \frac{dl}{dT}$ , obtém-se:

$$l(T) = l_0 (1 + \alpha \Delta T) \quad (3)$$

Portanto, esta equação permite escrever o comprimento final de um objeto em função do seu tamanho inicial e do incremento advindo da variação de temperatura.

## 2.2 EXPANSÃO TÉRMICA DE CAVIDADES

Os corpos ocios se dilatam como se fossem sólidos. No caso de um furo em uma placa fina, quando há um aumento de temperatura, toda a placa tende a aumentar, e a cavidade aumenta na mesma proporção da expansão da placa, pois a borda da cavidade também está sujeita a equação  $\Delta A = A_0 \cdot 2 \cdot \alpha \cdot \Delta T$ .

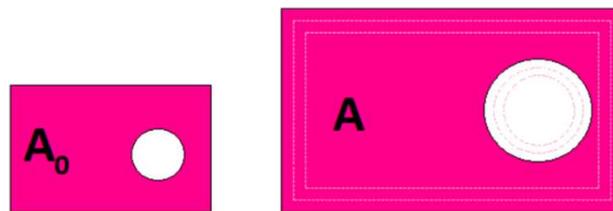


Figura 2.1 – Figura representando a dilatação térmica de uma cavidade (TORRES, 2021).

Veja na figura 2.1 que o processo é o mesmo tanto para a placa, quanto para a cavidade, assim, desconsiderando os termos de alta ordem de  $\alpha^2$  em diante, pode-se definir que a área final  $A$  da placa será dada por:

$$\Delta A = A_0 \cdot 2 \cdot \alpha \cdot \Delta T \Rightarrow A - A_0 = A_0 \cdot 2 \cdot \alpha \cdot \Delta T \Rightarrow A = A_0(1 + 2 \cdot \alpha \cdot \Delta T) \quad (4)$$

Suponha uma placa com abertura circular com raio inicial  $R_0$ . Tanto a placa como a abertura circular sofrem expansão, e o raio da abertura  $R_0$  aumenta para  $R$ . Veja na Figura 2.2:

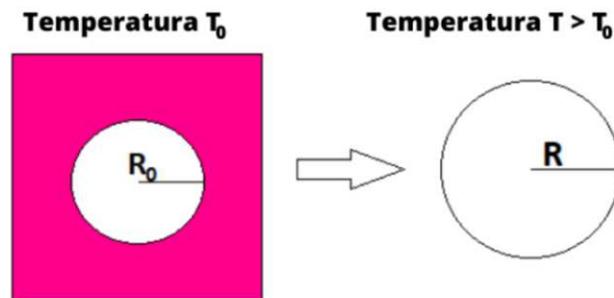


Figura 2.2 – Figura representando a dilatação térmica de uma abertura circular (TORRES, 2021)

Como a área do furo aumenta na mesma proporção que a área da placa dado pela equação 4, pode-se assumir que a área do furo assume esta mesma equação de expansão térmica, logo, uma vez que a área de um círculo é dada por  $A = \pi R^2$ , tem-se assim a seguinte relação:

$$A = A_0(1 + 2 \cdot \alpha \cdot \Delta T) \Rightarrow \pi R^2 = \pi R_0^2(1 + 2\alpha\Delta T) \Rightarrow R = \sqrt{R_0^2(1 + 2\alpha\Delta T)} \quad (5)$$

Portanto a equação da expansão térmica para o raio de uma abertura circular é dada por:

$$R = R_0\sqrt{(1 + 2\alpha\Delta T)} \quad (6)$$

Dessa forma, tem-se uma equação que permite escrever o raio final de uma abertura circular em função do raio inicial e do incremento advindo da variação de temperatura. Assim, uma vez que essa relação é conhecida, é possível usá-la para obter o comportamento de grandezas que dependam do tamanho da abertura, como pode ser visto na seção a seguir.

### 2.3 TRANSMITÂNCIA DE UM FEIXE LASER POR UMA ABERTURA CIRCULAR

A transmitância ( $\mathcal{T}$ ) é a relação entre a quantidade de luz que chega em um determinado material e a luz que efetivamente consegue atravessar o material, e pode ser expressa como a razão entre as potências:

$$\mathcal{T} = \frac{P_f}{P_0} \quad (7)$$

e a transmitância percentual é dada por:

$$\mathcal{T}\% = \left(\frac{P_f}{P_0}\right) \cdot 100\% \quad (8)$$

Portanto, caso o feixe passe por um material e não aconteça a absorção e reflexão, a absorvância será zero e a transmitância percentual será 100%, porém, se toda a luz for absorvida, refletida ou espalhada, a transmitância será zero. Em outras palavras, a transmitância  $\mathcal{T}$  permite a determinação da atenuação que o feixe luz sofre ao interagir com determinado volume de matéria opticamente ativa.

Em particular, o interesse reside no cálculo da transmitância resultante da passagem de um feixe Gaussiano por uma abertura circular. Um feixe gaussiano é um tipo especial de feixe de luz que segue uma distribuição de intensidade gaussiana. Ele é caracterizado por ter uma distribuição de intensidade que tem uma forma de sino, onde a intensidade de luz é maior no centro do feixe e diminui gradualmente em direção às bordas. Além disso, a distribuição de intensidade é simétrica em torno do eixo do feixe. O feixe gaussiano é descrito matematicamente pela função gaussiana, que tem a forma geral:

$$I(x) = I'_0 \cdot e^{-\frac{2x^2}{\omega^2}} \quad (9)$$

Onde  $I(x)$  é a intensidade da luz,  $x$  é a coordenada radial,  $I'_0$  é a intensidade máxima do feixe no centro,  $\omega$  é a cintura do feixe.

Note pela Figura 2.3 que o feixe gaussiano (feixe de radiação eletromagnética monocromática) incide sobre um anteparo de abertura circular. Observe que o feixe gaussiano é mais intenso no centro, e a cintura do feixe ( $\omega$ ) pode ter o diâmetro maior que a abertura circular de raio  $R$ .

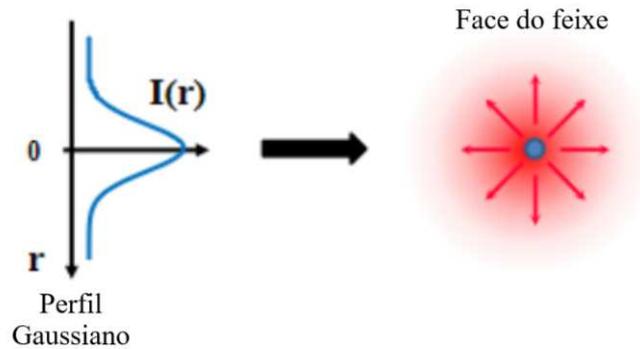


Figura 2.3 – Representação de um feixe gaussiano incidindo sobre uma abertura circular (TORRES, 2021)

Sendo assim é possível criar um esboço de como é esperado que o feixe de perfil gaussiano se comporte. Veja na Figura 2.4 que o feixe ao passar pela abertura circular tem parte de sua intensidade inicial  $I_0$  obstruída pelo anteparo, e a maior parte que atravessa o anteparo é a parte central do feixe no qual a intensidade é maior.

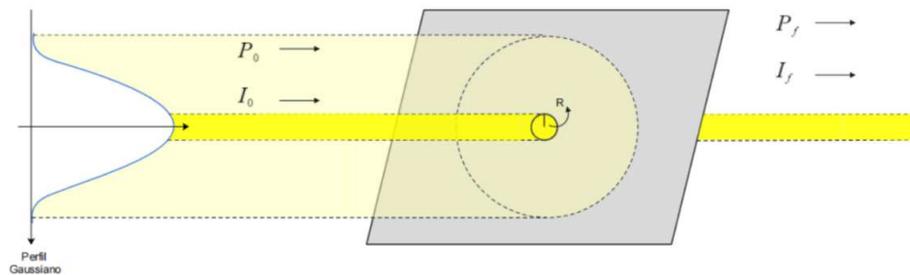


Figura 2.4 – Representação geométrica do feixe atravessando a abertura circular (TORRES, 2021)

Observe que antes e após passar pela abertura circular a potência do feixe incidente pode ser escrita como  $P_0$  e  $P_f$ , respectivamente, onde (SALEH; TEICH, 2007):

$$P_0 = \int I_0 dA \quad P_f = \int I_f dA \quad (10)$$

Analogamente, as intensidades, para as mesmas condições, serão  $I_0$  e  $I_f$ , respectivamente.

$$I_0(r) = I_f(r) = I'_0 e^{-\frac{2r^2}{\omega^2}} \quad (11)$$

No caso da intensidade, observe que tanto a potência inicial quanto a final são calculadas da mesma forma, pois somente os limites de integração mudam.

Sabe-se que  $dA$  se trata de um elemento de área, ou seja, como a abertura é circular, esse elemento de área é da forma  $dA = 2\pi r dr$ , assim é possível calcular as integrais da equação 10.

Observe que para  $P_0$  o intervalo de integração é de 0 a  $\infty$ , pois um feixe gaussiano se estende radialmente do centro do feixe ao infinito, já no caso de  $P_f$  o limite vai de 0 a  $R$ , uma vez que será analisado agora apenas o que passa pela abertura.

$$P_0 = \int_0^{\infty} I'_0 e^{\frac{-2r^2}{\omega^2}} 2\pi r dr = 2\pi I'_0 \int_0^{\infty} e^{\frac{-2r^2}{\omega^2}} r dr \quad (12)$$

$$P_f = \int_0^R I'_0 e^{\frac{-2r^2}{\omega^2}} 2\pi r dr = 2\pi I'_0 \int_0^R e^{\frac{-2r^2}{\omega^2}} r dr \quad (13)$$

Esta integral pode ser resolvida pelo método de substituição:  $u = \frac{-2r^2}{\omega^2} \Rightarrow du = -\frac{4r dr}{\omega^2}$ , logo:

$$\int e^{\frac{-2r^2}{\omega^2}} r dr = \int e^u \left(-\frac{\omega^2}{4r}\right) r du = -\frac{\omega^2}{4} \int e^u du \quad (14)$$

Portanto, utilizando este método:

$$P_0 = 2\pi I'_0 \left(-\frac{\omega^2}{4}\right) \left(e^{\frac{-2r^2}{\omega^2}}\right) \Big|_0^{\infty} = \pi I'_0 \left(-\frac{\omega^2}{2}\right) (0 - 1) = \frac{\pi I'_0 \omega^2}{2} \quad (15)$$

$$P_f = 2\pi I'_0 \left(-\frac{\omega^2}{4}\right) \left(e^{\frac{-2r^2}{\omega^2}}\right) \Big|_0^R = \pi I'_0 \left(-\frac{\omega^2}{2}\right) \left(e^{\frac{-2R^2}{\omega^2}} - 1\right) = \frac{\pi I'_0 \omega^2}{2} \left(1 - e^{\frac{-2R^2}{\omega^2}}\right) \quad (16)$$

Dessa forma, a transmitância de um feixe laser gaussiano é definida como:

$$\mathcal{T} = \frac{P_f}{P_0} = 1 - e^{\frac{-2R^2}{\omega^2}} \quad (17)$$

Como visto anteriormente pela equação 6, tem-se o valor de  $R$ , então substituindo esse valor na equação 17, é obtido:

$$\mathcal{T} = \frac{P_f}{P_0} = 1 - e^{\frac{-2R_0^2(1+2\alpha\Delta T)}{\omega^2}} \quad (18)$$

A equação 18 mostra a dependência da transmitância do feixe luminoso Gaussiano por uma fenda circular sujeita ao efeito de dilatação térmica.

As potências  $P_f$  e  $P_0$  podem ser medidas diretamente em laboratório. Sendo assim, a equação 18 pode ser usada para encontrar o valor do coeficiente de expansão térmica  $\alpha$ . Para isso, será feito uma linearização da equação, da forma:

$$\ln(1 - \mathcal{T}) = \ln\left(e^{\frac{-2R_0^2(1+2\alpha\Delta T)}{\omega^2}}\right) \Rightarrow \ln(1 - \mathcal{T}) = -\frac{2R_0^2}{\omega^2} - \frac{4R_0^2}{\omega^2}\alpha\Delta T \quad (19)$$

Logo, como equação final linearizada tem-se:

$$\ln(1 - \mathcal{T}) = -\frac{2R_0^2}{\omega^2} - \frac{4R_0^2}{\omega^2}\alpha\Delta T \quad (20)$$

A equação 20 é a melhor forma de realizar uma análise teórica, pois com ela é possível fazer as aproximações necessárias para extrair as informações que serão necessárias. Esta equação é da forma  $y = ax + b$ , com  $x = \Delta T$ ,  $a = -\frac{4R_0^2}{\omega^2}\alpha$  e  $b = -\frac{2R_0^2}{\omega^2}$ . Note que  $\alpha = a/2b$ , onde  $a$  e  $b$  podem ser obtidos diretamente do ajuste linear, sem a necessidade de conhecer previamente  $R$  e  $\omega$ . Além disso, do parâmetro  $b$ , ou  $a$ , é possível calcular  $R$  caso já se conheça o valor de  $\omega$ , ou vice versa.

## 2.4 FONTE COM PERFIL TOPHAT

Na sessão anterior foi considerado uma fonte de luz com perfil de intensidade gaussiano, entretanto, outras fontes, como lâmpadas e LEDs, possuem um perfil do tipo quadrado (*tophat*). Sendo assim para ampliar as possibilidades de aplicação desta metodologia de obtenção do coeficiente de dilatação linear, foi realizado a reprodução das etapas mostradas acima considerando agora uma fonte de luz com perfil *tophat*.



Figura 2.5 – Representação da intensidade de um feixe tophat.

Ao observar a Figura 2.5, nota-se que neste caso tem-se um feixe tophat (feixe de radiação eletromagnética monocromática) possui uma forma quadrada com intensidade  $I_0$  de 0 até  $\omega$ . Supondo um perfil cilíndrico para o feixe incidente tem-se:

$$I(r) = \begin{cases} I_0, & \text{para } 0 < r \leq \omega \\ 0, & \text{para } r > \omega \end{cases}$$

Logo, supondo que  $R < \omega$ , tem-se que as potências antes e após atingir o pinhole são dadas por:

$$\text{Potência após o pinhole: } P_f = \int I(r) dA = \int_0^R I_0 (2\pi r' dr') = \pi I_0 R^2 \quad (21)$$

$$\text{Potência antes do pinhole: } P_0 = \int I(r) dA = \int_0^\omega I_0 dA + \int_\omega^\infty 0 dA = \int_0^\omega I_0 (2\pi r' dr') = \pi I_0 \omega^2 \quad (22)$$

Dessa forma, a transmitância de um feixe laser é definida como:

$$\mathcal{T} = \frac{P_f}{P_0} = \frac{\pi I_0 R^2}{\pi I_0 \omega^2} = \frac{R^2}{\omega^2} \quad (23)$$

Tem-se pela equação 6 qual o valor de  $R$ , então substituindo esse valor na equação 23, temos:

$$\mathcal{T} = \frac{R_0^2 (1 + 2\alpha \Delta T)}{\omega^2} = \frac{R_0^2}{\omega^2} + \frac{2R_0^2 \alpha}{\omega^2} \Delta T \quad (24)$$

Ao analisar a equação 24 percebe-se que ela está na forma  $y = ax + b$ , com  $x = \Delta T$ ,  $a = \frac{2R_0^2}{\omega^2}\alpha$  e  $b = \frac{R_0^2}{\omega^2}$ . Note que novamente  $\alpha = a/2b$ , onde  $a$  e  $b$  podem ser obtidos diretamente do ajuste linear como no caso anterior. Ademais, como visto anteriormente e se repetindo aqui, a partir do parâmetro  $b$ , ou  $a$ , é possível calcular  $R$  caso já se conheça o valor de  $\omega$ , ou vice versa.

É essencial enfatizar que no caso de uma fonte *tophat*, a intensidade luminosa é tipicamente muito menor que a de um laser convencional, logo, isso deve ser um fator importante a ser levado em consideração na escolha da fonte a ser utilizada. Um outro ponto a ser levantado é que um feixe *tophat* pode ser produzido a partir de um feixe laser utilizando um expensor de feixe (HECHT, 2012). Embora no desenvolvimento deste trabalho não foi utilizado experimentalmente uma fonte *tophat*, é perceptível que este tópico pode ser útil em trabalhos futuros. Portanto, o desenvolvimento teórico relacionado a isso foi registrado.

#### 2.4.1 Abordagem alternativa para o feixe de perfil tophat

Com o objetivo de explorar uma perspectiva alternativa na determinação do coeficiente de dilatação térmica, foi concebida uma abordagem adicional que oferece uma metodologia de cálculo mais simplificada, fazendo uso da técnica envolvendo o feixe de perfil tophat. É relevante mencionar que, embora esta abordagem não tenha sido empregada no presente estudo, já que não se utilizou um feixe tophat, seu registro nesta discussão se mantém pertinente e enriquece o conhecimento disponível sobre possíveis métodos de análise futura.

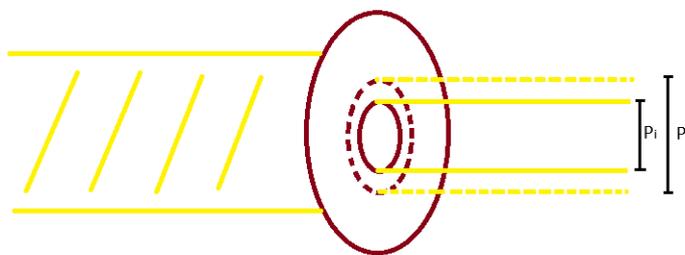


Figura 2.6 – Representação do feixe tophat passando pelo pinhole.

Nessa abordagem, a análise se concentra na medição da potência após a passagem pelo pinhole em dois momentos distintos: no início ( $T = T_0$ ) e no final ( $T \neq T_0$ ), como ilustrado na Figura 2.6. A partir desses valores, é calculada uma razão que permite a determinação do coeficiente de expansão térmica. A potência após o pinhole, conforme discutido anteriormente (Equação 21), é uma função que depende do raio,  $R$ , que pode ser relacionado à temperatura  $\Delta T$  de acordo com a Equação 6, a qual expressa  $R^2 = R_0^2(1 +$

$2\alpha\Delta T$ ). Portanto, considerando um momento inicial sem uma variação de temperatura ( $\Delta T = 0$ ), obtém-se uma potência inicial:

$$P_i = \pi I_0 R_0^2 (1 + 2\alpha\Delta T) \Rightarrow P_i = \pi I_0 R_0^2 \quad (25)$$

No mesmo sentido, considerando um momento final, onde há uma variação na temperatura  $\Delta T$ , é possível escrever a potência final como:

$$P_f = \pi I_0 R^2 = \pi I_0 R_0^2 (1 + 2\alpha\Delta T) \quad (26)$$

Dessa forma, realizando a razão entre estas duas potências tem-se:

$$\frac{P_f}{P_i} = \frac{I_0 \pi R_0^2 (1 + 2\alpha\Delta T)}{I_0 \pi R_0^2} = (1 + 2\alpha\Delta T) \quad (27)$$

Por meio da equação apresentada na Eq. 27, é viável determinar o coeficiente de expansão térmica a partir apenas da variação de temperatura e das potências inicial e final. Nesse contexto, para obter as potências, é possível empregar um fotodetector, dispensando a necessidade de um medidor de potência dedicado. É relevante destacar que a razão entre essas potências não corresponde à transmitância, uma vez que são avaliadas após o feixe ter atravessado o pinhole.

Uma grande vantagem desta abordagem é que o fotodetector não precisa ser deslocado, reduzindo fontes de erro nas medidas, tornando-a extremamente promissora. Entretanto, para feixes com perfil tophat, apresenta limitações em sua aplicação para feixes gaussianos, uma vez que a razão entre as potências nesse caso resulta em uma equação mais complexa do que a abordagem anteriormente apresentada. Portanto, para este segundo caso, essa metodologia específica não será adotada.

Após realizar estimativas considerando parâmetros como  $\alpha = 10^{-6} / ^\circ C$  e  $\Delta T = 100^\circ C$ , é possível inferir que um fotodetector seria capaz de medir com precisão (e boa relação sinal/ruído) sinais da razão entre potências de até  $10^{-5}$ . Portanto, considerando o significativo potencial desta abordagem, planeja-se empregá-la em trabalhos futuros que envolvam o uso de fontes com perfil tophat.

### 3 METODOLOGIA

#### 3.1 MEDIDA DA TRANSMITÂNCIA DO PINHOLE COM O FORNO

Nesta seção, será minuciosamente delineado o processo experimental empregado, compreendendo a descrição dos equipamentos utilizados e sua disposição no ambiente experimental. Cada etapa do procedimento de aquisição de dados será detalhadamente abordada, oferecendo uma visão abrangente dos passos adotados. Além disso, será concedida uma atenção especial ao pinhole, onde suas características serão examinadas com maior profundidade, proporcionando uma compreensão mais aprofundada de sua natureza e função no contexto do experimento.

##### 3.1.1 Montagem experimental

Na figura 3.1 está esquematizada a montagem experimental da medida da transmitância do pinhole. Para a realização desta etapa foram utilizados um laser de diodo de 532 nanômetros, um conjunto de espelhos, uma lente convergente, um medidor de potência, um forno com um regulador de temperatura, um pinhole de latão de 100 micrômetros e um suporte de metal para o pinhole.

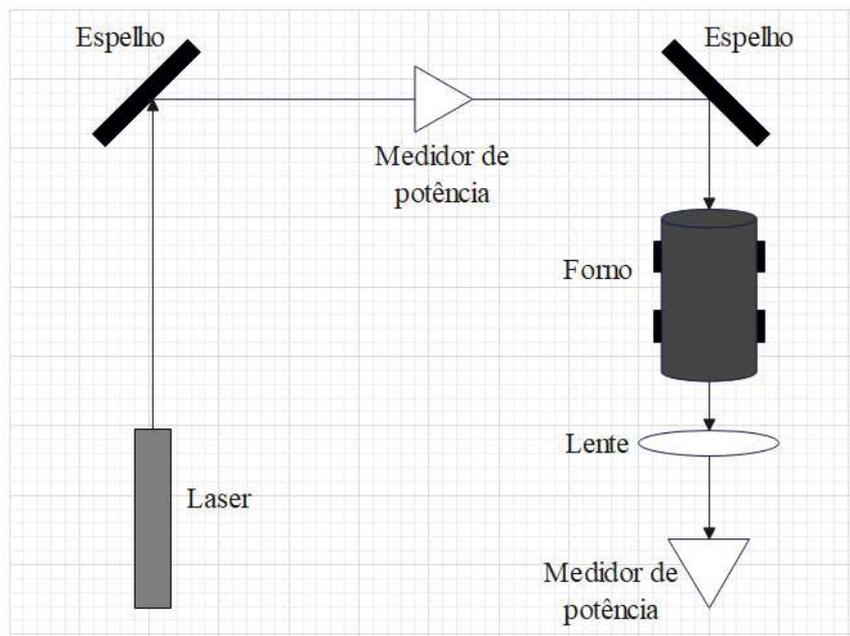


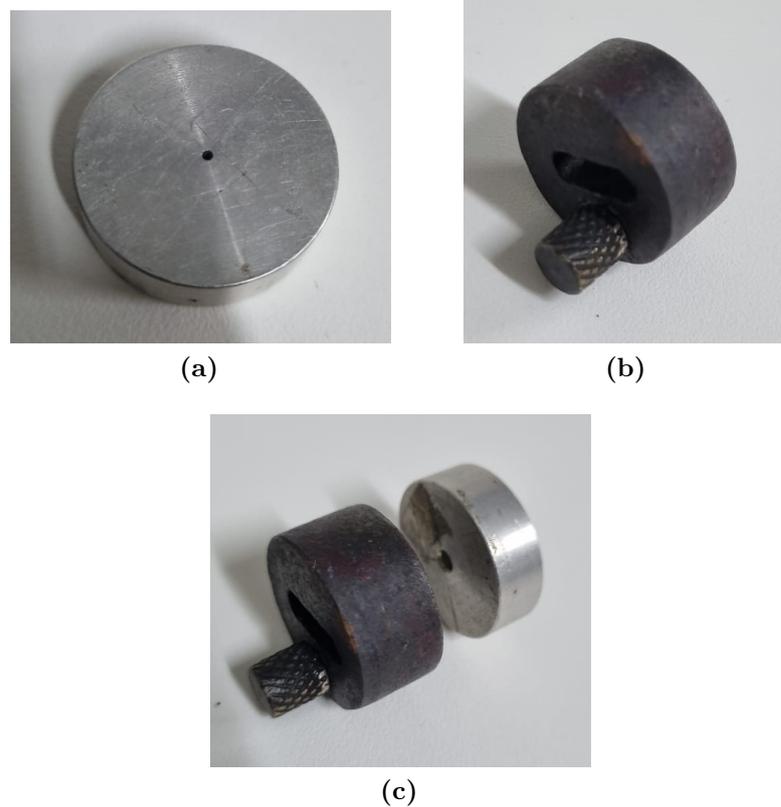
Figura 3.1 – Esquematização da montagem do aparato experimental da medida da transmitância

Neste estudo, é importante ressaltar que o modelo adotado considerou uma transmitância "parasita". Tal conceito é relevante, uma vez que tanto o espelho quanto a lente têm suas próprias transmitâncias individuais. Essa transmitância "parasita" foi meticulosamente integrada nos cálculos e considerações. Essa abordagem estratégica possibilita não apenas a precisão no contexto da configuração experimental presente, mas também fornece a vantagem de flexibilidade futura, permitindo, assim, analisar a influência de diferentes configurações experimentais e entender como essas mudanças afetariam a transmitância total.

A experimentação começou com o posicionamento do laser em direção a um conjunto de espelhos, os quais direcionam o feixe de luz para o interior de um forno. Essa configuração permitiu a colocação estratégica de um medidor de potência antes e depois do forno para efetuar medidas precisas da potência do laser. Para melhorar a eficácia da medição, uma lente convergente foi posicionada após o forno, visando focalizar a luz no medidor de potência.

Primeiramente, com o forno vazio e desligado, o laser foi ativado para medir a transmitância do sistema, ou como chamada anteriormente, transmitância "parasita", a qual abarcava tanto a transmitância dos espelhos quanto da lente. Isso foi feito com um medidor de potência colocado antes e depois do forno. Para essa medição, foi realizada uma variação com incrementos regulares na corrente do controlador do laser de diodo, realizando cinco medições.

Posteriormente, o pinhole foi fixado em um primeiro suporte de metal (figura 3.2 (a)) usando pasta térmica, para assim encaixá-lo no segundo suporte (figura 3.2 (b)) também com pasta térmica de modo a ficar como é visto na figura 3.2 (c), e, por fim, inserido dentro do forno. Ligou-se o equipamento e realizaram-se medições da potência antes e depois do forno para diversas temperaturas, repetindo cada medição pelo menos três vezes. Para esta medida foi utilizado um laser de diodo em 532 nm com perfil gaussiano. Importante notar que, ao medir a potência com o forno em funcionamento, a corrente do laser não foi alterada.



**Figura 3.2** – (a) primeira parte do suporte que possui um furo de 1 mm, (b) segunda parte do suporte na qual o pinhole foi inserido (c) as duas partes do suporte na forma como foram encaixados.

Durante as medições, observou-se uma queda na transmitância à medida que a temperatura aumentava, o que não era esperado, uma vez que se esperava um aumento da transmitância. Para compreender essa discrepância, levantou-se algumas hipóteses, discutidas posteriormente. Portanto, para corrigir este comportamento, foi realizada uma maximização da potência ponto a ponto, visando identificar o pico de intensidade do feixe, que se deslocava devido a dificuldades inerentes ao método utilizado.

### 3.1.2 Descrição do pinhole

O pinhole utilizado neste trabalho está apresentado na figura 3.3 (a) e (b), ele é constituído do material latão, o qual possui um coeficiente de expansão térmica de  $\alpha = 19 \cdot 10^{-6} / ^\circ C$  (DAVIS, 1998). Visualmente é possível observar que o pinhole possui algumas deformações em sua estrutura. O diâmetro do furo deste é de  $100 \mu m$ , o que será analisado nos próximos capítulos, uma vez que é possível determinar este tamanho com técnicas laboratoriais de microscopia, assim como se a circunferência do furo apresenta alguma deformação.



(a)



(b)

Figura 3.3 – (a) Pinhole de latão de  $100\ \mu m$  em uma perspectiva de baixo mostrando a abertura, (b) Pinhole de latão de  $100\ \mu m$  em uma perspectiva de cima.

## 4 RESULTADOS

Neste capítulo, serão apresentados e discutidos os resultados derivados do experimento para obtenção do coeficiente de dilatação térmica, utilizando a transmissão por um pinhole como indicador. As análises incluirão uma exploração detalhada dos dados obtidos, junto com uma investigação das condições específicas do pinhole. Além disso, serão compartilhadas simulações computacionais que visam esclarecer o comportamento da transmitância em cenários específicos, fornecendo informações sobre possíveis fontes de erro no experimento.

### 4.1 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Nesta seção, serão apresentados os resultados experimentais obtidos por meio das medições detalhadas descritas na seção de Metodologia. Estes resultados fornecerão uma visão aprofundada da transmitância, além disso, a análise destes contribuirá significativamente para a compreensão dos fenômenos observados e para a avaliação das hipóteses levantadas durante o experimento.

Como já discutido, foi realizada uma medida adicional para se obter a transmitância do sistema (lentes e espelhos), que foi chamada de transmitância parasita. Essa transmitância também é dada pela equação 17, assim, para obter a correção da transmitância, é possível realizar a razão entre a transmitância e a transmitância parasita  $\frac{\mathcal{T}}{\mathcal{T}'}$ . Logo, a transmitância total, que será representada como  $\mathcal{T}$  agora, será dada pelo produto da transmitância do pinhole e da transmitância parasita  $\mathcal{T}'$  :

$$\mathcal{T} = \mathcal{T}'(1 - e^{-\frac{2R^2}{\omega^2}}) \Rightarrow \mathcal{T} - \mathcal{T}' = -\mathcal{T}'e^{-\frac{2R^2}{\omega^2}} \quad (28)$$

Aplicando logaritmo em ambos os lados obtém-se:

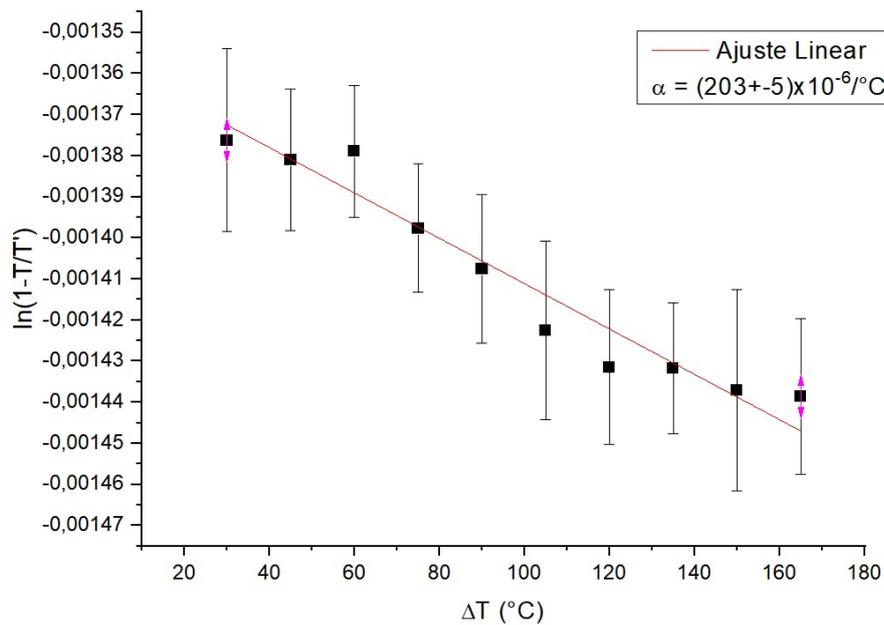
$$\ln(\mathcal{T}' - \mathcal{T}) = \ln(\mathcal{T}') - \frac{2R^2}{\omega^2} \Rightarrow \ln\left(1 - \frac{\mathcal{T}}{\mathcal{T}'}\right) = -\frac{2R^2}{\omega^2} \quad (29)$$

Sendo  $R = R_0\sqrt{(1 + 2\alpha\Delta T)}$ , pelo mesmo processo já visto tem-se:

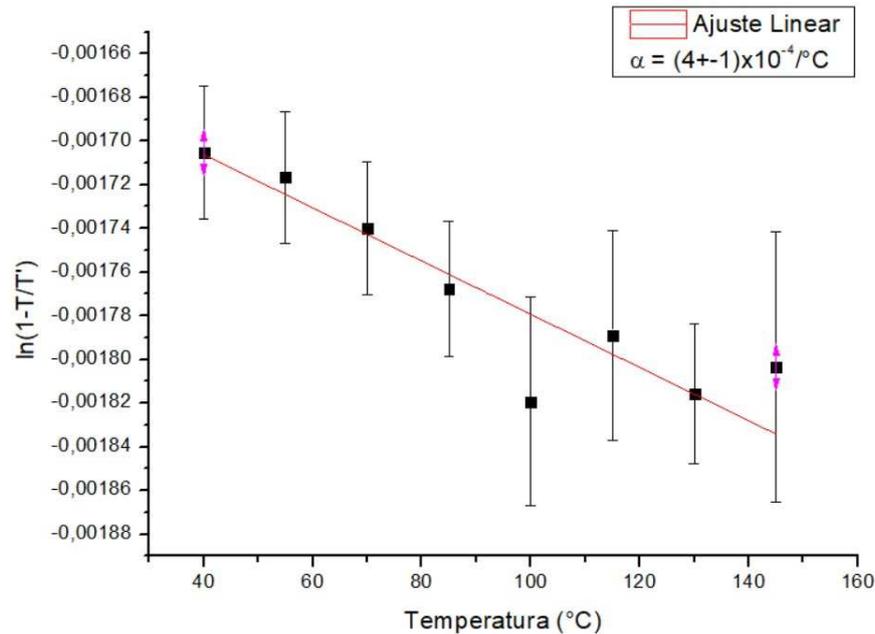
$$\ln\left(1 - \frac{\mathcal{T}}{\mathcal{T}'}\right) = -\frac{2R_0^2}{\omega^2} - \frac{4R_0^2}{\omega^2}\alpha\Delta T \quad (30)$$

Portanto, devido a essa correção da transmitância parasita, ao invés de ser utilizado o  $\ln(1 - \mathcal{T})$ , será utilizado  $\ln(1 - \mathcal{T}/\mathcal{T}')$ , sendo a transmitância parasita  $\mathcal{T}'$  um valor fixo medido antes da inserção do pinhole na montagem experimental.

Os gráficos a seguir nas figuras 4.1 e 4.2 apresentam os gráficos linearizados do  $\ln(1 - \mathcal{T}/\mathcal{T}')$  em função da variação da temperatura  $\Delta T$ , que segundo a equação 30. O coeficiente angular obtido nesta linearização  $a = -\frac{4R_0^2}{\omega^2}\alpha$  e o coeficiente linear  $b = -\frac{2R_0^2}{\omega^2}$  resultam na obtenção do coeficiente de dilatação térmica  $\alpha$ , lembrando que  $\alpha = a/2b$ .



**Figura 4.1** – Primeiro gráfico do  $\ln(1 - \mathcal{T}/\mathcal{T}')$  em função da variação da temperatura  $\Delta T$ , onde se obteve o coeficiente de dilatação térmica  $\alpha = (203 \pm 5)10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ .



**Figura 4.2** – Segundo gráfico do  $\ln(1 - T/T')$  em função da variação da temperatura  $\Delta T$ , onde se obteve o coeficiente de dilatação térmica  $\alpha = (4 \pm 1)10^{-4} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ .

Como é possível observar nas figuras 4.1 e 4.2, os coeficientes de dilatação térmica obtidos foram  $\alpha = (203 \pm 5)10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$  e  $\alpha = (4 \pm 1)10^{-4} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ , uma vez que se obteve os coeficientes angulares e lineares  $a = (-55 \pm 1)10^{-8}$  e  $b = (-136 \pm 1)10^{-5}$  para o caso da figura 4.1 e  $a = (-12 \pm 1)10^{-7}$  e  $b = (-166 \pm 1)10^{-5}$  para o caso da figura 4.2. Como já visto anteriormente, da literatura tem-se que o coeficiente de dilatação térmica do latão é de  $\alpha = 19 \cdot 10^{-6} /^\circ\text{C}$  (de  $20^\circ\text{C}$  a  $300^\circ\text{C}$ ) (DAVIS, 1998), portanto é visível que o resultado que mais se aproxima é do primeiro gráfico, porém ainda está em uma ordem de grandeza, 10 vezes maior, do que o esperado.

Ambos os resultados obtidos revelam desvios significativos dos valores esperados para o material em estudo. Ademais, a amplitude considerável nas variações de valores apresentados sugere uma dificuldade substancial em reproduzir consistentemente a curva de transmitância. Esta disparidade nos resultados instigou uma minuciosa investigação para identificar as razões subjacentes a esse comportamento atípico. A seção subsequente deste estudo abordará uma análise mais detalhada dos resultados, buscando compreender e esclarecer as possíveis origens dessas discrepâncias.

#### 4.1.1 Discussões

Os resultados experimentais, embora tenham se aproximado dos valores esperados, apresentaram uma notável discrepância em relação ao esperado, com uma ordem de

grandeza aproximadamente, 10 vezes maior, do que o valor teoricamente previsto. Essa disparidade pode ser atribuída a várias fontes potenciais de erro que merecem consideração.

Primeiramente, como primeira possível fonte de erro a ser considerada, a inclinação do feixe de luz ao atravessar o pinhole pode ter desempenhado um papel significativo. Pequenas variações na direção do feixe podem afetar a área efetiva de transmissão de luz, levando a medições imprecisas. Ademais, essa inclinação também pode ser devido à posição do pinhole posicionado no suporte.

Além disso, a dilatação térmica do suporte que mantinha o pinhole dentro do forno deve ser considerada. À medida que o suporte se expande com o aumento da temperatura, ele pode deslocar o pinhole em relação ao feixe de luz, onde estaria na posição de maior intensidade devido ao perfil gaussiano do feixe, impactando diretamente nas medições, uma vez que isso diminui a transmitância. Durante as medições percebeu-se este fenômeno e na tentativa de contorná-lo, foi realizado uma maximização da potência ponto a ponto, para posicionar o pinhole no centro do feixe onde existe a maior intensidade. Entretanto, apesar disso foi percebido que a potência variava de forma irregular durante as medições, de forma a ficar extremamente difícil a maximização ponto a ponto já que o ponto de maior potência também variava.

Por fim, acredita-se que a maior fonte de erro é o efeito miragem, que deve ter proporcionado a variação da potência. O efeito miragem é um fenômeno óptico que ocorre devido à variação da densidade do ar em camadas adjacentes de diferentes temperaturas. Por exemplo, quando há uma região quente próxima ao solo, a luz que atravessa essa camada de ar quente é refratada devido à diferença de densidade em relação ao ar mais frio acima dela (NUSSENZVEIG, 2014).

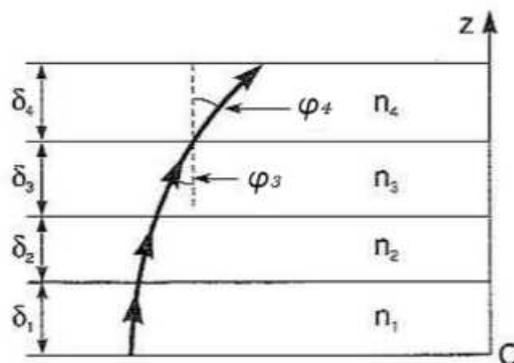


Figura 4.3 – Representação de um meio inhomogêneo (alterada) (NUSSENZVEIG, 2014).

Para entender fisicamente é possível aplicar a lei da refração a cada interface (visto na figura 4.3), tendo assim:

$$\dots = n_3 \text{sen}(\varphi_3) = n_2 \text{sen}(\varphi_2) = n_1 \text{sen}(\varphi_1) \quad (31)$$

Ou seja, o ângulo  $\varphi$  entre o raio e a direção  $z$  vai variando e no limite pode-se escrever:

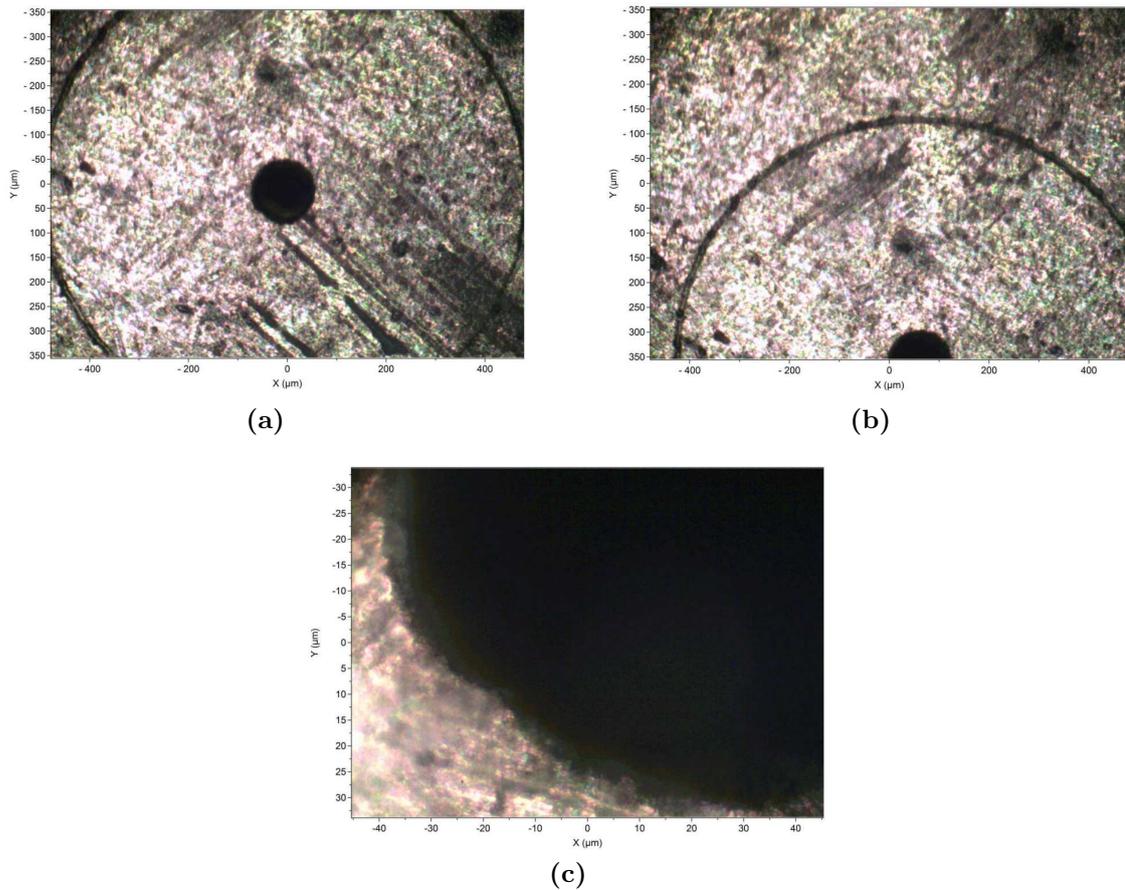
$$n \text{sen}(\varphi) = \text{constante} \quad (32)$$

Que leva a uma variação contínua de  $\varphi$  com  $n$ , logo, com a variação de temperatura do ar,  $n$  varia e assim consequentemente também o ângulo do feixe de luz (NUSSENZVEIG, 2014). Logo, à medida que o ar aquecido próximo ao forno interage com o feixe de luz, pode ocorrer este efeito, fazendo com que o feixe oscile em sua trajetória antes mesmo de chegar ao pinhole. Isso pode levar a flutuações na transmissão de luz, afetando a precisão das medições.

Portanto, é importante reconhecer que essas fontes de erro podem ter contribuído para a disparidade entre os resultados observados e esperados. A identificação e a minimização desses fatores serão cruciais para a melhoria da precisão nas futuras medições do coeficiente de expansão térmica de materiais opacos utilizando a técnica do pinhole.

#### 4.1.2 Análise das condições do pinhole

Com a finalidade de realizar uma análise das condições físicas do orifício do pinhole, realizou-se fotos de microscopia como é possível observar nas figura 4.4 (a) (b) (c). Ao analisar a imagem da figura 4.4 (b), pode-se notar que o diâmetro está de acordo com o valor nominal no pinhole de 100  $\mu\text{m}$ , entretanto, é visível que o diâmetro ainda é minimamente maior. Outro ponto a ser notado são os pequenos defeitos que o pinhole apresenta, como é possível ver na figura 4.4 (c), onde se vê uma pequena deformação, o que mostra que o orifício não é uma circunferência perfeita.



**Figura 4.4 – (a) Fotografia do pinhole com o orifício centralizado, (b) Fotografia do pinhole com a origem da escala localizada na extremidade do orifício, (c) Fotografia do pinhole mostrando uma deformação.**

Portanto, devido tanto às deformações no pinhole quanto ao seu diâmetro ligeiramente superior a  $100 \mu\text{m}$ , é plausível que o resultado obtido para o coeficiente de dilatação térmica do material possa apresentar valores levemente divergentes em relação ao esperado. Essas imperfeições contribuem para aumentar a incerteza associada ao coeficiente de dilatação térmica. No entanto, devido à alta simetria do orifício, essas incertezas não devem resultar em um valor substancialmente discrepante em relação ao valor esperado e, portanto, podem ser consideradas insignificantes.

## 4.2 SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS

No intuito de compreender a contribuição das possíveis fontes de incerteza na medida do coeficiente de dilatação térmica  $\alpha$ , foram realizadas algumas simulações computacionais do comportamento da transmitância em função de alguns aspectos relevantes. Foi utilizado o software Mathematica e a os parâmetros das constantes físicas usadas foram:

- Coeficiente de expansão linear do latão:  $\alpha = 1,9 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$

- Raio inicial do pinhole:  $r_0 = 5.10^{-5}$  m
- Raio do feixe do laser:  $\omega = 5.10^{-4}$  m

Na tentativa de compreender as possíveis fontes de erros experimentais que justificassem os comportamentos que foram observados, foi proposto duas possíveis fontes de erro que podem ter afetado o resultado obtido que serão apresentadas mais adiante. Para analisar como estes dois fatores podem ter influenciado nas medidas, também será realizado simulações computacionais.

#### 4.2.1 Simulação da transmitância em função da temperatura no feixe gaussiano

O primeiro gráfico da figura 4.5 apresenta o comportamento da transmitância  $\mathcal{T}$  em função da variação de temperatura  $\Delta T$ . Já o segundo da figura 4.6 apresenta o comportamento da transmitância de forma linearizada, simulando  $\ln(1 - \mathcal{T})$  em função da variação de temperatura. Neste segundo caso é perceptível o comportamento linear do gráfico, assim como seria de se esperar. Ambas as simulações foram realizada com os parâmetros já citados e com a equação 35.

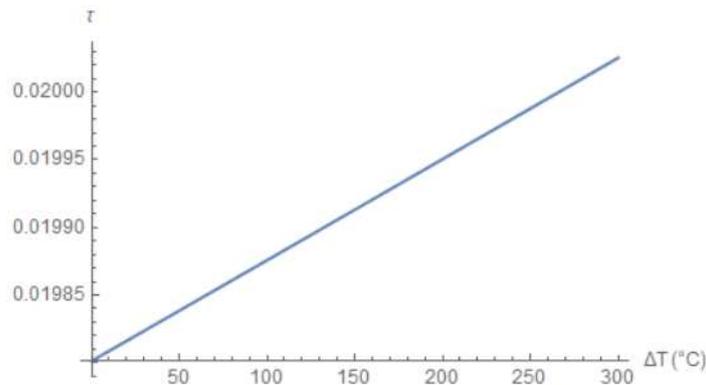


Figura 4.5 – Simulação gráfica da transmitância  $\mathcal{T}$  em função da variação de temperatura  $\Delta T$  em °C.

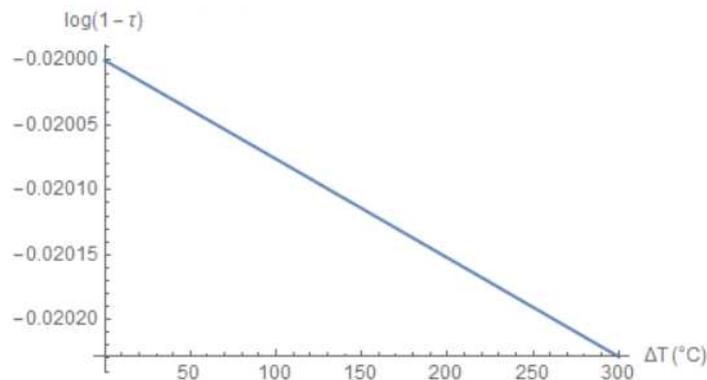


Figura 4.6 – Simulação gráfica de  $(\ln(1 - \mathcal{T}))$  em função da variação de temperatura  $\Delta T$  em °C.

A análise comparativa entre o gráfico gerado por simulações da figura 4.6 e obtido experimentalmente da figura 4.2 revela notáveis semelhanças em seus comportamentos. Ambos os gráficos apresentam uma tendência decrescente à medida que a variação de temperatura aumenta. Essa diminuição gradual está em concordância com o comportamento esperado para a relação  $\ln(1 - \mathcal{T}/\mathcal{T}')$ .

Portanto, pode-se destacar que a semelhança entre esses gráficos é um indicativo da consistência entre as simulações computacionais e os resultados experimentais, o que fortalece a validade dos métodos utilizados e reforça a confiabilidade tanto das simulações computacionais quanto das medições experimentais, aumentando a robustez dos resultados obtidos.

#### 4.2.2 Simulação do deslocamento do pinhole

A primeira possibilidade a ser considerada reside no eventual deslocamento do pinhole em relação ao centro do feixe gaussiano, portanto para determinar qual seria o comportamento da transmitância neste caso, é necessário obter uma equação da transmitância integrável para simulações computacionais. Dessa forma, utilizando a equação 17:

$$\frac{d\mathcal{T}}{dR} = \frac{d}{dR} \left( 1 - e^{-\frac{2R^2}{\omega^2}} \right) = \frac{4R}{\omega^2} e^{-\frac{2R^2}{\omega^2}} \quad (33)$$

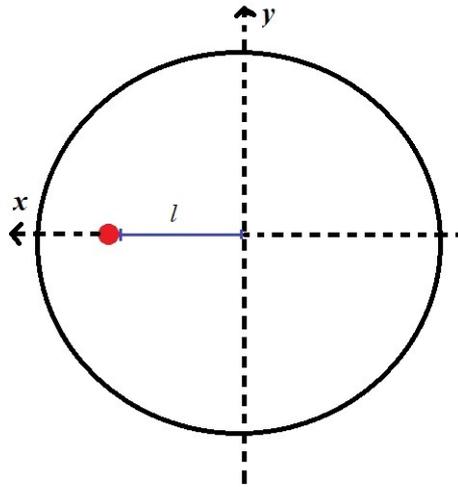
Lembrando que  $dA = 2\pi R dR = dx dy$ , logo  $dR = \frac{dx dy}{2\pi R}$ . Substituindo isto na equação 33, juntamente com a representação de  $R$  em coordenadas cartesianas  $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ , tem-se:

$$d\mathcal{T} = \frac{4R}{\omega^2} e^{-\frac{2R^2}{\omega^2}} dR = \frac{2}{\pi\omega^2} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega^2}} dx dy \quad (34)$$

Logo, realizando a integração, é obtido a equação final da transmitância:

$$\mathcal{T} = \int_{-y_m}^{y_m} \int_{-x_m}^{x_m} \frac{2}{\pi\omega^2} e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega^2}} dx dy \quad (35)$$

Sendo  $x_m$  e  $y_m$  os limites de integração que determinarão o contorno do pinhole, variando com a temperatura:  $x_m = r_0(1 + \alpha\Delta T)$  e  $y_m = \sqrt{r^2 - x^2}$  sendo  $r = r_0(1 + \alpha\Delta T)$ .



**Figura 4.7** – Representação do pinhole deslocado a uma distância  $l$  no eixo  $x$ , onde o ponto em vermelho representa o centro do feixe.

Portando, a partir da equação 35 e como visto na figura 4.7, basta subtrair um termo  $l$  da posição  $x$  para realizar um deslocamento do pinhole no eixo  $x$ :

$$\mathcal{T} = \int_{-ym}^{ym} \int_{-xm}^{xm} \frac{2}{\pi\omega^2} e^{-\frac{2((x-l)^2+y^2)}{\omega^2}} dx dy \quad (36)$$

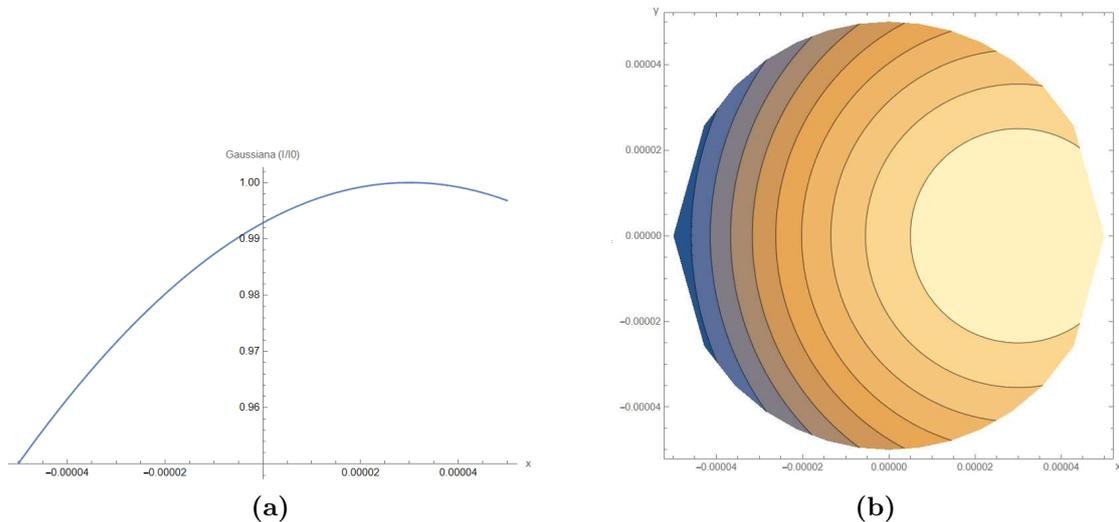
Como o pinhole foi montado numa base metálica em um forno, a base e o forno também sofrem dilatação térmica. Por isso, pode haver um deslocamento lateral do pinhole em relação ao feixe. Portanto, será realizado simulações para compreender como este deslocamento pode afetar no resultado final. Para estas simulações, utilizou-se a equação 36 e os parâmetros citados anteriormente.

Primeiramente, a fim de compreender o comportamento do perfil de intensidade do feixe gaussiano, realizou-se uma simulação gráfica da função gaussiana com a aplicação do deslocamento do pinhole. Nessas simulações, a equação da intensidade, conforme 9, foi utilizada, subtraindo-se o termo  $l$  da posição  $x$ , como anteriormente mencionado, resultando em:

$$I(x, y) = I'_0 e^{-\frac{2[(x-l)^2+y^2]}{\omega^2}} \Rightarrow I/I'_0 = e^{-\frac{2[(x-l)^2+y^2]}{\omega^2}} \quad (37)$$

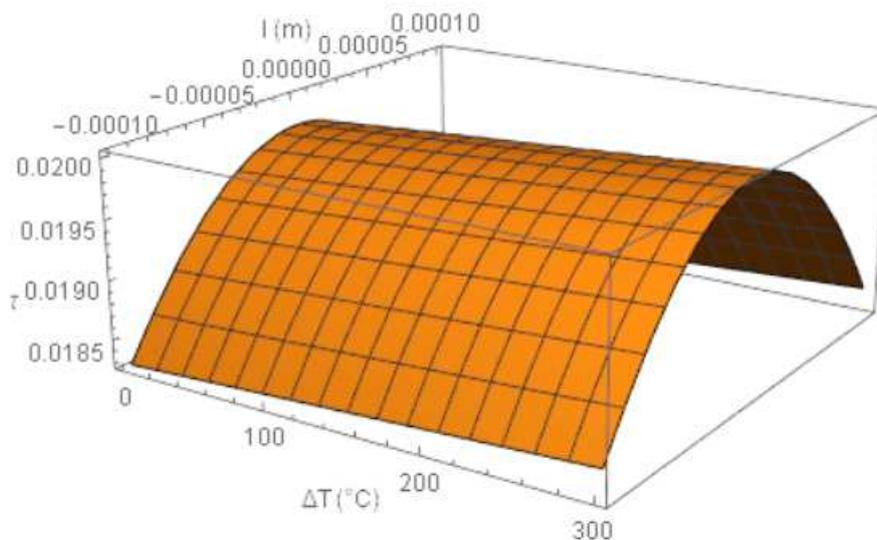
Sendo assim, para a primeira simulação vista na figura 4.8 (a), considerou-se apenas o eixo  $x$  e utilizou-se um deslocamento de  $l = 3.10^{-5}$  m. É possível observar que o pico da função se dá em  $(x = l)$ , portanto confirma-se o deslocamento da função gaussiana devido ao desvio do feixe.

Já para a segunda simulação visto na figura 4.8 (b), também foi-se utilizada a equação 37, porém neste caso foi considerado tanto o eixo  $x$  e  $y$ , para assim ter-se uma simulação da função gaussiana na perspectiva superior na forma de curvas de nível com o desvio do pinhole. Neste caso também foi-se utilizado um deslocamento de  $l = 3.10^{-5}$  m.



**Figura 4.8 – (a) Simulação da função gaussiana deslocada,  $I/I_0$  em função da posição  $x$  em metros, (b) Simulação da função gaussiana na perspectiva superior na forma de curvas de nível, posição  $y$  em função da posição  $x$  em metros. Ambas as simulações utilizou-se  $l = 3.10^{-5}$  m .**

Na figura 4.9 foi realizado uma simulação da transmitância  $\mathcal{T}$  em função da variação de temperatura  $\Delta T$  e do deslocamento do pinhole dado por  $l$ , utilizando-se da equação 36, no objetivo de compreender como este deslocamento afeta a transmitância. Como é possível observar, quanto maior o deslocamento, menor se torna a transmitância.



**Figura 4.9 – Simulação gráfica da transmitância ( $\mathcal{T}$ ) em função da variação de temperatura  $\Delta T$  e do deslocamento do pinhole  $l$  variando de  $-100 \cdot 10^{-6}$  metros a  $100 \cdot 10^{-6}$  metros.**

O fenômeno observado durante a execução do experimento inicialmente se manifestou como uma redução na transmitância em resposta às variações de temperatura. Esse comportamento pode ser entendido em relação aos resultados apresentados no gráfico, no qual se evidencia uma correlação entre o deslocamento do pinhole e a diminuição da transmitância. Nesse contexto, é importante ressaltar que o tanto o suporte em que se encontrava o pinhole, quanto próprio o forno (que é feito de material metálico, cobre) também estavam sujeitos à dilatação térmica devido à variação de temperatura. Portanto, a possível influência desse deslocamento causado pela dilatação térmica do suporte nas medidas experimentais pode ser considerada como um fator contribuinte para a diminuição observada na transmitância.

A análise do gráfico da figura 4.9 revelou uma variação percentual significativa da transmitância, aproximadamente de 7,6% (entre  $l = 0$  e  $l = 100 \cdot 10^{-6}$  metros), o que justifica o desvio observado no primeiro momento, tendo em vista que uma dilatação térmica pode deslocar o pinhole em uma distância bem maior que esta simulada. Nesse sentido, a maximização da potência ponto a ponto ao longo da condução do experimento se revelou um elemento crucial para a obtenção dos resultados mais satisfatórios. Ao adotar essa abordagem, foi possível observar um incremento na transmitância em resposta às variações de temperatura. No entanto, vale ressaltar que a instabilidade das medições de potência ainda não pôde ser plenamente explicada por meio desse fenômeno, uma vez que após a realização da maximização da potência ainda observou-se desvios na transmitância.

### 4.2.3 Simulação da inclinação do pinhole

No mesmo sentido do caso anterior, para entender o comportamento da transmitância com a inclinação do pinhole em torno de um eixo paralelo ao eixo  $y$ , é possível utilizar a equação 35 já obtida. Entretanto o que irá mudar neste caso serão as condições de contorno, ou seja, os limites de integração da integral. Primeiramente, é preciso pensar no pinhole como uma elipse, já que um círculo rotacionado tem este caráter, assim como é visto na figura 4.10.

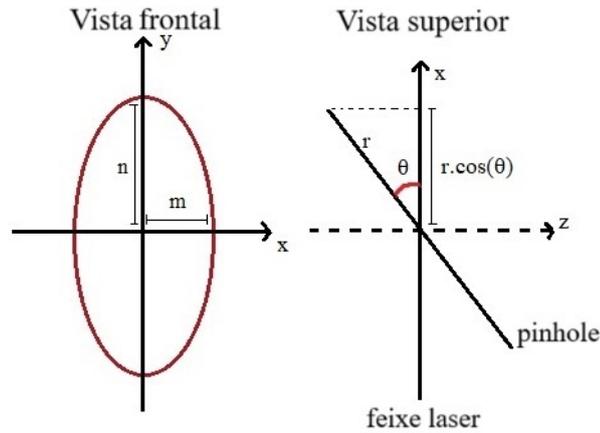


Figura 4.10 – Representação do pinhole rotacionado em torno do eixo  $y$ .

A equação reduzida de uma elipse é dada por:

$$\frac{x^2}{m^2} + \frac{y^2}{n^2} = 1 \quad (38)$$

Neste caso, tem-se que  $n = r$  e  $m = r \cdot \cos(\theta)$ , logo substituindo na equação 38, é obtido:

$$\frac{x^2}{(r \cdot \cos \theta)^2} + \frac{y^2}{r^2} = 1 \Rightarrow y = \sqrt{r^2 - \frac{x^2}{\cos^2 \theta}} \quad (39)$$

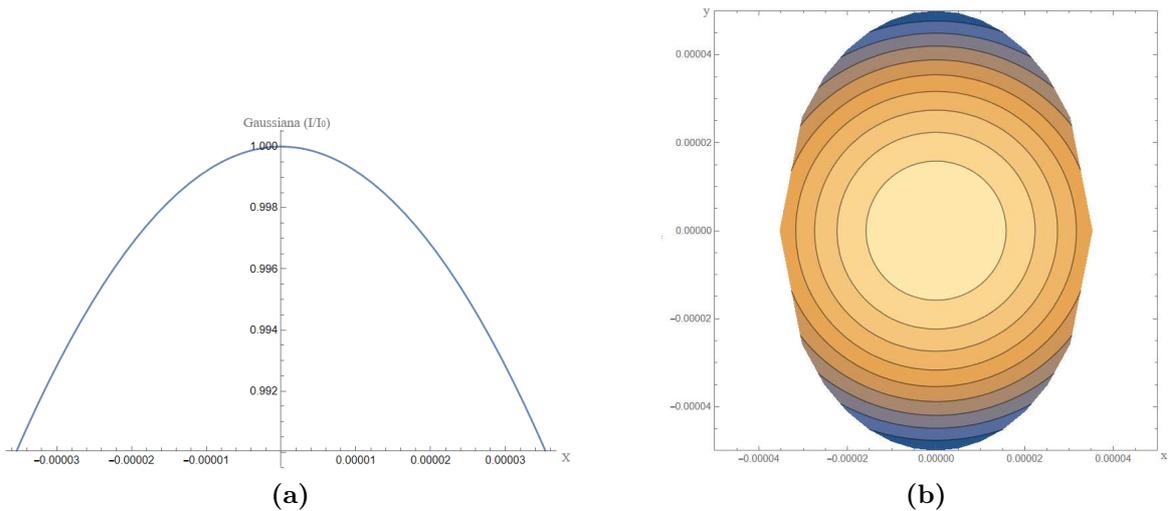
Logo, para realizar a simulação da transmitância no caso do pinhole inclinado será usado a equação 35 com os limites de integração indo de:

$$\begin{aligned} -r \cdot \cos \theta < x < r \cdot \cos \theta \\ -\sqrt{r^2 - \frac{x^2}{\cos^2 \theta}} < y < \sqrt{r^2 - \frac{x^2}{\cos^2 \theta}} \end{aligned}$$

No mesmo sentido que no caso anterior, agora será realizado uma análise do caso do pinhole rotacionado em relação ao seu eixo  $y$ , tendo assim uma incidência do feixe com o pinhole com um ângulo  $\theta$ . Primeiramente, foram realizadas simulações da função gaussiana para compreender o comportamento do perfil da intensidade neste caso do pinhole rotacionado, utilizando-se novamente da equação 37, porém neste caso sem o elemento  $l$ , ficando na forma:

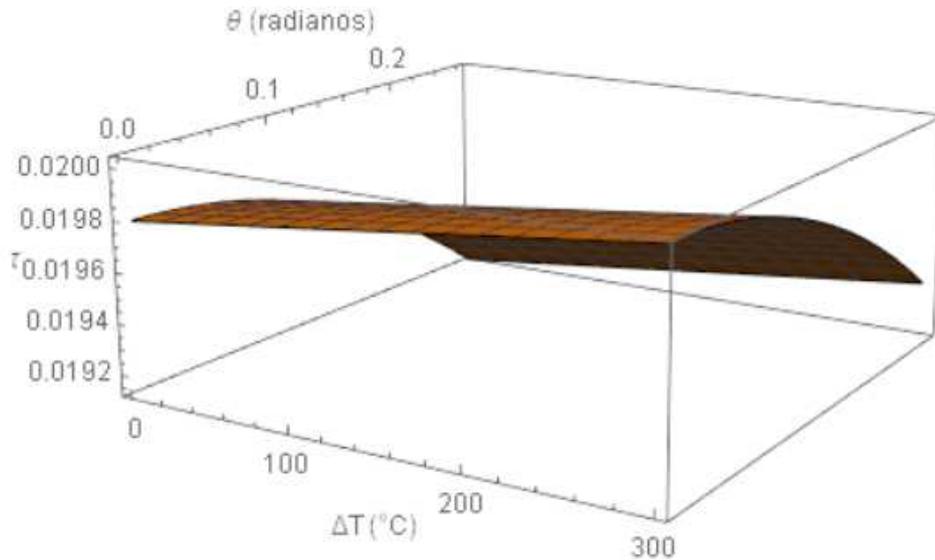
$$I/I_0 = e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega^2}} \quad (40)$$

Assim, empregando a equação 40 com os limites de integração mencionados para definir a extensão do "plot" e considerando o valor da rotação do pinhole de  $\theta = \pi/4$ , tornou-se viável a realização das simulações observadas nas figuras 4.11 (a) e 4.11 (b). Na figura 4.11 (a) observa-se uma simulação gráfica da função gaussiana com a rotação do pinhole ocorrendo, esta simulação foi realizada considerando apenas o eixo  $x$ , já na figura 4.11 (b) foi realizado também a simulação da função gaussiana na perspectiva superior na forma de curvas de nível para o caso do pinhole inclinado, considerando o eixo  $x$  e  $y$ .



**Figura 4.11 – (a) Representação da função gaussiana com a inclinação do eixo do pinhole,  $I/I_0$  em função da posição  $x$  em metros, (b) Representação da função gaussiana na perspectiva superior na forma de curvas de nível no caso do pinhole rotacionado em relação ao seu eixo, posição  $y$  em função da posição  $x$  em metros. Ambas as simulações realizadas com uma rotação de  $\theta = \pi/4$  ( $45^\circ$ ).**

Para a próxima simulação foi utilizado a equação 35 e os parâmetros citados anteriormente e os parâmetros de integração já apresentados para o caso da elipse. Na figura 4.12 foi realizado uma simulação da transmitância  $\mathcal{T}$  em função da variação de temperatura  $\Delta T$  e do ângulo de rotação do eixo do pinhole  $\theta$ , no objetivo de compreender como esta rotação afeta a transmitância. Como é possível observar, quanto maior o ângulo de rotação, menor acaba sendo a transmitância.



**Figura 4.12** – Simulação gráfica da transmitância ( $\mathcal{T}$ ) em função da variação de temperatura  $\Delta T$  em  $^{\circ}\text{C}$  e do ângulo  $\theta$  em radianos, a variação do ângulo foi de 0 à  $\pi/12$  ( $0^{\circ}$  à  $15^{\circ}$ ).

Durante a condução das medições, observou-se a possível ocorrência de desalinhamento, atribuído à disposição do laser em relação ao forno onde o pinhole estava posicionado. Esta discrepância de altura entre os dois equipamentos demandou a alteração da trajetória do feixe de luz por meio de espelhos. Contudo, dado que esse desalinhamento manteve-se constante e num nível consideravelmente reduzido (visto que uma rotação superior a  $30^{\circ}$  seria perceptível) ao longo da realização do experimento, presume-se que seu impacto nos resultados tenha sido limitado.

Apesar de ser improvável que o desalinhamento pela inclinação do feixe em relação ao pinhole tenha afetado as medidas de forma significativa, uma vez que a variação percentual da transmitância pela análise gráfica de 4.12 foi de aproximadamente 3,3% (entre  $\theta = 0$  e  $\theta = \pi/12$ ), pode-se fazer uma análise de qual seria a incerteza adicionada.

Para determinar a incerteza adicionada pelo desalinhamento, é necessário considerar o tamanho do pinhole e sua relação com o feixe incidente. Quando o feixe de luz incide no pinhole, ele deve estar alinhado de forma precisa para que a transmissão de luz seja eficaz. Desalinhamentos significativos, como  $30^{\circ}$  ou mais (que são facilmente perceptíveis e que, portanto, não são o caso deste experimento), podem resultar em uma quantidade substancial de luz sendo bloqueada pelo próprio pinhole, em vez de passar através dele. Isso introduzirá uma incerteza adicional nas medições, pois a transmitância será afetada de maneira imprevisível. A magnitude dessa incerteza dependerá de vários fatores, incluindo o ângulo de desalinhamento, o diâmetro do pinhole, a intensidade do feixe incidente e a sensibilidade do medidor de potência.

### 4.3 SIMULAÇÃO DO EFEITO MIRAGEM

Da mesma forma que nos contextos precedentes, com o propósito de compreender o comportamento da transmitância em decorrência do efeito miragem, é viável a elaboração de simulações computacionais. Nesse contexto, é factível retomar a equação 36 mencionada anteriormente, aplicada ao deslocamento do pinhole, para analisar o deslocamento induzido pelo efeito miragem. Dessa forma, nesta abordagem será considerado que o feixe irá oscilar de forma randômica devido a uma função aleatória introduzida na gaussiana do feixe.

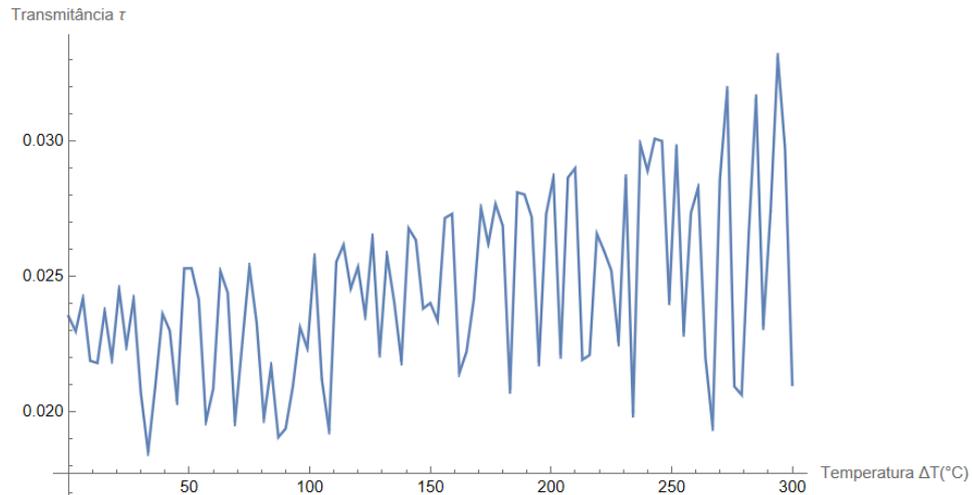
Logo, a única modificação a ser implementada envolve a introdução de um fator adicional multiplicando a distância de deslocamento do pinhole ( $l$ ), a qual varia com a temperatura na forma:  $l = 200 \times 10^{-6}(1 + \alpha \cdot \Delta T)$ . O novo fator multiplicativo será representado como  $F$  e terá valores randômicos variando de 0 a 1, refletindo uma porcentagem de variação no deslocamento. Portanto, resumidamente, o deslocamento ocorrerá de maneira aleatória, variando entre 0 e  $l = 200 \times 10^{-6}$ , aumentando com o aumento da temperatura.

O valor inicial escolhido para o desvio máximo do feixe,  $200 \times 10^{-6}$  metros, foi determinado com base na conveniência de ser praticamente visível ao olho humano, correspondendo aproximadamente a duas vezes a espessura de um fio de cabelo. Dado que esse fenômeno é perceptível nessa escala, optou-se por empregar esse valor nas simulações apresentadas nas figuras 4.13 (a) e 4.13 (b).

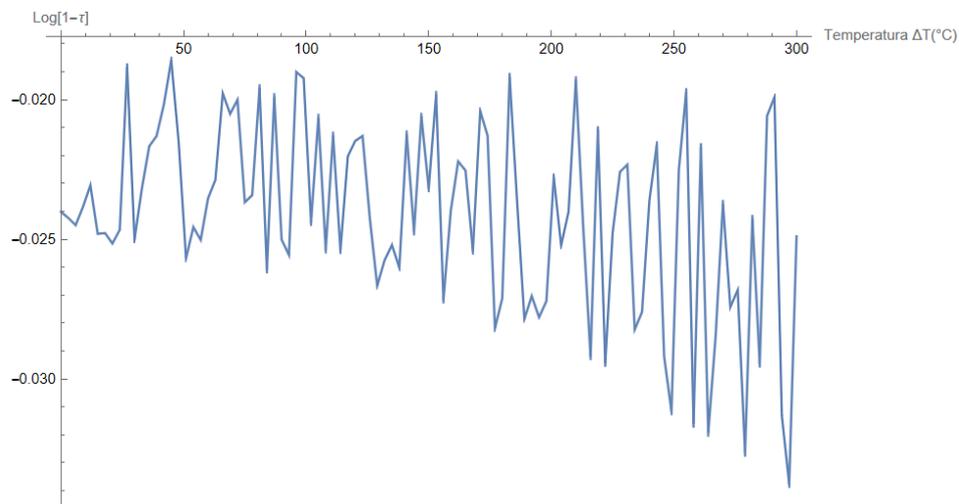
Com base na equação 36 e nos parâmetros anteriormente estabelecidos, obtém-se a seguinte expressão:

$$\mathcal{T} = \int_{-ym}^{ym} \int_{-xm}^{xm} \frac{2}{\pi\omega^2} e^{-\frac{2((x-l \cdot F)^2 + y^2)}{\omega^2}} dx dy \quad (41)$$

Logo, a partir da equação 41 e dos dados já apresentados referentes ao fator randômico, é possível a elaboração do seguinte gráfico da transmitância em função da variação de temperatura:



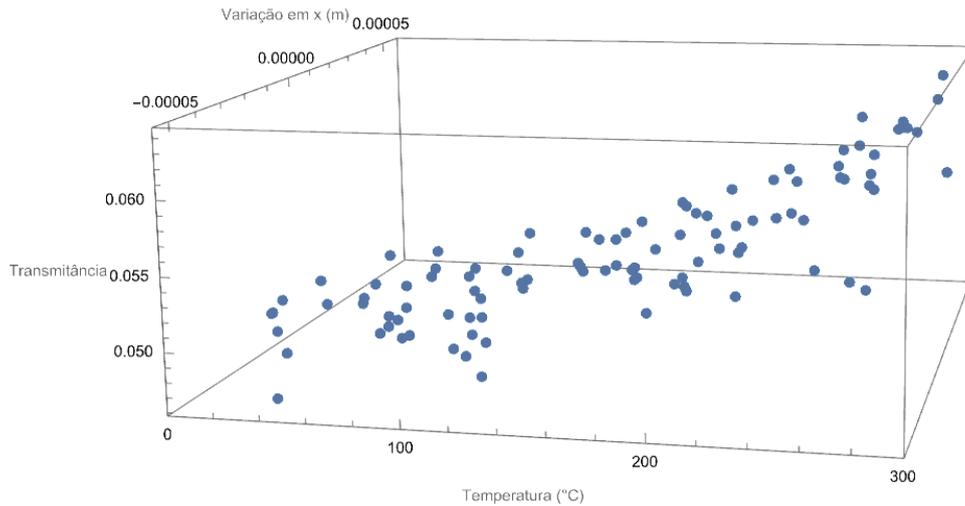
(a)



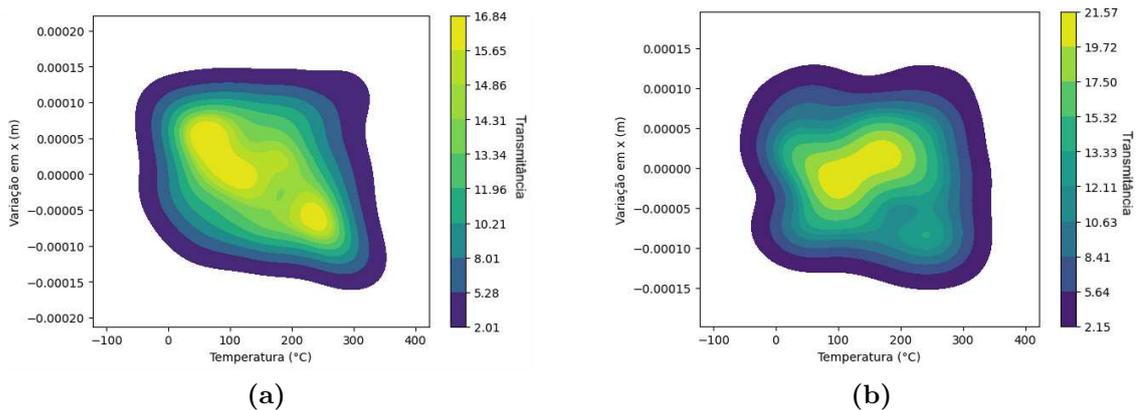
(b)

**Figura 4.13 – (a) Simulação gráfica da transmitância ( $\mathcal{T}$ ) em função da variação de temperatura  $\Delta T$  em  $^{\circ}\text{C}$  na ocorrência do fenômeno de miragem, (b) Simulação gráfica de  $\text{Ln}(1 - \mathcal{T})$  em função da variação de temperatura  $\Delta T$  em  $^{\circ}\text{C}$ , também na ocorrência do fenômeno de miragem. Ambas as simulações realizadas com o desvio inicial de  $200 \times 10^{-6}$  metros.**

No mesmo sentido, fazendo o gráfico da transmitância em função da variação de temperatura e do deslocamento aleatório, porém considerando o valor inicial do desvio máximo como  $100 \times 10^{-6}$  metros, para uma visualização mais clara e compreensível, tem-se:



**Figura 4.14** – Simulação gráfica da transmitância ( $\mathcal{T}$ ) em função da variação de temperatura  $\Delta T$  em  $^{\circ}\text{C}$  e do deslocamento do pinhole em metros, equivalente à oscilação do feixe que ocorreria na ocorrência do fenômeno de miragem. Realizada com o desvio inicial de  $100 \times 10^{-6}$  metros.



**Figura 4.15** – (a) Simulação na forma de curvas de níveis da Transmitância em relação à variação da temperatura  $\Delta T$  e variação em  $x$  com uma primeira semente randômica, (b) Simulação na forma de curvas de níveis da Transmitância em relação à variação da temperatura  $\Delta T$  e variação em  $x$  com uma segunda semente randômica.

Ao examinar o comportamento dos gráficos representados nas 4.13 (a), 4.13 (b) e 4.14 e comparar com simulações já apresentadas nas figuras 4.5 e 4.6, é evidente a natureza incerta da transmitância, dado que ambas deveriam ter comportamentos lineares. A introdução de um fator aleatório no deslocamento do feixe implica que as medições de transmitância se tornam altamente instáveis e imprevisíveis. Esse deslocamento aleatório resulta em flutuações bruscas na intensidade do feixe ao longo do experimento, causando oscilações irregulares na transmitância. Esse comportamento incerto e aleatório fica bem visível na figuras 4.15 (a) e (b), onde se é apresentado o padrão de intensidades da

transmitância em função da temperatura e da variação em  $x$  para diferentes sementes aleatórias de  $F$ , mostrando, assim, resultados com padrões diferentes para a mesma função.

É de suma importância enfatizar que, devido à complexidade inerente ao fenômeno do deslocamento do feixe de luz provocado pelo efeito miragem, a ausência de um modelo físico sólido para compreender seu comportamento é notória. Nesse sentido, a presente simulação se propõe a fornecer uma representação não exaustiva, com o objetivo de proporcionar uma apreciação preliminar do desempenho da transmitância, reconhecendo sua limitada fidelidade em reproduzir detalhadamente o fenômeno.

Ademais, as flutuações vistas nos gráficos, amplificadas pelas variações térmicas, obscurecem qualquer padrão claro na relação entre transmitância e temperatura. Como resultado, torna-se excepcionalmente desafiador extrair informações precisas e úteis sobre o coeficiente de expansão térmica do material em análise. Portanto, esse desafio ilustra a importância da busca por estratégias experimentais robustas e rigorosas para minimizar ou mitigar esses efeitos indesejados e obter resultados confiáveis.

#### 4.4 OBSERVAÇÕES GERAIS

A partir das simulações gráficas realizadas, é possível derivar algumas conclusões referentes às fontes de erro previamente mencionadas. Inicialmente, abordando os casos de desalinhamento do pinhole, seja por meio do deslocamento do pinhole ou de sua inclinação, observa-se que, em ambos os casos, a transmitância diminui à medida que os parâmetros associados a esses desalinhamentos (representados por  $l$  e  $\theta$ ) aumentam. Esse decréscimo ocorre devido ao fato de que, em ambas as situações, um maior valor desses parâmetros resulta em uma menor quantidade de luz que atravessa o pinhole, conseqüentemente diminuindo a intensidade luminosa após a passagem pelo pinhole e, por conseguinte, reduzindo a transmitância.

No entanto, apenas o fenômeno relacionado ao deslocamento do pinhole devido à dilatação térmica do suporte pode ser considerado uma fonte de erro significativa. Isso se deve ao fato de que foi necessário modificar o procedimento experimental para obter uma transmitância que aumentasse com a variação da temperatura nesse caso específico, enquanto que o desalinhamento causado pela rotação do feixe em relação ao pinhole demonstrou ser desprezível para ângulos pequenos e não variou a transmitância com o aumento da temperatura, diferentemente do que ocorreu no caso do deslocamento do pinhole.

É fundamental destacar outros fatores que podem resultar em erros experimentais. A homogeneidade do material da amostra é um desses fatores críticos a considerar, uma

vez que a falta de homogeneidade no coeficiente de expansão térmica do material pode causar efeitos significativos nas medições. Além disso, as flutuações na intensidade do laser empregado para a medição da transmitância devem ser monitoradas e registradas de forma precisa, pois essas flutuações podem influenciar diretamente as leituras. Ademais, a calibração adequada de todos os equipamentos utilizados no experimento, incluindo medidores de potência e dispositivos de medição de temperatura, é uma etapa crítica para evitar erros sistemáticos.

Entretanto, o fator que percebeu-se que pode ter causado mais fontes de erro foi o fenômeno óptico conhecido como efeito miragem. Esse efeito ocorre devido às mudanças na densidade do ar em diferentes temperaturas, o que pode distorcer a trajetória do feixe de luz e causar flutuações na transmitância. Portanto, em experimentos com grandes variações de temperatura, é essencial considerar e corrigir o efeito miragem.

Em resumo, este experimento envolve uma série de variáveis que podem afetar as medições. Portanto, é crucial uma análise cuidadosa das fontes de erro e a implementação de medidas para minimizá-las, garantindo resultados confiáveis na determinação do coeficiente de expansão térmica. O efeito miragem, em particular, deve ser investigado com atenção devido à sua potencial influência em ambientes de alta temperatura.

## 5 CONCLUSÃO

Inicialmente, enfrentou-se o desafio significativo de obter o coeficiente de expansão térmica  $\alpha$  com diversas tentativas falhas. Ao considerar os resultados obtidos em um primeiro momento, tornou-se evidente que eles estavam em desacordo com o comportamento esperado. A transmitância diminuiu à medida que a temperatura aumentou, o que contrastou com a expectativa de um aumento na transmitância com o aumento da temperatura. Isso trouxe à tona a necessidade de uma análise mais profunda para entender as razões por trás desse comportamento inesperado. Logo, a partir dessa análise, observou-se que devido a dilatação térmica do suporte no qual o pinhole está inserido, ocorreu um deslocamento em relação ao feixe e, para contornar esse fenômeno foi realizada uma maximização da potência ponto a ponto.

Após a resolução da fonte de erro relacionada ao deslocamento do pinhole, os resultados obtidos aproximaram-se mais do comportamento esperado, demonstrando um aumento da transmitância em função da temperatura. No entanto, mesmo com o melhor resultado alcançado,  $\alpha = (203 \pm 5) \times 10^{-6} / ^\circ C$ , ele permanece aproximadamente em uma ordem de grandeza maior do que o valor esperado, o que, apesar da proximidade relativa, não atende plenamente às expectativas e é considerado insatisfatório.

Para compreender os fenômenos observados, realizou-se simulações computacionais. Essas simulações nos permitiram explorar várias variáveis e cenários, incluindo o desalinhamento do pinhole e a dilatação térmica do suporte, sendo possível analisar estes comportamentos e comparar com o que foi visto experimentalmente. No contexto do desalinhamento do pinhole devido ao seu deslocamento causado pela dilatação do suporte, as simulações desempenharam um papel fundamental na compreensão dessa potencial fonte de erro e em como mitigá-la durante a condução do experimento. No entanto, os resultados das simulações levantaram questões adicionais, uma vez que não conseguiram explicar completamente o que foi observado experimentalmente.

Após uma extensa análise, concluiu-se que uma fonte substancial de erro no experimento reside no fenômeno de efeito miragem, que induz oscilações no feixe de luz e, conseqüentemente, resulta em uma transmitância instável. Portanto, como perspectiva futura, propõe-se a repetição do experimento em condições controladas, com a temperatura sendo controlada por meio de um criostato. Essa abordagem reduz as trocas de calor com o ambiente via contato, reduzindo a probabilidade de erros associados às flutuações na temperatura ambiente. Além disso, devido ao ambiente de vácuo proporcionado pelo criostato, o efeito miragem é eliminado.

É essencial creditar o trabalho iniciado pela aluna Ranna Torres Barreto ([TORRES, 2021](#)), uma vez que iniciou este trabalho durante o período de pandemia do COVID-19, aprofundando-se na parte teórica sem ser possível a realização prática devido ao isolamento. Dessa forma, este seu esforço contribuiu e foi fundamental para a concepção, realização e progresso deste estudo e, portanto, deve ser lembrado.

Por fim, é importante ressaltar que os modelos desenvolvidos, incluindo o uso de um feixe gaussiano ou um top-hat, representam passos significativos em direção à obtenção do coeficiente de expansão térmica  $\alpha$  de maneira precisa, confiável e, no caso do feixe de perfil top-hat, extremamente acessíveis. Esses modelos constituem uma base sólida para futuras investigações neste campo.

## REFERÊNCIAS

- AZENHA, M.; SILVA, A.; GRANJA, J. Metodologia para medição contínua do coeficiente de dilatação térmica do betão desde as primeiras idades. In: . [S.l.: s.n.], 2014.
- BASTOS, A. C. L. M.; RODRIGUES, E. M. S.; SOUZA, J. P. I. d. **Físico-Química**. 22.ed.. ed. Belém: UFPA, 2011. 302 p. ISBN CDD 547.
- DAVIS, J. R. **ASM Metals Handbook**. [S.l.]: CRC Press, 1998. ISBN 0871706547, 9780871706546.
- FANG W., . L. C.-Y. On the thermal expansion coefficients of thin films. **Sensors and Actuators A: Physical**, **84(3)**, **310–314**, doi:10.1016/s0924-4247(00)00311-3, 2000.
- HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; KRANE, K. **Física - volume 2**. [S.l.]: LTC, 2003. ISBN 9788521613688.
- HECHT, E. **Optics**. [S.l.]: Pearson, 2012. ISBN 9788131718070.
- HUNKEL M., S. H. . S. M. **Dilatometry. Handbook of Thermal Analysis and Calorimetry**. doi:10.1016/b978-0-444-64062-8.00019-x: 103–129, 2018.
- LIMA, J. J. d. C. **Estudo da Dilatação térmica de Rochas usadas em revestimentos de edificações**. São Carlos, São Paulo: Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2002.
- NUSSENZVEIG, H. **Curso de física básica: Ótica, relatividade, física quântica (vol. 4)**. [S.l.]: BLUCHER, 2014. ISBN 9788521208044.
- NUSSENZVEIG, H. **Curso de física básica: Fluidos, oscilações e ondas, calor**. [S.l.]: Editora Blucher, 2018. (Curso de física básica). ISBN 9788521207481.
- SALEH, B.; TEICH, M. **Fundamentals of Photonics**. [S.l.]: Wiley India, 2007. (Wiley series in pure and applied optics). ISBN 9788126537747.
- TORRES, R. **Abordagens para a Determinação do Coeficiente de Expansão Térmica de Materiais Opacos**. Uberlândia, Minas Gerais: [s.n.], 2021.