



Universidade Estadual de Maringá

Pós-Graduação em Física

Giselly dos Santos Bianchi

*Aplicação da técnica de espelho térmico na análise do aço
inoxidável*

Orientador: Prof. Dr. Luís Carlos Malacarne
Co-orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Borba Pedreira

Maringá/PR, Julho de 2009

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



Universidade Estadual de Maringá

Pós-Graduação em Física

Giselly dos Santos Bianchi

*Aplicação da técnica de espelho térmico na análise do aço
inoxidável*

Orientador: Prof. Dr. Luís Carlos Malacarne
Co-orientador: Prof. Dr. Paulo Roberto Borba Pedreira

Dissertação de mestrado apresentada à Universidade
Estadual de Maringá para a obtenção do título de
mestre em Física.

Maringá/PR, Julho de 2009



Universidade Estadual de Maringá

Pós-Graduação em Física

Giselly dos Santos Bianchi

*Aplicação da técnica de espelho térmico na análise do aço
inoxidável*

Este exemplar compreende a redação
final da dissertação defendida pela aluna
Giselly dos Santos Bianchi

Maringá, 31 de julho de 2009.

Comissão julgadora:

Prof. Dr. Luís Carlos Malacarne

Prof. Dr. Paulo Roberto Borba Pedreira

Prof. Dr. Pedro Pablo González Borrero

Maringá/PR, Julho de 2009

Dedico a melhor

Família do mundo:

Arindo, Cleusa, Danillo e Eder

*“O Senhor é meu pastor,
nada me faltará.”*

Salmo 22

Agradecimentos

Agradeço à Deus pelo dom da vida e por todas as bênçãos concedidas;

Agradeço a melhor família do mundo, por fazer o possível e o impossível e por todos sacrifícios feitos para que eu pudesse chegar até aqui. Meus pais, Arlindo e Cleusa, pela educação, cuidados e confiança. Pelo exemplo de vida que são para mim. Ao meu irmão Danillo pelo carinho de sempre e por todo apoio e motivação. Ao meu marido Eder, pelo amor, carinho, companheirismo, apoio e paciência. Tudo seria mais difícil sem você;

Ao Professor Malacarne não só pela orientação mas também pela dedicação e paciência durante todo o tempo;;

Ao Professor Pedreira não só pela co-orientação mas também por toda a paciência, tempo e dedicação durante este trabalho;

Ao Professor Mauro pela presença e contribuição neste trabalho e por me incentivar a continuar os estudos;

Ao Professor Bento pela dedicação e pela oportunidade de participar do G'EFF;

Aos Professores Medina e Jurandir pela presença, dedicação e disposição ao bom andamento dos laboratórios;

A Fran Sato, por toda paciência, dedicação e disposição em todos os momentos. Pela amizade querida. Enfim, agradeço por tudo. Todas as palavras do mundo não poderiam expressar tamanha gratidão por todo apoio;

Ao Marcos Paulo sempre disposto a ajudar no que fosse necessário;

As amigas que moram no meu coração Liz, Roseli, Andressa, Ana e Aline pela carinhosa companhia, pela disposição em ajudar e por todos os momentos;

Ao pessoal do G'EFF: Gustavo, Otávio, Rony, Marcio e Carioca pela disposição e pelas conversas e risadas;

Os funcionários do DFI e, em especial, à Akiko, à Lúcia, ao Marcio e Jurandir, pela dedicação;

Aos Professores Wilson e Walter pela ajuda no polimento das amostras;

Às agências CNPQ, Capes e Fundação Araucária, pelo apoio financeiro;

Enfim, a todos que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho, muito obrigada.

Resumo

O presente trabalho tem como objetivo estudar e utilizar a técnica de Espelho Térmico (ET), em modo descasado, para determinação de propriedades termo-ópticas do aço inoxidável. Esta técnica consiste na utilização de dois lasers com perfis de intensidades Gaussianos. Um destes lasers, laser de argônio em 514,5 nm servindo como laser de excitação e outro laser de He-Ne em 632,8 nm, como laser de prova. O laser de excitação provoca deformação superficial na amostra, sendo esta deformação avaliada pelo laser dito de prova.

O modelo teórico para o ET, o qual nós chamaremos de Modelo Lei de Beer (BLM), requer cálculos numéricos que exigem longos tempos de trabalho. Em atenção a este fato, podemos fazer uso de modelos aproximados dependentes da absorção da amostra. Caso o coeficiente de absorção óptica, A_e , seja muito alto ($A_e \geq 10^5 m^{-1}$), utiliza-se o modelo para alta absorção (HAM) e no caso oposto ($A_e \leq 200 m^{-1}$) utiliza-se o modelo para baixa absorção (LAM). Para os demais casos, coeficiente de absorção óptica intermediário ($200 m^{-1} \leq A_e \leq 10^5 m^{-1}$), o modelo a ser utilizado é o modelo completo, ou o BLM.

Com a determinação das propriedades termo-ópticas mediante a utilização do Espelho Térmico, foi possível medir as difusividades térmicas (quão rápido o calor se propaga na amostra) das amostras de aço inox. O que distingue uma amostra da outra é a sua composição. Cada uma tem uma porcentagem diferente de alguns componentes como o cromo e o níquel, o que influencia na oxidação quando em contato com algumas substâncias e, também, quanto a sua dureza.

A partir das medidas de espelho térmico, via ajuste dos dados experimentais ao modelo teórico, determinamos valores para θ (parâmetro relacionada com propriedades térmicas e mecânicas da amostra), que representa a amplitude do sinal de ET, e para t_c , o tempo característico da amostra, o qual define o valor da sua difusividade térmica, juntamente com o raio da cintura do laser de excitação.

Abstract

This work aims to study and use the Thermal Mirror technique (TM), in mismatched mode, to determine the thermo-optical properties of stainless steel. This technique is the use of two lasers with Gaussian intensity profiles. One of these lasers is the argon laser at 514.5 nm serving as the excitation laser, and the other, the He-Ne laser at 632.8 nm, is the probe laser. The laser excitation causes deformation of the sample surface, which is measured by laser deflection.

The theoretical model for the ET, which is called henceforward the Beer's Law Model (BLM), requires numerical calculations that need extended periods of work. In attention to this fact, we can make use of approximate models depending on the absorption of the sample. If the optical absorption coefficient A_e is very high ($A_e \geq 10^5 m^{-1}$), we use the High Absorption Model (HAM); and the opposite case ($A_e \leq 200 m^{-1}$), the Low Absorption Model (LAM) is used. In all other cases ($200 m^{-1} \leq A_e \leq 10^5 m^{-1}$), which are the intermediate optical absorption coefficients, the model to be used is the complete one, or the BLM.

With the determination of thermo-optical properties through the use of Thermal Mirror, it was possible to measure the thermal diffusivity (how fast the heat diffuses in the sample) of stainless steel samples. What distinguishes one sample from the other is its composition. Each sample has a different percentage of some components, such as chromium and nickel, which influences the oxidation, when in contact with some substances, and also its hardness.

From the measures of TM, by fitting the experimental data to the theoretical model, we determine values for θ (parameter relate to sample's thermal and mechanical properties), which represents the amplitude of the signal from TM, and t_c , the time characteristic of the sample, which defines the value of its thermal diffusivity, with the waist radius of the excitation laser.

Sumário

Resumo	VIII
Abstract	IX
Sumário	10
Índice de Figuras	11
Índice de Tabelas	14
Lista de Símbolos e Abreviaturas	15
Capítulo 1	17
Introdução	17
Capítulo 2	23
2.1. Fenômeno Fototérmico	23
2.2. Espelho Térmico	28
2.2.1. Formação do Espelho Térmico	30
Capítulo 3	34
Modelo Teórico para o Espelho Térmico	34
3.1. Perfil de Temperatura	34
3.2. Perfil de Deformação	43
3.3. Diferença de Fase	52
3.4. Propagação do Feixe de Prova	54
Capítulo 4	34
Amostras e Montagem Experimental	62
4.1. Amostras	62
4.2. Determinação dos Parâmetros Geométricos do Sistema	67
4.3. Arranjo Experimental para a Técnica de Espelho Térmico	70
Capítulo 5	73
Resultados e Discussões	73
Capítulo 6	79
Conclusão	79
Apêndice A	80
Feixes Gaussianos	80
Referências Bibliográficas	84

Índice de Figuras

Figura 1.1: Camada passiva: camada extremamente fina formada sobre a superfície do aço protegendo o mesmo da corrosão[2].	19
Figura 2.1: Processos de geração de calor na amostra[10].	25
Figura 2.2: Alguns efeitos comuns ao aquecimento fototérmico, devido a excitação por uma fonte de luz modulada, que podem ser usados para detectar a energia de absorção óptica por relaxação térmica[10].	26
Figura 2.3: Técnicas de detecção para medir diferentes propriedades de materiais em meio a um fenômeno fototérmico[11].	27
Figura 2.4: Efeito fototérmico produzido após luz incidir sobre a amostra sólida[12].	28
Figura 2.5: Representação bidimensional do perfil de um feixe laser com distribuição de intensidade gaussiana.	30
Figura 2.6: Gráfico tridimensional do perfil de um feixe laser com distribuição de intensidade gaussiana.	31
Figura 2.7: Ilustração da formação do efeito de espelho térmico devido a incidência do feixe de excitação (LE). O feixe de prova (LP) monitora este efeito sendo refletido pela superfície deformada da amostra[11].	31
Figura 2.8: Formação de espelho térmico convexo e côncavo na superfície da amostra[11].	32
Figura 2.9: Representação do sinal para a formação de um espelho térmico (A) côncavo e (B) convexo.	32
Figura 3.1: Sistema de coordenadas para o perfil de temperatura.	35
Figura 3.2: Temperatura na superfície da amostra para $x = y = z = 0$ em função de Ae . Parâmetros utilizados para as simulações foram: a) do vidro LSCAS dopado com TiO_2 e (b) do manganês metálico[11].	42
Figura 3.3: Perfis radiais de temperatura, BLM e HAM, $z = 1\text{mm}$ [12].	42
Figura 3.4: Vetores de deslocamento. O eixo horizontal representa a superfície da amostra quando em repouso, os vetores indicam o deslocamento de um ponto da superfície quando ela é aquecida localmente pelo feixe de excitação[12].	43
Figura 3.5: Evolução temporal do perfil de deslocamento da superfície da amostra. Nesta simulação foram utilizado os parâmetros de um vidro LSCAS dopado com	

3.5% de TiO ₂ [12]: $A_e = 10.61\text{cm}^{-1}$, $D = 6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 / \text{s}$, $k = 1.5\text{W/mK}$, $\alpha_T = 7.7$, $\nu = 0.29$, $\varphi = 0.72$, e os parâmetros para o laser foram $P_e = 20\text{mW}$, $\lambda_e = 524\text{nm}$ e $\omega_{0e} = 44 \mu\text{m}$ ($t_c = 0.81\text{ms}$)[11].	50
Figura 3.6: Perfil de deformação da amostra, em função da profundidade. Foram utilizados os mesmos parâmetros da figura 3.5[11].	51
Figura 3.7: Perfil de temperatura (linha sólida) e a deformação da superfície (círculos abertos) para a amostra vidro LSCAS dopado com 2% de Nd ₂ O ₃ no plano x-z para $y = 0$, para o modelo LAM. Os dados estão mostrado na figura[18].	51
Figura 3.8: Representação da influência da deformação na fase do feixe de prova refletido, sendo LP o feixe de prova[11].	52
Figura 3.9: Representação da propagação do feixe de prova após passar pela amostra[11].	54
Figura 3.10: Esquema das posições geométricas dos feixes na montagem do ET. LE é o laser de excitação, LP é o laser de prova, D é o detector, z_1 é a distância entre a cintura do feixe de prova e a superfície da amostra. Z_2 é a distância entre a amostra e o detector, ω_{0p} é o raio na cintura do feixe de prova, ω_{1p} é o raio do feixe de prova na superfície da amostra, ω_{0e} é o raio do feixe de excitação na superfície da amostra e $z=0$ é a superfície da amostra[11].	56
Figura 4.1: Microestrutura típica dos aços inox do tipo austenítico[2].	63
Figura 4.2: Amostra de aço inoxidável do tipo austenítico 304.	63
Figura 4.3: Amostra de aço inoxidável do tipo austenítico 304L.	63
Figura 4.4: Amostra de aço inoxidável do tipo austenítico 316.	64
Figura 4.5: Microestrutura típica dos aços inox do tipo martensítico[2].	64
Figura 4.6: Amostra de aço inoxidável do tipo martensítico 420.	65
Figura 4.7: Representação do perfil do feixe gaussiano de excitação (Argônio) obtido com o Beam Profiler. Os dados experimentais foram ajustados com a eq. (4.1), os valores dos parâmetros obtido do ajustes estão mostrados na figura.	68
Figura 4.8: Representação do perfil do feixe gaussiano de prova (He-Ne) obtido com o Beam Profiler. Os dados experimentais foram ajustados com a eq. (4.1), os valores dos parâmetros obtido do ajustes estão mostrados na figura.	68
Figura 4.9: Esquema da configuração experimental para a técnica de espelho térmico.	71

Figura 5.1: Representação do sinal de ET resolvido no tempo.....	74
Figura 5.2: Sinal de ET normalizado resolvido no tempo para amostras de aço inoxidável para potências incidentes do feixe de excitação (P_e). Os dados experimentais foram ajustados teoricamente com o modelo HAM.....	75
Figura 5.3: θ em função da potência P_e obtido do ajuste teórico usando o modelo HAM para o dado experimental nas amostras de aço inoxidável.....	76
Figura 5.4: Difusividade em função da potência P_e obtida do ajuste teórico usando o modelo HAM para o dado experimental nas amostras de aço inoxidável.....	77
Figura A.1: A) Perfil de intensidade e padrão de um feixe gaussiano nos modos TEM ₀₀ , TEM ₀₁	80
Figura A.2: Distribuição da amplitude para um feixe gaussiano com indicações da intensidade.....	82

Índice de Tabelas

Tabela 4.1: Microestrutura dos aços inoxidáveis[2].....	62
Tabela 4.2: Composição química dos aços inox do tipo austeníticos. (A) Opcional[2].	64
Tabela 4.3: Composição química dos aços inox do tipo martensíticos. (B) O aço tipo ABNT 420 pode ser solicitado objetivando carbono nas faixas 0,15/0,35 e 0,35/0,45 caso se destine ao uso geral ou aplicação em cutelaria respectivamente[2].	65
Tabela 4.4: Propriedades mecânicas dos aços austeníticos.Valor mínimo[2].....	65
Tabela 4.5: Propriedades mecânicas dos aços martensíticos[2].....	66
Tabela 4.6: Velocidade de corrosão do aço inoxidável para os mais diversos meios[2].....	66
Tabela 4.7: Valores dos parâmetros físicos para a densidade de massa (ρ), coeficiente médio de dilatação térmica (α), condutividade térmica (k), calor específico (c), resistividade elétrica (r) e o módulo elástico (ε) para as amostras de aço inoxidável em diferentes composições.	67
Tabela 4.8: Parâmetros utilizados para as medidas de espelho térmico. z_{0e} (distância da lente L3 até a amostra) = (34,04)cm. V e m são os parâmetros geométricos fixos no ajuste teórico, z_1 é a distância da cintura do LP até a amostra e z_2 é a distância entre a amostra e o detector do LP.	70

Lista de Símbolos e Abreviaturas

θ	Amplitude do sinal de espelho térmico (m^{-1})
k	Condutividade térmica (W / cmK)
D	Difusividade térmica (cm^2 / s)
A	Coefficiente de absorção óptica (cm^{-1})
t_c	Tempo característico de formação do espelho térmico (s)
n	Índice de refração
α	Coefficiente de expansão térmica (K^{-1})
η	Eficiência quântica de fluorescência
φ	Fração de luz (energia) convertida em calor
$\langle \lambda_{em} \rangle$	Comprimento de onda de emissão médio
λ_{ex}	Comprimento de onda do feixe laser de excitação
λ_p	Comprimento de onda do feixe laser de prova
c	Calor específico (J / Kg)
ρ	Densidade volumétrica (g / cm^3)
ν	Razão de Poisson
ω_{0e}	Raio do feixe de excitação na posição da sua cintura (cm)
ω_{0p}	Raio do feixe de prova na posição da sua cintura (cm)
ω_{1p}	Raio do feixe de prova na posição da amostra (cm)
m	Razão entre o quadrado dos raios dos feixes de prova e de excitação $(\omega_{1p} / \omega_{0e})^2$
V	(z_1 / z_c) com z_1 sendo a distância entre a amostra e a cintura do feixe de prova
z_c	Distância confocal dos feixes de excitação ou prova dada por $z_c = (\pi\omega_0^2 / \lambda)$
z_{0e}	Distância do centro da lente do laser de excitação até a amostra
z_2	Distância entre a amostra e o detector do laser de prova
P_e	Potência do laser de excitação

<i>LE</i>	Laser de excitação
<i>LP</i>	Laser de prova
<i>ET</i>	Espelho térmico
<i>PDT</i>	Divergência fototérmica
<i>PDS</i>	Espectroscopia fototérmica de deflexão
<i>STL</i>	Espectroscopia de lente térmica na superfície
<i>LT</i>	Lente térmica
<i>PPTD</i>	Deformação fototérmica pulsada

Capítulo 1

Introdução

A evolução tecnológica teve um grande avanço no século passado e está em constante desenvolvimento. A necessidade de estudar materiais tem aumentado cada vez mais à medida que essa evolução acontece. Para desenvolvimento de novas tecnologias a caracterização do material é um procedimento fundamental. Como por exemplo, a determinação das propriedades físicas dos mais diversos tipos de materiais. Os metais, utilizados desde a indústria pesada como a siderurgia até nos velozes microprocessadores, são de grande importância para esta evolução tecnológica. Este trabalho tem como objetivo estudar as propriedades térmicas ópticas do aço inox, pertencente à classe dos materiais metálicos, que por sua alta absorção de luz visível impossibilita uma análise por técnicas que envolvam transmissão da luz, tal como a Espectroscopia de Lente Térmica.

O metal sempre foi de grande importância para a humanidade. Ele foi essencial para a evolução da sociedade e ainda hoje é muito útil no nosso dia-a-dia. Existem vários tipos de metais, entre eles os mais utilizados são: o alumínio, o cobre, o chumbo, o níquel, o zinco, o ferro e o aço [1].

O aço faz parte do grupo dos metais ferrosos e é conhecido desde a antiguidade, mas só depois de baixar o seu custo de produção e por ser mais rígido que o ferro é que ele passou a ser mais utilizado. Esse novo material trouxe uma grande melhoria na qualidade da vida dos povos que o usavam para produzir armas e ferramentas mais sofisticadas e resistentes. O aço apresenta muitas vantagens em comparação com outros metais: uma delas é que ele é uma liga ferrosa e demora cerca de 100 anos para ser reabsorvido pela natureza, diminuindo o impacto ambiental, enquanto que o alumínio leva mais de 200 anos para se decompor. Mas pelo fato de oxidar facilmente foi necessário aperfeiçoá-lo transformando-o em um material que fosse mais resistente a corrosão e a oxidação a altas temperaturas. Depois de passar por essa transformação esse aço ficou conhecido como aço inoxidável. O aço inox é feito de uma liga de ferro com cromo.

A história diz que o aço inoxidável foi descoberto por acaso em 1912 quando o inglês Harry Brearly (1871-1948) estudava uma liga metálica, a pedido dos fabricantes de arma, que fosse mais resistente ao desgaste que ocorria no interior dos canos das armas de fogo devido ao calor liberado pelos gases. No início sua pesquisa investigava uma liga que oferecesse maior resistência a erosão, mas ao efetuar o ataque químico para descobrir a microestrutura desses novos aços com alto teor de cromo, Brearly observou que o ácido nítrico (reativo comum para os aços) não surtia efeito nenhum. Harry não obteve uma liga metálica resistente ao desgaste, porém obteve uma liga metálica que resistia a corrosão. Ele deu nome a liga de “stainless steel” que na tradução quer dizer “aço que não mancha”.

Um ano mais tarde, na Alemanha, Eduard Maurer que estudava a mesma liga de Fe-Cr (13%) de Brearly mais cerca de 8% de Ni, observou que a liga resistiu vários meses à vapores agressivos do laboratório em que trabalhava.

Hoje sabemos que os aços estudados por eles foram o AISI 420 com alta dureza, e o AISI 302, com ótima ductibilidade. Desde então os aços inoxidáveis evoluíram muito principalmente em função da indústria petrolífera, da aeronáutica, da criogenia e até mesmo da Segunda Guerra Mundial.

O aço inox foi desenvolvido com o principal objetivo de resistência a corrosão, mas tem sido amplamente utilizado pela sua estética e por suas condições de higiene. Esse material tem sido aplicado em diversas áreas como: cutelaria (fabricação de talheres, baixelas e panelas), construção civil (utilizado em projetos arquitetônicos: é o material mais indicado no detalhamento de projetos que buscam versatilidade, estética e praticidade), indústria química (utilizado por manter suas propriedades mesmo em mudanças bruscas de temperatura), indústria alimentícia (por assegurar melhores condições de higiene), móveis (utilizado em procedimentos de assepsia em ambientes hospitalares e acabamentos de móveis), moedas (principais aplicações), hospitais (instrumentos cirúrgicos e dispositivos implantáveis) e bens de consumo duráveis (utilizado pela sua beleza e resistência).

Conhecer as propriedades do aço inox é muito importante porque evita tornar esses materiais menos resistentes, diminuindo os danos como oxidação, trincas e falhas superficiais. Por ser aplicado nos mais variados casos, como na medicina, por exemplo, onde é usado como dispositivo para implantes (prótese), merece um cuidado especial e não permite erros, pois um estudo errado de suas propriedades pode causar rejeição do implante pelo corpo e reações alérgicas. Outra aplicação é

na indústria do leite, utilizado no eixo da motobomba evitando praticamente toda contaminação.

Essa resistência à oxidação e à corrosão do aço inoxidável é devido principalmente ao cromo que a partir de aproximadamente 12% e em contato com o oxigênio forma uma película finíssima de óxido de cromo sobre a superfície do aço, película esta que é impermeável e insolúvel em meios corrosivos, como é mostrado na Figura 1.1. A resistência à oxidação e à corrosão aumenta à medida que aumenta a quantidade de cromo à mistura, isto é, quanto maior a quantidade de cromo mais resistente à oxidação e à corrosão fica o inox.

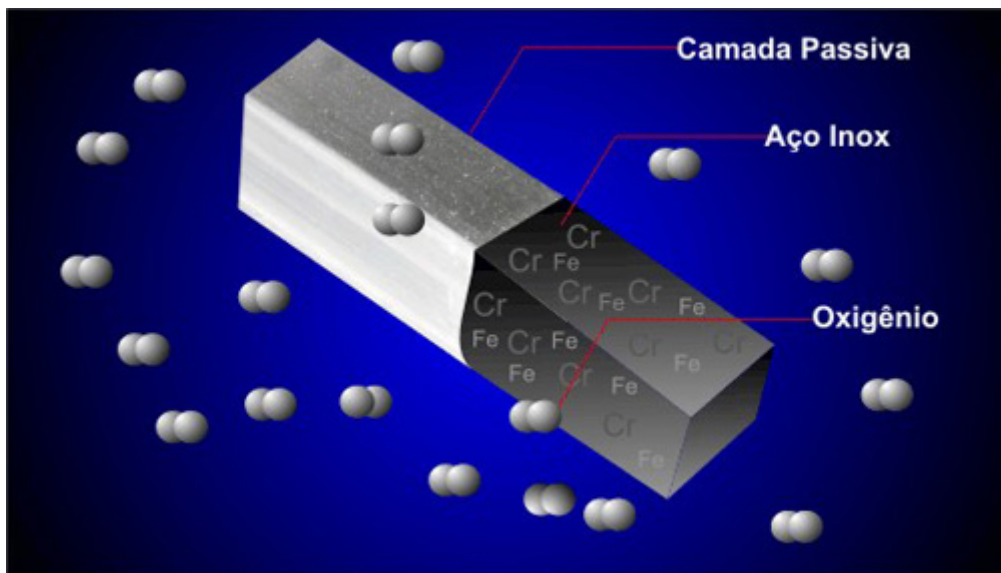


Figura 1.1: *Camada passiva: camada extremamente fina formada sobre a superfície do aço protegendo o mesmo da corrosão [2].*

A presença da película depende da natureza do meio ambiente e ela condiciona o comportamento mais ou menos nobre do aço; quando está presente, o aço inox se aproxima do comportamento dos metais nobres, caso contrário, se assemelha à atividade do aço comum.

A destruição dessa película num determinado ponto pode conduzir à rápida corrosão da peça por um dos seguintes tipos de corrosão: por pites, por frestas, intergranular e sob tensão. De um modo geral, dependendo do tipo de aço inoxidável e das condições do meio ambiente, a corrosão é evitada ou, então, se manifesta de forma rápida e destrutiva.

O aço inox é dividido em três tipos: os austeníticos, os ferríticos e os martensíticos que serão mostrados logo abaixo.

- Austeníticos: são considerados como sendo os resistentes à corrosão em meios ambientes de atmosfera industrial ou em meio ácidos, mantendo a superfície brilhante e praticamente isento de produtos de corrosão generalizada;
- Ferríticos: apresentam maior resistência à corrosão no estado recozido. Essa resistência à corrosão generalizada aumenta com o teor de cromo e com o tratamento térmico de recozimento para solubilização;
- Martensíticos: apresentam teor máximo de cromo de 14%, para permitir a transformação martensítica, mas, de qualquer forma, são selecionados para condições ambientais não severas e para peças onde a resistência mecânica é fundamental. Além do relativamente baixo teor de cromo, se comparado com outros tipos de aço, esses aços possuem alto carbono, que conduz à formação de precipitados.

Para utilizar esses materiais é necessário fazer um estudo sobre eles e para caracterizá-los utilizamos as técnicas fototérmicas. Existem muitas técnicas fototérmicas, mas com o desenvolvimento é necessário aperfeiçoar esses métodos criando novas técnicas para complementar as técnicas até então existentes. Nesse caso falamos do estudo de materiais opacos e altamente absorvedores.

Quando falamos de materiais altamente absorvedores queremos dizer que, ao incidir sobre ele uma luz em um determinado comprimento de onda, parte ou toda luz será retida por ele, sendo que pouca ou nenhuma luz irá atravessá-lo.

Segundo Rosencwaig [3], sólidos opticamente opacos acontecem quando a maior parte da luz é absorvida dentro de uma distância que é pequena em comparação com sua espessura (l), e essencialmente nenhuma luz é transmitida.

Esse fato era um obstáculo ao estudo desses materiais, pois a lente térmica [4], e muitas outras técnicas, eram limitáveis e não podiam ser empregadas a esse grupo de materiais, o que faz o espelho térmico [5] ser uma técnica vantajosa em relação a estas outras técnicas. Porém, mesmo os materiais que não permitem que a luz seja transmitida possuem certa reflectância e essa reflexão superficial da luz pode ser utilizada para construir técnicas como a do espelho térmico.

O Espelho Térmico (ET) é uma técnica remota que permite estudar as propriedades térmicas, ópticas e mecânicas de materiais sólidos tanto transparentes como opacos. Tem como principal objetivo analisar deformações superficiais desses materiais simplificando o problema de alinhamento entre o feixe de prova e

excitação, modelando teoricamente o fenômeno fototérmico associado à temperatura e a conseqüente mudança de aspectos mecânicos da superfície do material.

Essa técnica é versátil porque permite o estudo de materiais para qualquer valor de coeficiente de absorção óptica, o que inclui materiais opacos que podem atingir valores maiores que $10^5 m^{-1}$, no caso dos metais, como veremos para o aço inoxidável.

No capítulo 2 faremos alguns comentários sobre os fenômenos fototérmicos, uma breve apresentação das técnicas baseadas na deformação superficial introduzindo o conceito de espelho térmico e como ocorre a formação deste método.

No capítulo 3 mostraremos o modelo teórico para o espelho térmico que depende da deformação superficial da amostra e a apresentação do perfil de temperatura e deformação, a diferença de fase do feixe refletido pela superfície deformada, a propagação do feixe de prova e também a equação obtida para ajustar os dados experimentais. O modelo deste método é composto pelo modelo completo denominado de Beer's Law Model (BLM), a aproximação do BLM para baixas absorções, o Low Absorption Model (LAM) e a aproximação do BLM para altas absorções chamado de High Absorption Model (HAM).

No capítulo 4 faremos uma breve descrição das amostras de aço inox que utilizamos no experimento de espelho térmico comentando sobre suas características e resistência a corrosão. Também será apresentado o arranjo experimental da técnica juntamente com a determinação dos parâmetros geométricos do sistema. As medidas foram realizadas em temperatura ambiente.

A partir deste método obtivemos o sinal de espelho térmico resolvido no tempo (transiente), e através do ajuste dos dados experimentais ao modelo teórico conseguimos os valores de θ , t_c e a difusividade térmica, associados às propriedades térmicas, ópticas e mecânicas do material.

No capítulo 5 serão apresentados os resultados obtidos com a técnica de espelho térmico nas amostras de aço inoxidável, cujo valor do coeficiente de absorção é alto.

Para constatar a eficiência da técnica vamos ajustar os nossos transientes usando a aproximação para o modelo completo BLM, no caso de $A_e \geq 10^5 m^{-1}$ o HAM,

mostrando os valores obtidos da difusividade térmica de cada amostra e compará-los aos valores encontrados na literatura.

Capítulo 2

Neste capítulo faremos um breve comentário sobre fenômeno fototérmico e alguns métodos de detecção para deformação superficial. Também faremos uma descrição do método de espelho térmico e como utilizá-lo.

2.1. Fenômeno Fototérmico

O efeito fototérmico sempre esteve presente na vida da humanidade. Esse fenômeno pode ser observado desde o primeiro contato do homem com a luz solar, quando notou que após essa exposição, seu corpo absorvia a radiação solar que era conduzida até ele e convertida em calor, o que podia ser facilmente percebido devido ao aquecimento do seu corpo. Se o contato com essa luz permanecesse por algum tempo o corpo humano, neste caso, atingiria uma temperatura de equilíbrio com o ambiente em que se encontrava.

Outro exemplo que podemos dar é o de caminhar descalços sobre a areia, em um dia ensolarado. Podemos afirmar que rapidamente perceberemos o efeito. Nesse caso a areia absorve a luz solar e a converte em calor. O calor adicional provoca um aumento de temperatura, devido a capacidade térmica da areia ser muito baixa. Quando é gerado mais calor, por unidade de tempo, do que pode ser dissipado a temperatura da areia aumenta. É bem possível que os primeiros observadores desse fenômeno quisessem estudá-lo, mas a falta de conceitos prévios não permitiu que isso acontecesse.

Os efeitos fototérmicos são causados normalmente quando incidimos um feixe de luz, induzido por feixe laser ou outras fontes intensas de luz, em um material onde parte dessa energia luminosa é absorvida e parte convertida em calor.

A espectroscopia fototérmica é conhecida por sua alta sensibilidade para medir características térmicas e ópticas de uma amostra. Esse processo é baseado na mudança de temperatura na amostra devido à energia absorvida da luz, o que

leva ao conseqüente aquecimento da amostra, mudando o índice de refração da mesma.

Graham Bell [6] (1880), trabalhando em seu fonofone, foi o primeiro a estudar as técnicas fototérmicas. Bell percebeu que ao incidir luz solar modulada em um sólido, dentro de uma célula fechada, gerava no ar a sua volta um som que podia ser ouvido por meio de um tubo ligado a esta célula, descobrindo assim o efeito fotoacústico.

A espectroscopia fotoacústica foi a primeira aplicação que estimulou interesse dos pesquisadores em fenômenos fototérmicos. Na metade da década de 70, Allan Rosencwaig e Allen Gersho desenvolveram uma variação da espectroscopia óptica de absorção, denominada espectroscopia fotoacústica, que oferecia aos pesquisadores grandes vantagens em relação à técnica convencional [7]. Estes dois pesquisadores desenvolveram o modelo teórico da Espectroscopia Fotoacústica em sólidos, colaborando assim, para ampliar a aplicação dos métodos fundamentados nos fenômenos fototérmicos.

Após o século XIX conseguimos obter a maior parte dos conhecimentos sobre os fenômenos fototérmicos. Mas foi há pouco mais de cinquenta anos, mais precisamente na década de 60 com a invenção do laser, que houve a maior parte do avanço da espectroscopia fototérmica. Foi a partir daí que ocorreu um grande desenvolvimento de técnicas para a caracterização das propriedades térmicas e ópticas dos materiais.

Gordon e colaboradores [8], em 1964, foram os primeiros a observar a lente térmica. Ele notou transientes de potência e mudanças na divergência e/ou na convergência do feixe laser após ter colocado uma amostra líquida dentro da cavidade de um laser a gás. Este grupo de pesquisadores propôs uma teoria descrevendo o efeito: quando um feixe laser passa através de um material com absorção óptica finita, o calor gerado aumenta a temperatura da amostra e muda o seu índice de refração, o qual por sua vez afeta a propagação do feixe óptico. O resultado dessa alteração é a focalização do feixe, daí o nome de Lente Térmica. Este fenômeno foi produzido pelo calor induzido por um feixe laser de perfil gaussiano.

Durante a formação de um fenômeno fototérmico em um material sólido, quando um feixe incide em uma superfície, pode resultar em uma deformação

superficial devido ao calor gerado pela energia absorvida resultando em uma expansão local.

Para a deformação existiam técnicas que variavam o tamanho do feixe de prova e de excitação, mas os que tinham alinhamento fácil não tinham modelo teórico e para os que tinham modelos teóricos o alinhamento era difícil.

Alguns exemplos de métodos fototérmicos utilizado para detectar a deformação são: a deflexão fototérmica e o deslocamento fototérmico [9].

As técnicas fototérmicas baseadas na deformação superficial de materiais sólidos são amplamente empregadas para estudo quantitativo e qualitativo das propriedades térmicas e ópticas de materiais sólidos

A técnica de deflexão fototérmica depende essencialmente de um feixe laser para a excitação da amostra e outro chamado de feixe de prova, para monitorar a deformação, focado e de diâmetro menor que o do feixe de excitação. O feixe de prova sofre um desvio ao atingir a superfície deformada, sendo detectado por um sensor de posição ou interferômetro. Neste sistema o alinhamento em relação a posição dos dois feixes torna-se bastante crítico.

A energia absorvida da luz incidente pode ser transformada a partir de diversos processos, sendo eles radiativos ou não radiativos como mostra a Figura 2.1.

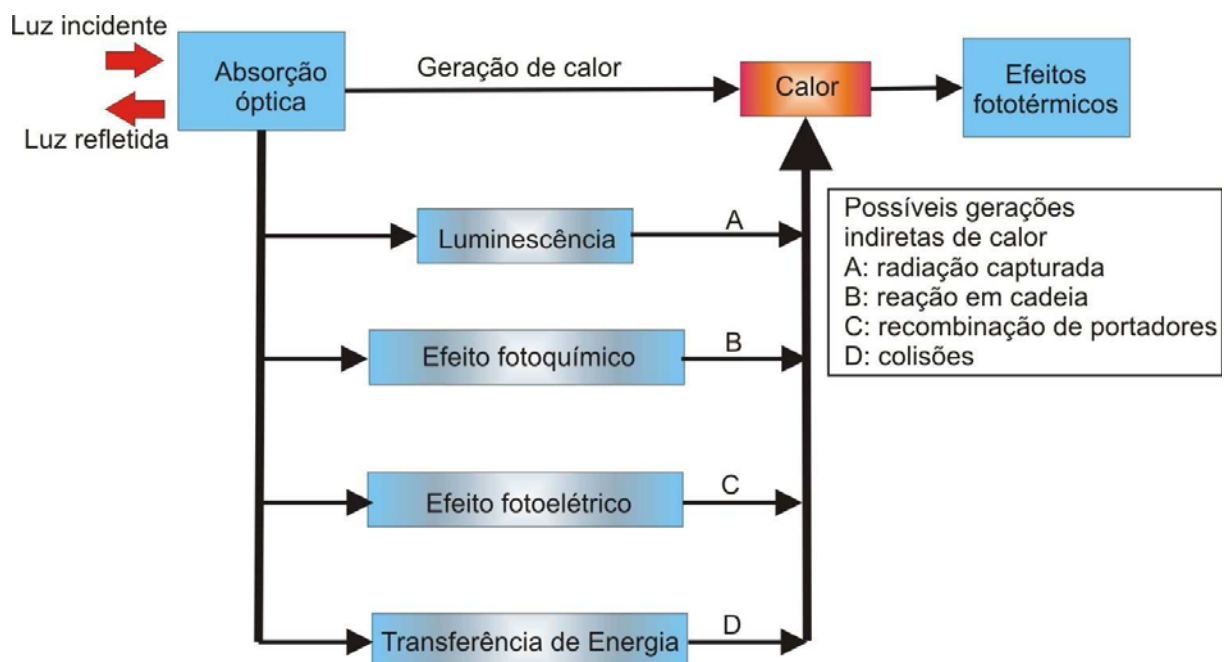


Figura 2.1: Processos de geração de calor na amostra [10].

Os processos de decaimentos não térmicos (fluorescência, fosforescência, efeitos fotoquímicos e fotovoltaicos, etc.) podem contribuir para a geração de calor, de tal forma que as contribuições térmicas e não térmicas se somam produzindo calor na amostra.

Existem algumas razões para utilizarmos estas fontes fototérmicas, tais como: aquecimento fototérmico, pode possibilitar métodos sensíveis por detecção de absorção óptica em materiais; informações provenientes dos mecanismos de relaxação que podem ser obtidas; e aquecimentos muito localizados ou muito rápidos podem ser buscados para obtenção de novas medidas ou produção de novos efeitos.

O aquecimento fototérmico origina diversos efeitos diferentes na amostra. Alguns deles são mostrados na Figura 2.2.

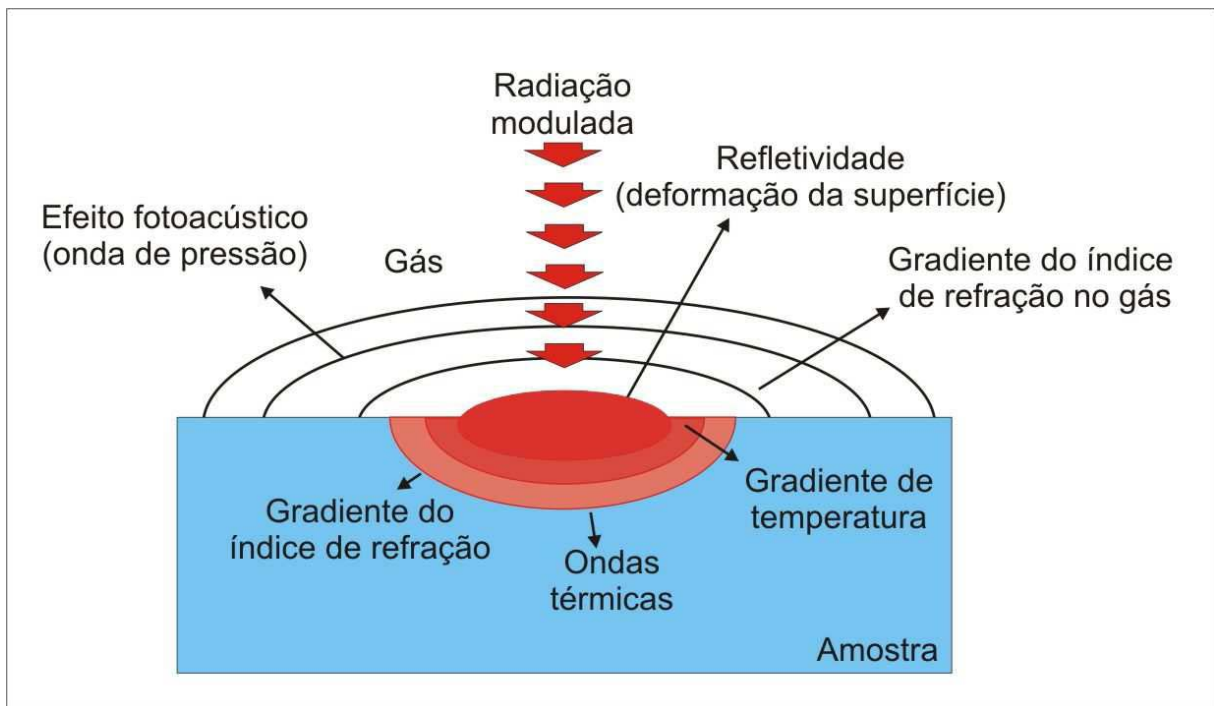


Figura 2.2: Alguns efeitos comuns ao aquecimento fototérmico, devido a excitação por uma fonte de luz modulada, que podem ser usados para detectar a energia de absorção óptica por relaxação térmica [10].

Cada um destes efeitos reproduz uma ou mais técnicas de detecção fototérmica. As técnicas fototérmicas são usadas com o objetivo de pesquisar propriedades ópticas e térmicas de materiais. Em algumas técnicas, como exemplo a fotoacústica, existe o contato direto da amostra com o sistema de detecção. Em outras técnicas, como exemplo a lente térmica, o sistema de detecção não entra em

contato direto com a amostra. Algumas delas estão mostradas na Figura 2.3, onde temos o parâmetro que sofre a mudança durante o fenômeno fototérmico, o parâmetro que podemos medir devido à mudança e a técnica para a detecção que pode ser utilizada.

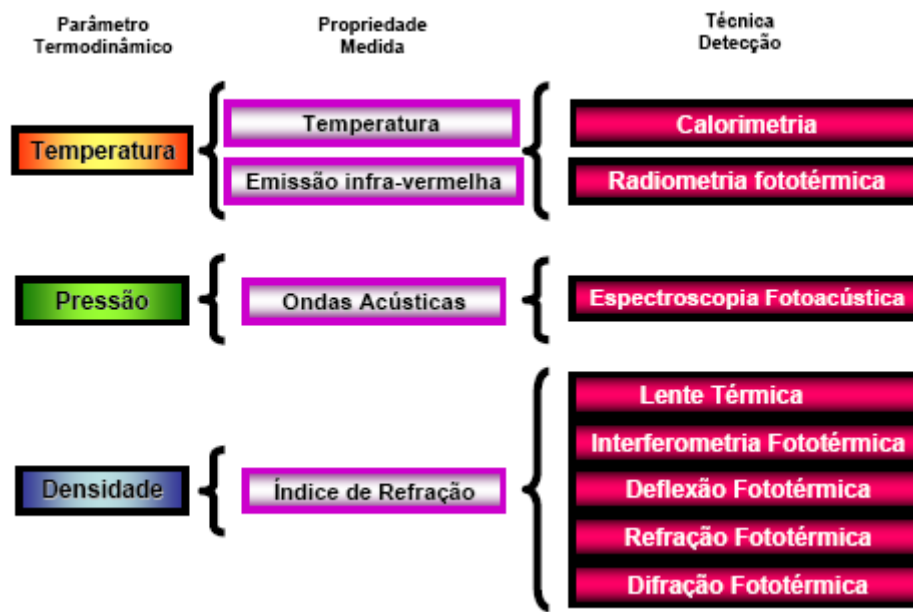


Figura 2.3: Técnicas de detecção para medir diferentes propriedades de materiais em meio a um fenômeno fototérmico [11].

Até agora não existia nenhum modelo que avaliasse por completo o fenômeno de aquecimento e deformação na amostra em tempo real. Mas o nosso grupo de pesquisa (Grupo de Estudos de Fenômenos Fototérmicos – GEFF) vem trabalhando em um modelo teórico, ainda em aprimoramento, baseado na deformação superficial e com alinhamento simplificado. Dois trabalhos de pós-graduação, um de doutorado e um de mestrado, foram realizados até o momento no nosso grupo de pesquisa sobre a técnica. O primeiro mostra o desenvolvimento do modelo teórico e o segundo faz uma análise da técnica para o estudo de materiais semitransparentes e opacos [11,12]. O ET pode ser considerado como uma técnica versátil para caracterizar materiais sólidos, tanto transparentes como opacos, o que engloba um enorme campo de materiais com altos e baixos valores de coeficiente de absorção óptica.

2.2. Espelho Térmico

O Espelho Térmico é uma técnica fototérmica que utiliza a interação entre radiação e matéria, isto é, a energia luminosa incide em uma amostra sólida e essa energia é absorvida e parte é convertida em calor, como é mostrado na Figura 2.4.

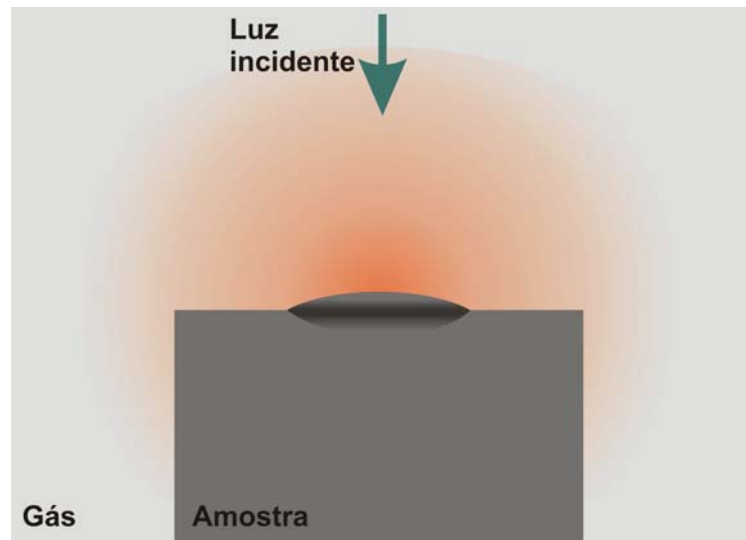


Figura 2.4: Efeito fototérmico produzido após luz incidir sobre a amostra sólida [12].

A idéia de desenvolver o ET resolvido no tempo ocorreu sob inspiração da técnica de espectroscopia de lente térmica resolvida no tempo e em trabalhos já existentes, os quais analisam a deformação superficial em materiais sólidos através do efeito fototérmico em regime estacionário.

Kuo e Munidasa [13] publicaram, em 1990, o primeiro trabalho para detectar a deformação fototérmica, utilizando um feixe de prova mais largo e não focado, o que facilitava o alinhamento entre os feixes. O feixe de prova foi focado para ser maior que a deformação da superfície e o feixe de excitação para ter um diâmetro muito menor do que o de prova.

O feixe de excitação incidente na amostra foi utilizado para deformar a superfície. O feixe de prova incide na superfície deformada e na não deformada do material, fazendo com que parte desse feixe tenha sua frente de onda distorcida devido a deformação e a parte que não sofreu deformação se sobrepõe àquela. Depois de refletido o feixe de prova coloca em evidência a formação de uma figura de interferência no detector. O sinal no detector é dependente da altura da deformação superficial e do coeficiente de reflexão.

No modelo teórico é considerado que o perfil de distribuição de temperatura tem o mesmo raio que a superfície deformada. O trabalho ainda considera a propagação dos feixes de comportamento gaussiano, facilitando assim os cálculos de difração. A limitação da técnica está no conceito de interferência empregado, pois o tamanho do feixe de prova tem que ser aparentemente maior do que a área termicamente deformada.

Em 1992, Saito e colaboradores [14] desenvolveram a técnica divergência fototérmica (PTD) também com feixe de prova não focado, e sob a condição deste ter diâmetro maior do que o feixe de excitação na amostra. Neste trabalho, os feixes são gaussianos, sendo a deformação na superfície também considerada de forma gaussiana. Desta forma o perfil espacial da deformação superficial é descrita por uma equação gaussiana na qual se determina a altura da deformação (δ). Porém, os autores já trazem um apêndice no trabalho com um tratamento mais rigoroso para a deformação, levando em consideração termos de tensão.

O sinal de PDT é obtido por meio da subtração entre a intensidade do feixe refletido pela superfície antes de ser excitada e depois de ser excitada. Depois de excitar a amostra com um feixe modulado e monocromático, o feixe de prova incidente é diferente do refletido devido a expansão da superfície que causa uma divergência espacial no feixe refletido.

Outro trabalho relevante é desenvolvido por Wu [15] em 1996. Ele mostrou que a técnica de lente térmica (STL) na superfície é tão sensível quanto a espectroscopia fototérmica de deflexão (PDS), contando com alinhamento óptico menos crítico. Em ambas as técnicas há um feixe de excitação incidente na amostra que provoca deformação na superfície e um de prova que é refletido pela superfície deformada e posteriormente desviado.

A vantagem que os autores mencionam em relação a PDS, é que na PDS o feixe de prova é focado na amostra sendo seu tamanho muito pequeno em relação a dimensão lateral da superfície deformada. Já na STL o feixe de prova que também é focado, é no mínimo do mesmo tamanho ou maior que toda a dimensão da superfície deformada.

Assim, a superfície deformada atua como um espelho não esférico distorcendo a frente de onda do feixe refletido.

O trabalho que mais contribuiu para o desenvolvimento do modelo teórico do método de espelho térmico resolvido no tempo foi o de Li e colaboradores [16], 1991.

Li e colaboradores apresentam o modelo teórico tridimensional para deformação fototérmica pulsada (PPTD), sendo o feixe de excitação pulsado. Em seu trabalho, Li mostra as soluções numéricas para as equações de condução de calor e termoelásticas. Considerou que a deformação da superfície ocorre num curto intervalo de tempo e que o acoplamento termoelástico é um processo quase-estático, ou seja, os termos de inércia da equação termoelástica podem ser desprezados (suposição de Duhamel).

Em seu trabalho Li utiliza um feixe de excitação e um de prova, ambos tendo perfil de intensidade gaussiano. O laser de prova é focado na amostra e seu diâmetro é de tamanho menor que a dimensão lateral da amostra. Apesar do alinhamento ser mais crítico do que nos trabalhos descritos anteriormente, o seu trabalho obtém boa concordância entre o modelo teórico, que estuda a deformação superficial de materiais sólidos, e seus resultados experimentais.

2.2.1. Formação do Espelho Térmico

O princípio físico do espelho térmico é baseado no fenômeno de reflexão da luz. Seja um feixe laser que chamaremos de feixe de excitação (LE), com perfil de distribuição de intensidade gaussiana, como mostrado nas Figuras 2.5 e 2.6.

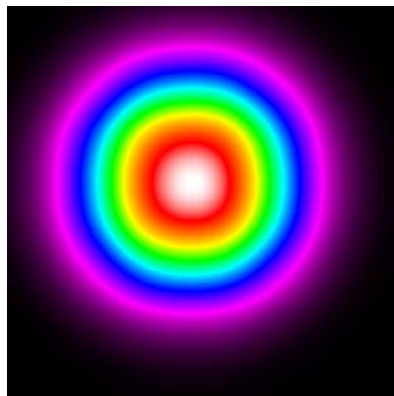


Figura 2.5: Representação bidimensional do perfil de um feixe laser com distribuição de intensidade gaussiana.

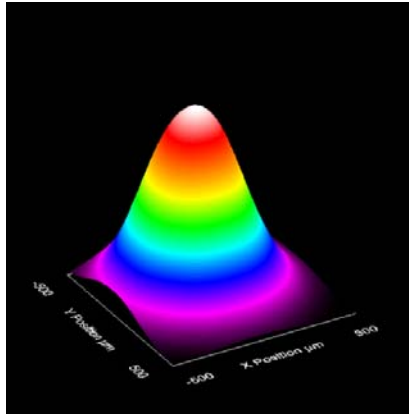


Figura 2.6: Gráfico tridimensional do perfil de um feixe laser com distribuição de intensidade gaussiana.

Na Figura 2.5 temos uma representação bidimensional que mostra um corte transversal do feixe de laser, na qual a mudança de cores ao longo do raio indica a variação na intensidade do feixe. Na Figura 2.6 temos um gráfico tridimensional do mesmo feixe.

O fenômeno ET ocorre quando esse feixe laser incidente excita a amostra, um material sólido, e parte de sua energia é convertida em calor provocando uma expansão e conseqüentemente em uma deformação local superficial, como vista na Figura 2.7, e que atua como um espelho para o laser de prova.

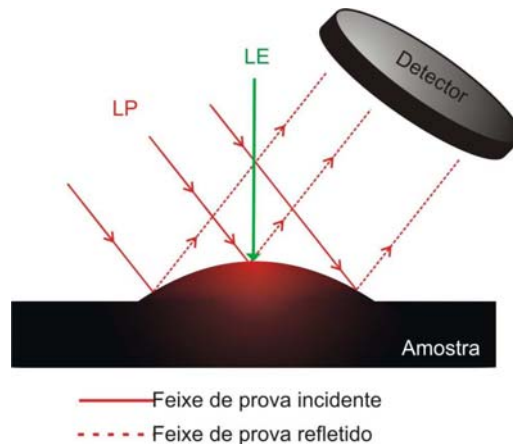


Figura 2.7: Ilustração da formação do efeito de espelho térmico devido a incidência do feixe de excitação (LE). O feixe de prova (LP) monitora este efeito sendo refletido pela superfície deformada da amostra [11].

Um segundo feixe, o de prova (LP), atinge a deformação na superfície sendo então refletido, tendo sua frente de onda distorcida por esta deformação, causando uma alteração em sua fase. Dependendo da natureza do material sólido, há

formação de um espelho côncavo ou convexo na superfície da amostra, divergindo ou convergindo o feixe de prova, respectivamente, conforme ilustra a Figura 2.8.

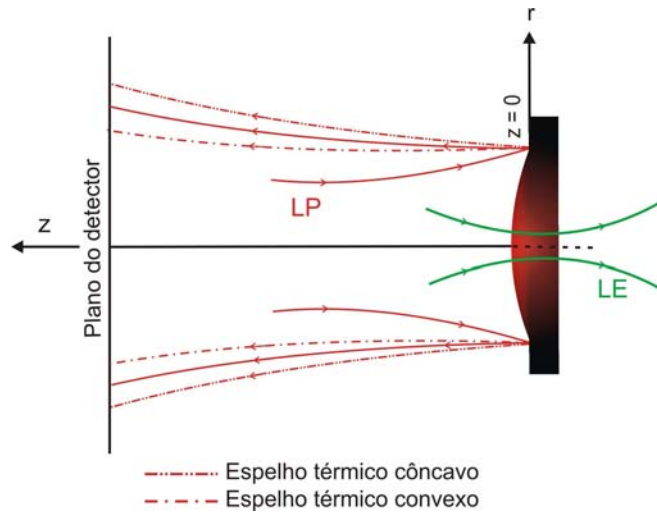


Figura 2.8: Formação de espelho térmico convexo e côncavo na superfície da amostra [11].

Na Figura 2.9 temos a representação do sinal de espelho térmico resolvido no tempo (transiente) obtido com osciloscópio para o espelho côncavo, Figura 2.9A, e convexo, Figura 2.9B. O espelho côncavo foi obtido no trabalho de mestrado a ser defendido da aluna Fernanda Frigério, onde uma mesma amostra, dependendo de sua orientação, apresenta os dois tipos de espelho. O espelho convexo foi obtido com maior frequência em várias amostras utilizadas. Estes transientes estão relacionados com a expansão termo-elástica na amostra devido ao aquecimento superficial.

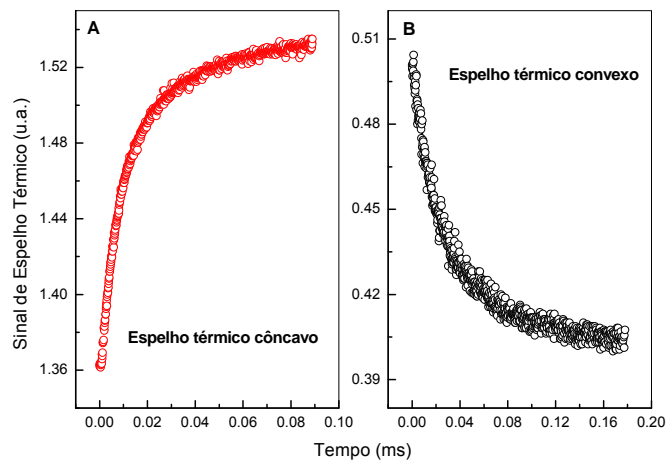


Figura 2.9: Representação do sinal para a formação de um espelho térmico (A) côncavo e (B) convexo.

É neste processo de interação da luz com a amostra que podemos obter as informações desejadas a respeito da amostra, tal como θ , t_c e a difusividade térmica.

Capítulo 3

Modelo Teórico para o Espelho Térmico

Neste capítulo apresentaremos um breve resumo do modelo teórico para a técnica de espelho térmico resolvido no tempo. Mostraremos resumidamente os cálculos do perfil de temperatura e deformação superficial na amostra, a diferença de fase e a propagação do feixe de prova até o detector e a função que nos fornece a intensidade no centro do feixe de prova calculada na superfície do detector.

3.1. Perfil de Temperatura

Com a variação da temperatura numa região em torno da superfície da amostra ocorre a deformação superficial. Consideraremos que a amostra possui uma determinada espessura, e que elas se comportam como um meio semi-infinito, onde as dimensões radiais do laser são muito menores do que as dimensões radiais da amostra.

O perfil de temperatura dentro de uma amostra semi-infinita é representada, em coordenadas cilíndricas (imposta pela simetria do feixe de excitação), pela solução da equação diferencial de condução de calor dada por:

$$\frac{\partial}{\partial t} T(r, z, t) - \frac{k}{c\rho} \nabla^2 T(r, z, t) = Q(r, z) \quad (3.1)$$

Sendo k, c e ρ são, respectivamente, a condutividade térmica, o calor específico e densidade de massa, e $T(r, z, t)$ é o aumento de temperatura na amostra.

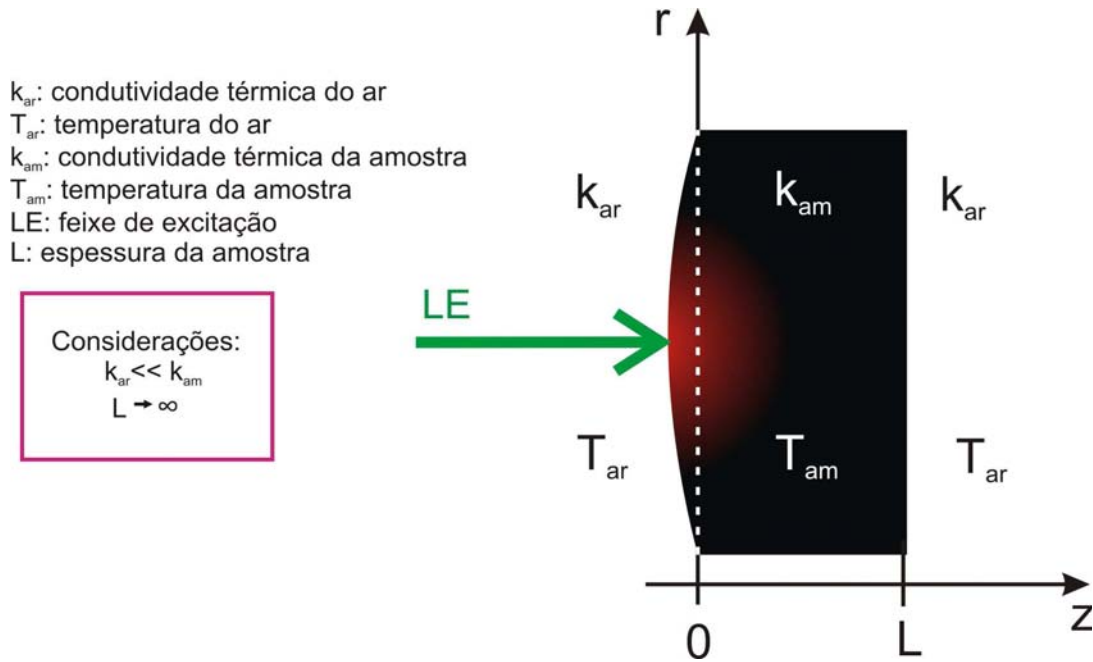


Figura 3.1: Sistema de coordenadas para o perfil de temperatura [11].

As condições iniciais e de contorno são:

$$\left. \begin{aligned}
 T(r, z, 0) &= 0 \\
 T(\infty, z, t) &= 0 \\
 \frac{\partial}{\partial z} T(r, z, t) \Big|_{z=0} &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (3.2)$$

Para definir essas condições, supomos que a temperatura da amostra seja homogênea em $t = 0$, onde $T(r, z, 0) = 0$, ou seja, não há variação de temperatura em $t = 0$. Outra condição é quando impomos que o aquecimento na direção radial nunca alcança a borda. Isso deve acontecer se as dimensões radiais da fonte de calor, nesse caso o feixe laser, forem muito menores que as dimensões radiais da amostra. Matematicamente escrevemos essa condição como $T(\infty, z, t) = 0$. Como temos dois meios diferentes, o ar e a amostra, precisamos considerar as suas respectivas condutividades, onde a condutividade do ar é muito menor do que a condutividade da amostra, condição essa que é equivalente a terceira condição onde consideramos que há fluxo de calor entre amostra e ar.

Quando excitamos a amostra com um feixe gaussiano¹ temos um termo de fonte $Q(r, z)$:

$$Q(r, z) = Q_0 e^{-\frac{2r^2}{\omega_{0e}^2}} Q(z) \quad (3.3)$$

Com

$$Q_0 = \frac{2P_e A_e}{\rho c \pi \omega_{0e}^2} \varphi \quad (3.4)$$

sendo $Q(r, z)$ a dependência do termo de fonte em z . A_e é o coeficiente de absorção óptica no comprimento de onda do feixe de excitação, P_e a potência do laser de excitação, ω_{0e} o seu raio na cintura do feixe e φ é a fração de energia absorvida convertida em calor. Em materiais luminescentes, parte da energia do feixe de excitação (hc/λ_{ex}) é absorvida e convertida em calor e parte convertida em luz, gerando emissão com energia média $hc\langle\lambda_{em}^{-1}\rangle$, neste caso φ é dada por:

$$\varphi = 1 - \eta \langle\lambda_{em}^{-1}\rangle \lambda_{ex} \quad (3.5)$$

com η , λ_{ex} e λ_{em} sendo respectivamente a eficiência quântica² de luminescência, o comprimento de onda do feixe de excitação e o comprimento de onda médio da emissão de luminescência. Quando $\eta = 0$ significa que toda a energia absorvida foi convertida em calor.

Para obter a solução $T(r, z, t)$, retornaremos à equação de condução de calor e utilizaremos o método de transformadas, pois queremos obter uma outra equação mais simples, resolvê-la e então calcular a sua transformada inversa, obtendo a solução original.

Para isso utilizamos as transformadas de Laplace ($t \rightarrow s$), Fourier ($z \rightarrow \lambda$) em cossenos (F_c) e de Hankel ($r \rightarrow \alpha$) que são dadas respectivamente por:

¹ Apêndice A.

² η é a razão entre o número de fótons emitidos pelo número de fótons absorvidos.

$$F(s) = L[f(t)] = \int_0^{\infty} e^{-st} f(t) dt \quad (3.6)$$

$$F_c(\lambda) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} f(z) \cos(\lambda z) dz \quad (3.7)$$

$$F(\alpha) = H\{f(r)\} = \int_0^{\infty} f(r) J_0(\alpha r) r dr \quad (3.8)$$

Depois de algumas passagens obtemos:

$$s\tilde{T}(\alpha, \lambda, s) + \frac{k}{c\rho}(\alpha^2 + \lambda^2)\tilde{T}(\alpha, \lambda, s) = \frac{Q(\alpha, \lambda)}{s} \quad (3.9)$$

sendo $\tilde{T}(\alpha, \lambda, s)$ a transformada para $T(r, z, t)$ e

$$Q(\alpha, \lambda) = Q_0 Q(\lambda) \int_0^{\infty} e^{-\frac{2r^2}{a_0^2}} J_0(\alpha r) r dr = Q_0 Q(\lambda) \frac{\omega_0^2}{4} e^{-\frac{1}{8}\omega_0^2 \alpha^2} \quad (3.10)$$

Aqui J_0 é a função de Bessel de primeira espécie.

Podemos reescrever a solução $T(r, z, t)$ no espaço de Laplace-Fourier-Hankel como:

$$\tilde{T}(\alpha, \lambda, s) = \frac{Q(\alpha, \lambda)}{s \left(s + \left(\frac{k}{c\rho} \right) (\alpha^2 + \lambda^2) \right)}, \quad (3.11)$$

Em que

$$Q(\alpha, \lambda) = Q(\alpha) Q(\lambda) \quad (3.12)$$

$$Q(\alpha) = Q_0 \frac{\omega_0^2}{4} e^{-\frac{1}{8}\omega_0^2 \alpha^2}.$$

Agora faremos o caminho contrário, que é aplicar as transformadas inversas em $\tilde{T}(\alpha, \lambda, s)$ a fim de obter a $T(r, z, t)$ novamente. Aplicando a transformada inversa de Laplace podemos escrever $T(\alpha, \lambda, t)$ no espaço de Hankel-Fourier como:

$$T(\alpha, \lambda, t) = \int_0^t Q(\alpha, \lambda) e^{-\frac{k}{\rho c}(\alpha^2 + \lambda^2)\tau} d\tau. \quad (3.13)$$

Agora, na equação (3.13) aplicamos a transformada inversa de Hankel ($H^{-1}\{F(\alpha)\}$):

$$f(r) = H^{-1}\{F(\alpha)\} = \int_0^\infty F(\alpha) J_0(\alpha r) d\alpha \quad (3.14)$$

Obtendo assim

$$T(r, \lambda, t) = Q_0 \int_0^t Q(\lambda) e^{-\frac{\omega_{0e}^2 \lambda^2 2\tau}{8 t_c}} \left(\frac{e^{-\frac{2r^2 / \omega_{0e}^2}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)}}}{1 + \frac{2\tau}{t_c}} \right) d\tau. \quad (3.15)$$

Nesta expressão definimos $t_c = \frac{\omega_{0e}^2}{4D}$, o tempo característico de formação do espelho térmico.

Tendo a solução para a equação de condução de calor no espaço r-Fourier-t, nos resta aplicar a transformada inversa de Fourier em cossenos para obtermos $f(z)$. Assim, por definição

$$T(r, z, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty T_c(r, \lambda, t) \cos(z\lambda) d\lambda. \quad (3.16)$$

Vamos definir $Q(z)$, para os casos assintóticos de A_e : 1) quando A_e tende a zero, e 2) quando A_e tende a infinito:

$$\begin{array}{l}
 1) \text{ Modelo de baixa absorção (LAM)} \\
 2) \text{ Modelo da Lei de Beer (BLM)} \\
 3) \text{ Modelo para alta absorção (HAM)}
 \end{array}
 \left. \begin{array}{l}
 A_e \rightarrow 0 \\
 A_e \\
 A_e \rightarrow \infty
 \end{array} \right\} Q(z) = \begin{cases} 1 \\ e^{-A_e z} \\ (2/A_e)\delta(z) \end{cases} \quad (3.17)$$

O BLM é o modelo completo para estudo da deformação superficial para qualquer valor de A_e , o HAM e o LAM são aproximações para casos limites. Como no nosso trabalho utilizamos apenas materiais com alto valor de coeficiente de absorção óptica mostraremos apenas o modelo completo BLM e a aproximação HAM, pois o modelo teórico com maiores detalhes foi apresentado anteriormente [11].

Definidos os respectivos $Q(z)$, vamos determinar a solução $T(r, z, t)$ para cada modelo:

a) Modelo para alta absorção

Calculando $Q(\lambda)$ através da transformada de Fourier em cossenos no caso $A_e \rightarrow \infty$ (eq. 3.17)), temos:

$$Q(\lambda) = F_c \{Q(z)\} = F_c \left\{ \frac{2}{A_e} \delta(z) \right\} = \frac{2}{A_e \sqrt{2\pi}} \quad (3.18)$$

Substituindo (3.18) em (3.15), obtemos:

$$T(r, \lambda, t) = Q_0 \int_0^t \frac{2}{A_e \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{\omega_{0e}^2 \lambda^2 2\tau}{8 t_c}} \left(\frac{e^{-\frac{2r^2 / \omega_{0e}^2}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)}}}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)} \right) d\tau \quad (3.19)$$

Aplicando a transformada inversa de Fourier em cossenos em (3.19), obtemos a $T(r, z, t)$, dada por:

$$T(r, z, t) = Q_0 \frac{2}{A_e} \int_0^t \frac{e^{-\frac{z^2 t_c}{\omega_{0e}^2}}}{\sqrt{\pi} \sqrt{\omega_{0e}^2 \tau / t_c}} \left(\frac{e^{-\frac{2r^2 / \omega_{0e}^2}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)}}}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)} \right) d\tau \quad (3.20)$$

Substituindo $Q_0 = \frac{2P_e A_e}{\rho c \pi \omega_{0e}^2} \phi$ em (3.20) e chamando $T_0 = \frac{P_e \phi}{\pi \rho c}$, obtemos:

$$T_{HAM}(r, z, t) = T_0 \int_0^t \frac{4e^{-\frac{z^2 t_c}{\omega_{0e}^2 \tau}}}{\sqrt{\pi} \sqrt{\omega_{0e}^2 \tau / t_c}} \left(\frac{e^{-\frac{2r^2 / \omega_{0e}^2}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)}}}{\omega_{0e}^2 \left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)} \right) d\tau \quad (3.21)$$

b) Modelo completo

Calculando $Q(\lambda)$ através da transformada de Fourier em cossenos no $A_e = e^{-A_e z}$ (eq. (3.17)), temos:

$$Q(\lambda) = F_c \{Q(z)\} = F_c \{e^{-A_e z}\} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A_e}{A_e^2 + \lambda^2} \quad (3.22)$$

Substituindo (3.22) em (3.15), obtemos:

$$T(r, \lambda, t) = Q_0 \int_0^t \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A_e}{A_e^2 + \lambda^2} e^{\frac{\omega_{0e}^2 \lambda^2 2\tau}{8 t_c}} \left(\frac{e^{-\frac{2r^2 / \omega_{0e}^2}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)}}}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)} \right) d\tau \quad (3.23)$$

Depois de aplicar a transformada inversa de Fourier em cossenos em (3.23), e usando o teorema da convolução, os termos que eram dependentes de λ tornam-se:

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{2} e^{-sA_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\sqrt{2} e^{-\frac{(z+s)^2 t_c}{\omega_{0e}^2 \tau}} \sqrt{t_c}}{\omega_{0e} \sqrt{\tau}} + \frac{\sqrt{2} e^{-\frac{(z-s)^2 t_c}{\omega_{0e}^2 \tau}} \sqrt{t_c}}{\omega_{0e} \sqrt{\tau}} \right) ds \quad (3.24)$$

Resolvendo (3.24) e substituindo o resultado em (3.23), chegamos em:

$$T(r, z, t) = \frac{1}{2} Q_0 \int_0^t e^{\frac{1}{4} A_e \left(-4z + \frac{A_e \omega_{0e}^2 \tau}{t_c} \right)} \left(\frac{e^{-\frac{2r^2 / \omega_{0e}^2}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)}}}{\left(1 + (2\tau / t_c)\right)} \right) \left(\operatorname{Erfc} \left(\frac{A_e \omega_{0e}^2 \tau - 2zt_c}{2\omega_{0e} \sqrt{t_c \tau}} \right) + e^{2zA_e} \times \operatorname{Erfc} \left(\frac{A_e \omega_{0e}^2 \tau + 2zt_c}{2\omega_{0e} \sqrt{t_c \tau}} \right) \right) d\tau \quad (3.25)$$

Substituindo $Q_0 = (2P_e A_e) \phi / (\rho c \pi \omega_{0e}^2)$ em (3.25) e chamando $T_0 = (P_e \phi) / (\pi \rho c)$, obtemos:

$$T_{BLM}(r, z, t) = T_0 \int_0^t \frac{A_e e^{\frac{A_e}{4} \left(\frac{A_e \omega_{0e}^2 \tau}{t_c} - 4z \right)}}{\omega_{0e}^2 \left(1 + (2\tau / t_c)\right)} e^{-\frac{2r^2 / \omega_{0e}^2}{\left(1 + \frac{2\tau}{t_c}\right)}} \left(\operatorname{Erfc} \left(\frac{A_e \omega_{0e}^2 \tau - 2zt_c}{2\sqrt{\omega_{0e}^2 t_c \tau}} \right) + e^{2zA_e} \times \operatorname{Erfc} \left(\frac{A_e \omega_{0e}^2 \tau + 2zt_c}{2\sqrt{\omega_{0e}^2 t_c \tau}} \right) \right) d\tau \quad (3.26)$$

Sendo $\operatorname{Erfc}(x)$ a função erro complementar.

Simulações feitas em trabalhos anteriores [11,12], mostram que o uso das aproximações para realização dos ajustes para seu respectivo valor de coeficiente de absorção são vantajosos, pois diminuem o tempo de ajuste e podem garantir a precisão dos mesmos em relação ao modelo completo da Lei de Beer, como é mostrado na Figura 3.2.

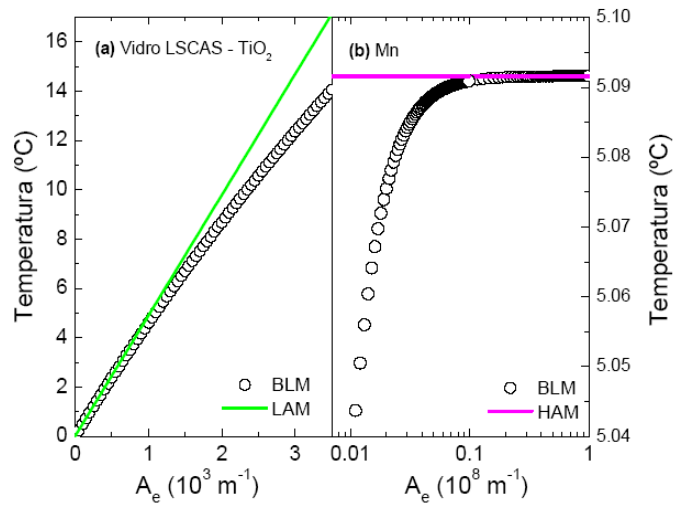


Figura 3.2: Temperatura na superfície da amostra para $x = y = z = 0$ em função de A_e . Parâmetros utilizados para as simulações foram: a) do vidro LSCAS dopado com TiO_2 e b) do manganês metálico [11].

Mostramos os dois modelos, o completo e aproximado para alto valor de coeficiente de absorção, mas como nossas amostras são de aço inoxidável usaremos para ajustar nossos dados apenas o HAM, que é a aproximação do modelo BLM, ou completo, para amostras com coeficientes de absorção óptica muito grandes ($A_e \geq 10^5 m^{-1}$).

A Figura 3.3 mostra uma aproximação do HAM e do BLM para três valores diferentes de absorção. Como podemos ver, a aproximação HAM torna-se consistente para valores mais altos da absorção, ou seja, para $A_e > 10^5 m^{-1}$, sendo que para valores inferiores a este, o erro fica maior que 10%, o que tornaria seu uso inconveniente [12].

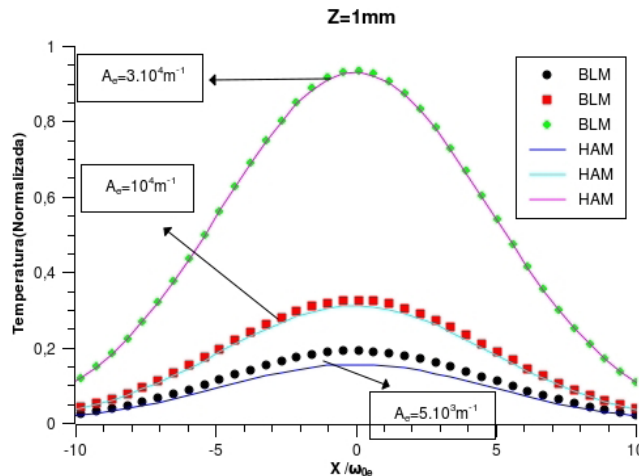


Figura 3.3: Perfis radiais de temperatura, BLM e HAM, $z = 1mm$ [12].

Encontrando a solução do perfil de temperatura podemos encontrar agora a solução do perfil de deformação.

3.2. Perfil de Deformação

O aquecimento da amostra gera uma deformação na superfície, ou seja, o laser incidindo sobre a amostra provoca um aumento de temperatura da amostra, levando a uma deformação superficial, que é o tópico a ser mostrado nesta seção.

Na aproximação quase-estática, considerando o sistema em coordenadas cilíndricas, a equação termoelástica [17] é dada por:

$$(1-2\nu)\nabla^2\vec{u}(r,z,t)+\nabla(\nabla\cdot\vec{u}(r,z,t))=2(1+\nu)\alpha_T\nabla T(r,z,t) \quad (3.27)$$

As condições de contorno na superfície ($z = 0$), na região que é livre de tensão, são:

$$\sigma_{rz}|_{z=0}=0 \quad (3.28)$$

$$\sigma_{zz}|_{z=0}=0 \quad (3.29)$$

sendo $\vec{u}(r,z,t)$ o vetor deformação, α_T o coeficiente de expansão térmico linear, ν a razão de Poisson e σ_{rz} e σ_{zz} as componentes de tensão perpendiculares à superfície da amostra. A Figura 3.4 mostra o que o vetor $\vec{u}(r,z,t)$ representa realmente.

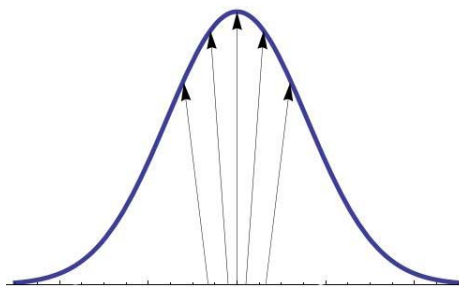


Figura 3.4: Vetores de deslocamento. O eixo horizontal representa a superfície da amostra quando em repouso, os vetores indicam o deslocamento de um ponto da superfície quando ela é aquecida localmente pelo feixe de excitação [12].

A solução da equação (3.27) pode ser escrita por meio da introdução do potencial de deslocamento escalar $\Phi(r, z, t)$ e da função de Love $\psi(r, z, t)$, em coordenadas cilíndricas, sendo Φ a solução da equação de Poisson:

$$\nabla^2 \Phi(r, z, t) = \chi T(r, z, t) \quad (3.30)$$

$$\chi = \alpha_T \left(\frac{1+\nu}{1-\nu} \right) \quad (3.31)$$

A função de Love, $\psi(r, z, t)$, é a solução da equação biarmônica:

$$\nabla^2 \nabla^2 \psi(r, z, t) = 0 \quad (3.32)$$

A deformação na superfície é dada por:

$$\bar{u}(r, z, t) = \bar{u}(r, z, t) + \bar{\bar{u}}(r, z, t) \quad (3.33)$$

com

$$\bar{u}_z(r, z, t) = \frac{\partial \Phi}{\partial z} \quad (3.34)$$

$$\bar{u}_r(r, z, t) = \frac{\partial \Phi}{\partial r} \quad (3.35)$$

$$\bar{\bar{u}}_z(r, z, t) = \frac{1}{1-2\nu} \left[2(1-\nu) \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \psi \quad (3.36)$$

$$\bar{\bar{u}}_r(r, z, t) = \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial \psi}{\partial z} \right] \quad (3.37)$$

Resolvendo as equações (3.30) e (3.32) com a aplicação das condições de contorno sobre a tensão podemos obter uma solução para a equação termoelástica,

(eq. (3.27)), determinando o perfil da deformação superficial na amostra, devido a incidência do feixe de excitação.

Começando pela equação de Poisson (eq. (3.30)), podemos reescrever $T(r, z, t)$ no espaço de Hankel-Fourier-t, $T(\alpha, \lambda, t)$, por meio de suas transformadas inversas, tal como feito no perfil de temperatura:

$$T(r, z, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} T(\alpha, \lambda, t) \cos(\lambda z) J_0(\alpha r) \alpha d\alpha d\lambda \quad (3.38)$$

sendo $T(\alpha, \lambda, t)$, a mesma descrita na eq. (3.13).

Para satisfazer a equação de Poisson temos que:

$$\Phi(r, z, t) = -\chi \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{T(\alpha, \lambda, t)}{(\alpha^2 + \lambda^2)} \cos(\lambda z) J_0(\alpha r) \alpha d\alpha d\lambda \quad (3.39)$$

Podemos verificar a solução $\Phi(r, z, t)$, aplicando-lhe o laplaciano em coordenadas cilíndricas e teremos:

$$\nabla^2 \Phi(r, z, t) = \chi \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} T(\alpha, \lambda, t) [-(\alpha^2 + \lambda^2) \cos(\lambda z) J_0(\alpha r)] \alpha d\alpha d\lambda \quad (3.40)$$

Assim para que a igualdade da eq. (3.30) seja verdadeira temos que a sua solução é da forma da eq. (3.39).

O próximo passo é tratar a equação biarmônica descrita pela eq. (3.32). Sua solução geral é a dada pela função de Love e pode ser escrita como:

$$\psi(r, z) = \int_0^{\infty} (C + \alpha z G) e^{-\alpha z} J_0(\alpha r) d\alpha \quad (3.41)$$

com C e G sendo constantes que satisfazem as condições de contorno e que depois de alguns cálculos obtemos:

$$G = \alpha(1 - 2\nu) f(\alpha, t) \quad (3.42)$$

e

$$C = 2\nu\chi(1-2\nu)f(\alpha, t) \quad (3.43)$$

Agora vamos reescrever a equação de Love (3.41), usando (3.42) e (3.43),

$$\psi = \chi \int_0^{\infty} (1-2\nu)(\alpha z + 2\nu) f(\alpha, t) e^{-\alpha z} J_0(\alpha r) d\alpha \quad (3.44)$$

A deformação total $u_z(r, z, t)$ é dado por:

$$u_z(r, z, t) = \bar{u}_z(r, z, t) + \bar{\bar{u}}_z(r, z, t) \quad (3.45)$$

Agora temos que encontrar \bar{u}_z e $\bar{\bar{u}}_z$. Vamos partir de \bar{u}_z fazendo a substituição de (3.40) em (3.34) temos:

$$\bar{u}_z(r, z, t) = \chi \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} \left[\int_0^{\infty} \frac{T(\alpha, \lambda, t)}{\alpha^2 + \lambda^2} \lambda \operatorname{sen}(\lambda z) d\lambda \right] J_0(\alpha r) \alpha d\alpha \quad (3.46)$$

em $z = 0$,

$$\bar{u}_z(r, 0, t) = 0 \quad (3.47)$$

Para $\bar{\bar{u}}_z$ substituiremos (3.44) em (3.36), assim:

$$\begin{aligned} \bar{\bar{u}}_z(r, z, t) &= \frac{1}{1-2\nu} \left[2(1-\nu) \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] \left[\chi \int_0^{\infty} (1-2\nu)(\alpha z + 2\nu) f(\alpha, t) e^{-\alpha z} J_0(\alpha r) d\alpha \right] \\ \bar{\bar{u}}_z(r, z, t) &= -\chi \int_0^{\infty} \alpha^2 (\alpha z - 2\nu + 2) f(\alpha, t) e^{-\alpha z} J_0(\alpha r) d\alpha \end{aligned} \quad (3.48)$$

em $z = 0$, temos:

$$\bar{\bar{u}}_z(r, 0, t) = -2\chi(1-\nu) \int_0^{\infty} \alpha^2 f(\alpha, t) J_0(\alpha r) d\alpha \quad (3.49)$$

Com as equações (3.45), (3.47) e (3.49) podemos escrever a deformação total em $z = 0$, $u_z(r, z, t)$:

$$u_z(r, 0, t) = -2\chi(1-\nu) \int_0^{\infty} \alpha^2 f(\alpha, t) J_0(\alpha r) d\alpha \quad (3.50)$$

sendo:

$$f(\alpha, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left\{ \int_0^{\infty} \left[\int_0^t Q(\alpha, \lambda) e^{-D(\alpha^2 + \lambda^2)\tau} d\tau \right] (\alpha^2 + \lambda^2)^{-1} d\lambda \right\} \quad (3.51)$$

e lembrando que:

$$T(\alpha, \lambda, t) = \int_0^t Q(\alpha, \lambda) e^{-\frac{k}{\rho c}(\alpha^2 + \lambda^2)\tau} d\tau \quad (3.13)$$

$$Q(\alpha, \lambda) = Q(\alpha)Q(\lambda) \quad (3.12)$$

$$Q(\alpha) = Q_0 \frac{\omega_{0e}^2}{4} e^{-\frac{1}{8}\omega_{0e}^2\alpha^2}$$

$$Q(\lambda) = F_c \{Q(z)\} \quad (3.52)$$

$$Q_0 = \frac{2P_e A_e}{\rho c \pi \omega_{0e}^2} \varphi \quad (3.4)$$

$$D = \frac{k}{\rho c} = \frac{\omega_{0e}^2}{4t_c} \quad (3.53)$$

Assim como no caso do perfil de temperatura, vamos considerar os mesmos 2 casos para o termo de $Q(z) = Q_0 e^{\frac{-2r^2}{\omega_{0e}^2}}$ para determinar a $u_z(r, z, t)$:

a)HAM

$$Q(\lambda) = F_c \{Q(z)\} = F_c \left\{ \frac{2}{A_e} \delta(z) \right\} = \frac{2}{A_e \sqrt{2\pi}}$$

A partir de algumas equações podemos obter a $f(\alpha, t)$ para o caso de alta absorção:

$$f(\alpha, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \int_0^t Q(\alpha) \left(\frac{2}{\sqrt{2\pi A_e}} \right) e^{-\frac{\omega_{0e}^2}{4t_c} (\alpha^2 + \lambda^2) \tau} (\alpha^2 + \lambda^2)^{-1} d\tau d\lambda \quad (3.54)$$

integrando (3.54) em λ :

$$f(\alpha, t) = \int_0^t Q(\alpha) \frac{1}{\alpha A_e} \left(\operatorname{Erfc} \left(\frac{\alpha \omega_{0e}^2 \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}} \right) \right) d\tau \quad (3.55)$$

Fazendo algumas substituições em (3.50) obtemos o perfil de deformação total para o modelo HAM:

$$u_{z(HAM)}(r, 0, t) = -\alpha_T (1 + \nu) T_0 \int_0^\infty \int_0^t \operatorname{Erfc} \left(\frac{\alpha \omega_{0e}^2 \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}} \right) \left(e^{-\frac{\omega_{0e}^2 \alpha^2}{8} \tau} \right) \frac{J_0(\alpha r)}{\alpha} d\tau d\alpha \quad (3.56)$$

b) BLM

$$Q(\lambda) = F_c \{Q(z)\} = F_c \{e^{-A_e z}\} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{A_e}{A_e^2 + \lambda^2}$$

A partir de (3.54) podemos obter a $f(\alpha, t)$ para o modelo da Lei de Beer:

$$f(\alpha, t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^\infty \int_0^t Q(\alpha) \frac{A_e \sqrt{2/\pi}}{A_e^2 + \lambda^2} \left(e^{-\frac{\omega_{0e}^2}{4t_c} (\alpha^2 + \lambda^2) \tau} \right) (\alpha^2 + \lambda^2)^{-1} d\tau d\lambda \quad (3.57)$$

Integrando (3.57) em λ :

$$f(\alpha, t) = \int_0^t Q(\alpha) \frac{-A_e \operatorname{Erfc}\left(\frac{\alpha \omega_{0e}^2 \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}}\right) + e^{-\frac{(\alpha^2 - A_e^2) \omega_{0e}^2 \tau}{4t_c}} \alpha \operatorname{Erfc}\left(\frac{A_e \omega_{0e} \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}}\right)}{\alpha^3 - \alpha A_e^2} d\tau \quad (3.58)$$

Fazendo algumas substituições em (3.50) obtemos o perfil de deformação total para o modelo BLM:

$$u_{z(BLM)}(r, 0, t) = -\alpha_T (1 + \nu) A_e T_0 \int_0^\infty \int_0^t \frac{1}{\alpha^3 - \alpha A_e^2} \left(-A_e \operatorname{Erfc}\left(\frac{\alpha \omega_{0e}^2 \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}}\right) + e^{-\frac{(\alpha^2 - A_e^2) \omega_{0e}^2 \tau}{4t_c}} \times \right. \\ \left. \times \alpha \operatorname{Erfc}\left(\frac{A_e \omega_{0e} \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}}\right) \right) \left(e^{-\frac{\alpha^2 \omega_{0e}^2}{8}} \right) J_0(\alpha r) d\tau d\alpha \quad (3.59)$$

Da mesma forma que foi feito para o perfil de temperatura, faremos uma análise de como os parâmetros influenciam o comportamento de $r(r, z, t)$ com as equações seguintes:

$$u_{z(HAM)}(r, z, t) = -\alpha_T (1 + \nu) T_0 \int_0^\infty \int_0^t \frac{(\alpha z)}{t_c} e^{-\frac{\omega_{0e}^2 \alpha^2}{8}} \frac{1}{8\alpha} \left[t \alpha^2 \omega_{0e}^2 \operatorname{Erfc}\left(\frac{\alpha \omega_{0e}^2 \sqrt{t}}{2\sqrt{t_c}}\right) + \right. \\ \left. - \frac{2e^{-\frac{t \alpha^2 \omega_{0e}^2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{t_c} t \omega_{0e} \alpha}}{\sqrt{\pi}} + \operatorname{Erfc}\left(\frac{\omega_{0e}^2 \sqrt{t} \alpha}{2\sqrt{t_c}}\right) t_c \right] \frac{J_0(\alpha r)}{\alpha} e^{-\alpha z} d\alpha \quad (3.60)$$

$$u_{z(BLM)}(r, z, t) = -\alpha_T (1 + \nu) A_e T_0 \int_0^\infty \left(\frac{t A_e \omega_{0e}^2 \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{t} \omega_{0e} \alpha / 2\sqrt{t_c}\right)}{\alpha^3 - \alpha A_e^2} + \frac{2e^{-\frac{t \omega_{0e}^2 \alpha^2}{4t_c}} \sqrt{t_c} t A_e \omega_{0e}}{\sqrt{\pi} (\alpha^4 - \alpha^2 \beta^2)} + \right. \\ \left. \left. \frac{2t_c}{\alpha^3 (\alpha^2 - A_e^2)^2} \left((-3\alpha^2 A_e + A_e^2) \operatorname{Erf}\left(\sqrt{t} \omega_{0e} \alpha / 2\sqrt{t_c}\right) + 2\alpha^3 \left(1 - e^{-\frac{t(\alpha^2 - A_e^2) \omega_{0e}^2}{4t_c}} \operatorname{Erfc}\left(\sqrt{t} \omega_{0e} A_e / (2\sqrt{t_c})\right) \right) \right) \right) \right) J_0(\alpha r) d\alpha$$

$$\times \frac{z\alpha e^{-\frac{\alpha^2 a_{0e}^2}{8}}}{4} e^{-z\alpha} J_0(r\alpha) d\alpha \quad (3.61)$$

O comportamento do perfil de deslocamento em função do tempo e da profundidade podem ser mostrados respectivamente nas Figuras 3.5 e 3.6.

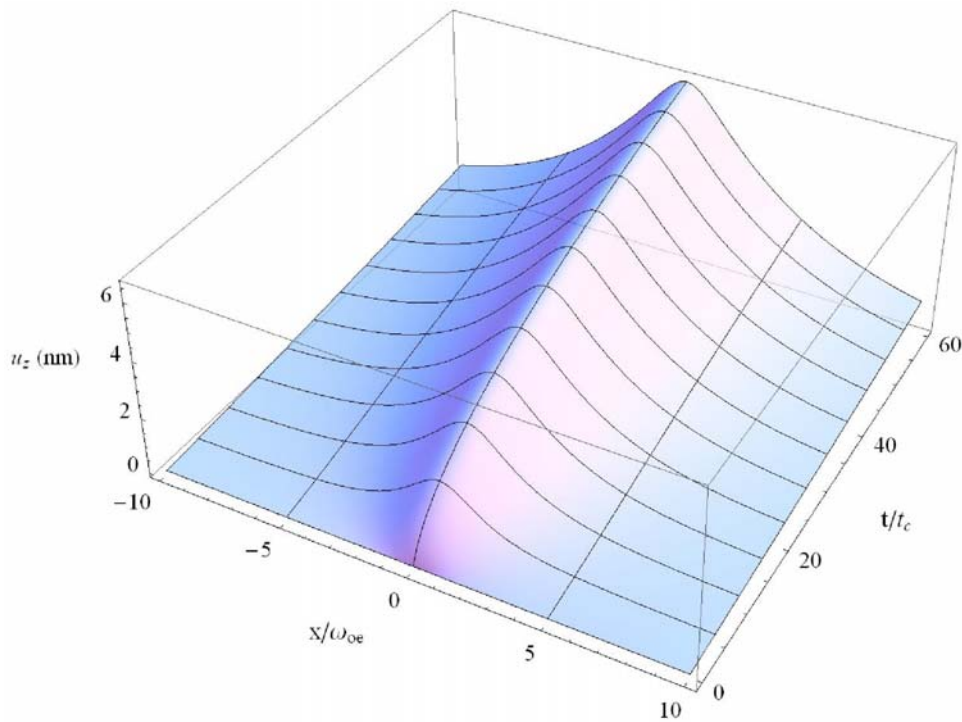


Figura 3.5: Evolução temporal do perfil de deslocamento da superfície da amostra. Nesta simulação foram utilizados os parâmetros de um vidro LSCAS dopado com 3.5% de TiO_2 [12]: $A_e = 10.61 cm^{-1}$, $D = 6 \times 10^{-3} cm^2/s$, $k = 1.5 W/mK$, $\alpha_T = 7.7$, $\nu = 0.29$, $\varphi = 0.72$, e os parâmetros para o laser foram $P_e = 20 mW$, $\lambda_e = 524 nm$ e $\omega_{0e} = 44 \mu m$ ($t_c = 0.81 ms$) [11].

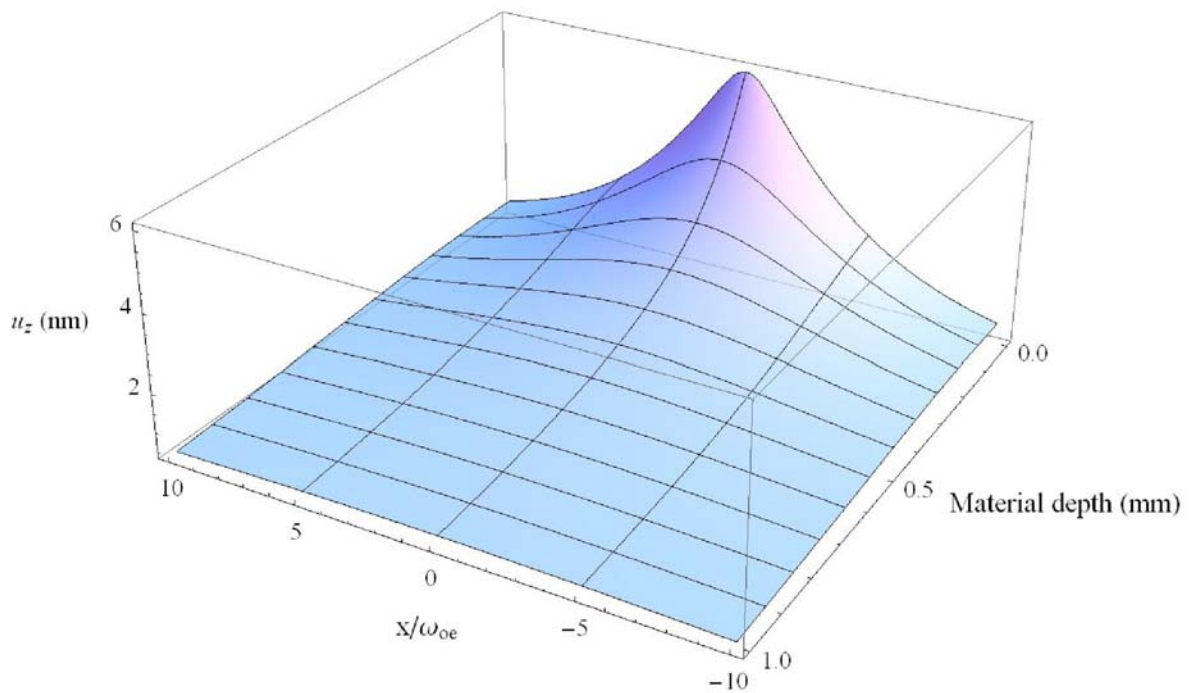


Figura 3.6: Perfil de deformação da amostra, em função da profundidade. Foram utilizados os mesmos parâmetros da figura 16 [11].

Na Figura 3.7 temos o perfil de temperatura e a deformação superficial induzida por ele e ambos não seguem uma distribuição gaussiana. Como podemos notar o perfil de deslocamento não acompanha diretamente a temperatura, pois a deformação de um ponto não depende apenas da temperatura desse ponto.

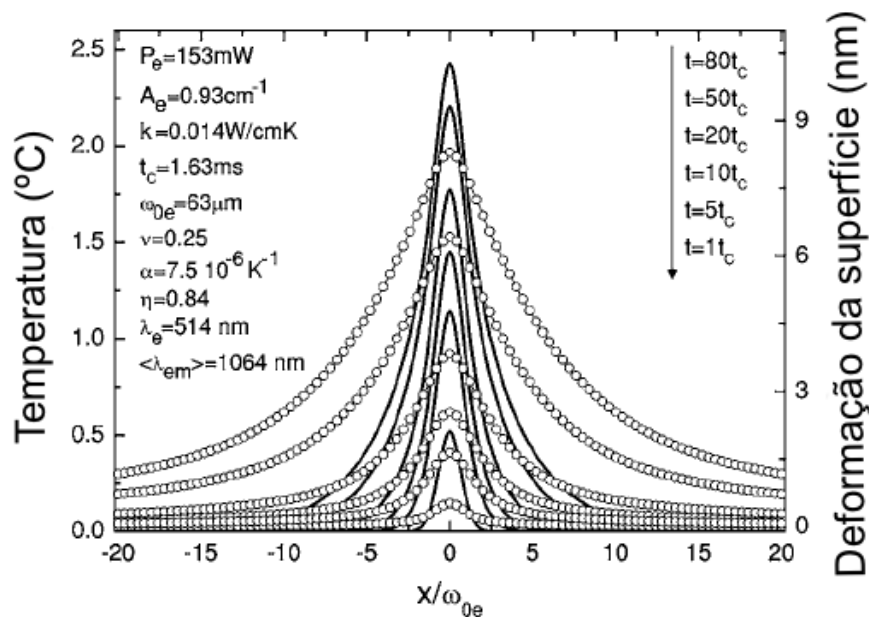


Figura 3.7: Perfil de temperatura (linha sólida) e a deformação da superfície (círculos abertos) para a amostra vidro LSCAS dopado com 2% de Nd_2O_3 no plano $x-z$ para $y = 0$, para o modelo LAM. Os dados estão mostrado na figura [18].

3.3. Diferença de Fase

A diferença de fase na frente de onda do feixe refletido ocorre no efeito de espelho térmico devido a superfície deformada que é semelhante a um elemento óptico, ou seja, ocorre uma pequena perturbação na forma de um atraso de fase adicional na frente de onda esférica [19]. Esta variação da fase do feixe de prova no ET pode ser obtida por meio da expressão [5] (Figura 3.8):

$$\phi(r, 0, t) = \frac{2\pi}{\lambda_p} 2u_z(r, 0, t) \quad (3.62)$$

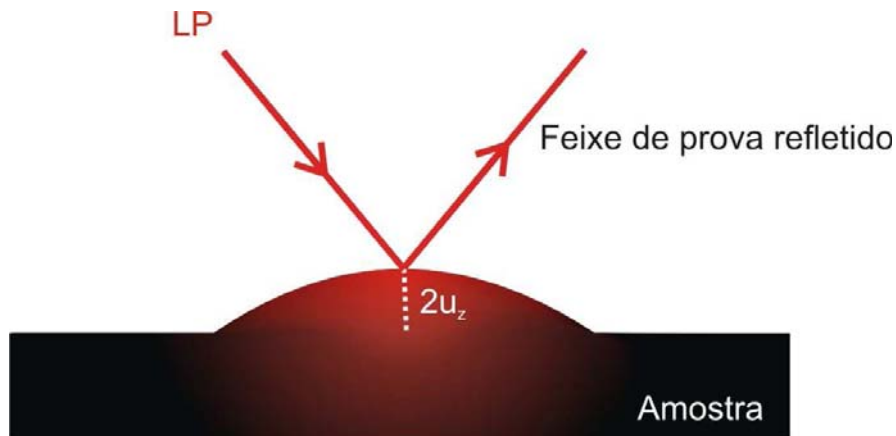


Figura 3.8: Representação da influência da deformação na fase do feixe de prova refletido, sendo LP o feixe de prova [11].

Por substituição direta das equações do perfil de deformação (3.56) e (3.59) em (3.62), HAM e BLM, respectivamente, e então obtemos a diferença de fase, $\phi(r, t)$, nos dois modelos:

a) HAM

$$\phi(r, t) = -\frac{4}{\pi} \left[\alpha_T (1+\nu) T_0 \int_0^\infty \int_0^t \operatorname{Erfc} \left(\frac{\alpha \omega_{0e}^2 \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}} \right) \left(e^{-\frac{\omega_{0e}^2 \alpha^2}{8}} \right) \frac{J_0(\alpha r)}{\alpha} d\tau d\alpha \right] \quad (3.63)$$

Integrando em relação a τ :

$$\begin{aligned} \phi_{HAM}(r,t) = & -\frac{4\pi}{\lambda_p} \left(-(1+\nu) \alpha_T \frac{T_0}{\omega_{0e}^2} \right) \int_0^\infty \alpha^2 e^{-\frac{\omega_{0e}^2 \alpha^2}{8}} \left[\frac{\omega_{0e}^2}{\alpha} \operatorname{Erfc} \left(\frac{\alpha \omega_{0e} \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}} \right) + \right. \\ & \left. - \frac{2\omega_{0e} e^{-\frac{\omega_{0e}^2 \alpha^2 t}{4t_c}}}{\alpha^2 \sqrt{\pi}} \sqrt{t_c} + \frac{2t_c}{\alpha^3} \operatorname{Erf} \left(\frac{\alpha \omega_{0e} \sqrt{t}}{2\sqrt{t_c}} \right) \right] J_0(\alpha r) d\alpha \end{aligned} \quad (3.64)$$

b) BLM

$$\begin{aligned} \phi(r,t) = & -\frac{4\pi}{\lambda_p} \left[\alpha_T (1+\nu) A_e T_0 \int_0^\infty \int_0^t Q(\alpha) \frac{1}{\alpha^3 - \alpha A_e^2} (-A_e \operatorname{Erfc} \left(\frac{\alpha \omega_{0e} \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}} \right) + \right. \\ & \left. + \left(e^{-\frac{(\alpha^2 - A_e^2) \omega_{0e}^2 \tau}{4t_c}} \right) \alpha \operatorname{Erfc} \left(\frac{A_e \omega_{0e} \sqrt{\tau}}{2\sqrt{t_c}} \right) \right] \left(e^{-\frac{\alpha^2 \omega_{0e}^2 \tau}{8}} \right) J_0(\alpha r) d\tau d\alpha \end{aligned} \quad (3.65)$$

Integrando em relação a τ :

$$\begin{aligned} \phi_{BLM}(r,t) = & \frac{4\pi}{\lambda_p} \left(-\alpha_T (1+\nu) \frac{A_e T_0}{\omega_{0e}^2} \right) \int_0^\infty e^{-\frac{\alpha^2 \omega_{0e}^2}{8}} \left(\frac{2\omega_{0e} \sqrt{t_c} A_e e^{-\frac{\alpha^2 \omega_{0e}^2 t}{4t_c}}}{\sqrt{\pi} (\alpha^4 - \alpha^2 A_e^2)} - \frac{A_e \omega_{0e} \operatorname{Erfc} \left(\frac{\alpha \omega_{0e} \sqrt{t}}{2\sqrt{t_c}} \right) t}{\alpha^3 - \alpha A_e^2} \right. \\ & \left. + \frac{2t_c}{\alpha^3 (\alpha^2 - \alpha A_e^2)^2} \left((A_e^3 - 3\alpha^2 A_e) \operatorname{Erf} \left(\frac{\alpha \omega_{0e} \sqrt{t}}{2\sqrt{t_c}} \right) + 2\alpha^3 \left(-e^{-\frac{(\alpha^2 - A_e^2) \omega_{0e}^2}{4(t_c/t)}} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. \times \operatorname{Erfc} \left(\frac{A_e \omega_{0e} \sqrt{t}}{2\sqrt{t_c}} \right) \right) \right) J_0(\alpha r) d\alpha \end{aligned} \quad (3.66)$$

3.4. Propagação do Feixe de Prova

Considerando o feixe de prova com perfil gaussiano³ após ser refletido pelo espelho térmico gerado na superfície da amostra, monitoramos a intensidade do seu centro. Por isso precisamos conhecer as equações que descrevem a propagação de tal feixe.

Para representar a propagação deste feixe utilizamos a teoria de difração de Fresnel e o princípio de Huygens. Estabelecemos o plano da superfície da amostra como sendo o plano de entrada e o plano do fotodetector como o plano de saída. Resumindo, o princípio de Huygens diz que a amplitude de um ponto no plano de saída é o resultado da superposição de ondas que se originam do todos os pontos do plano de entrada. A representação do sistema considerado é mostrada na Figura 3.9.

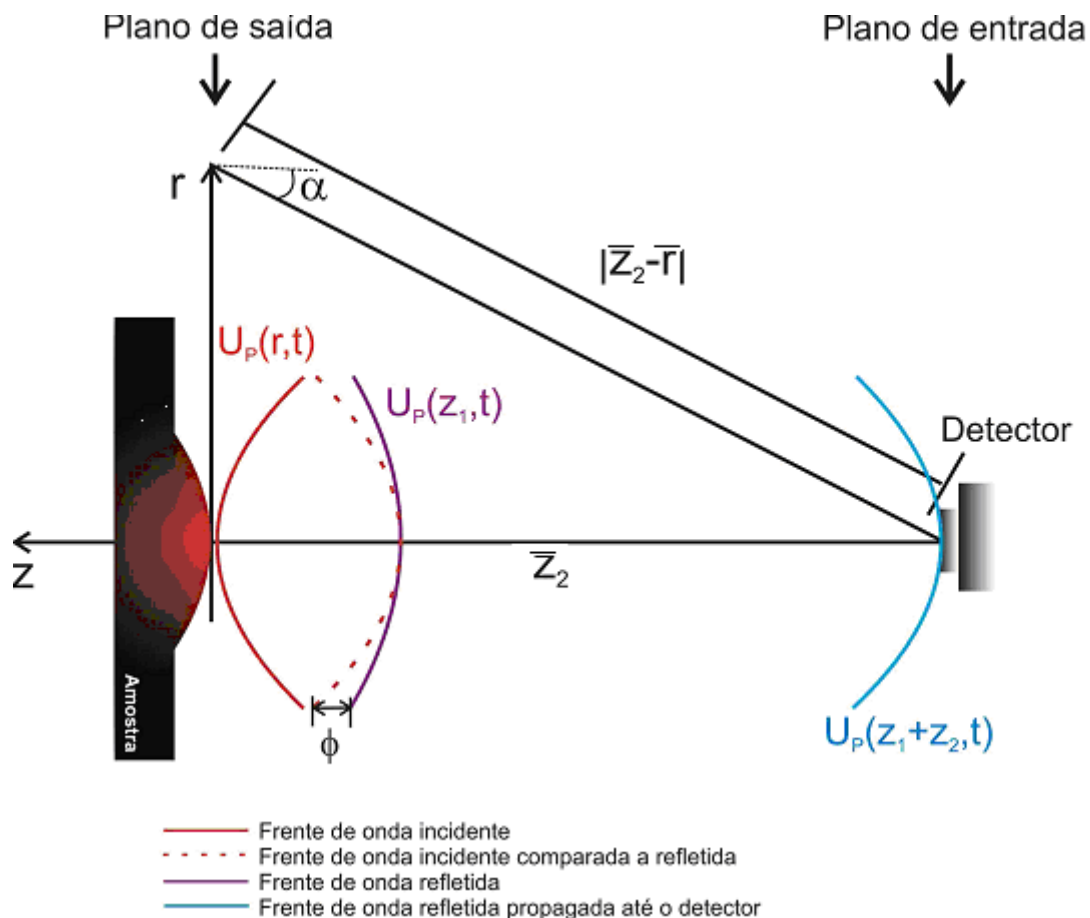


Figura 3.9: Representação da propagação do feixe de prova após passar pela amostra [11].

³ Ver apêndice A.

Matematicamente podemos escrever a amplitude de onda no centro do plano de saída como:

$$U_{PS}(t) = \frac{i}{\lambda} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} U_{PE}(r,t) \left(\frac{1 + \cos 2\alpha}{2} \right) \frac{1}{|\bar{z}_2 - \bar{r}|} e^{-i\frac{2\pi}{\lambda}|\bar{z}_2 - \bar{r}|} \bar{r} d\bar{r} d\theta \quad (3.67)$$

sendo $U_{PS}(t)$ é a amplitude e a fase da onda no plano de saída (detector) e $U_{PE}(r,t)$ a amplitude e a fase complexa das ondas no plano de entrada após ser refletida pela superfície deformada da amostra. A segunda quantidade do integrando em (3.113) é o fator de inclinação e a terceira é a atenuação da onda depois de percorrer uma distância $|\bar{z}_2 - \bar{r}|$ e o último termo é a fase complexa da onda.

Podemos aplicar algumas aproximações para (3.67):

- Desde que somente pequenos ângulos α sejam envolvidos, podemos aproximar o termo $\frac{1 + \cos 2\alpha}{2} \approx 1$;
- Considerando as dimensões transversais do feixe muito menores que a distância entre os planos de entrada e saída, ou seja, $r \ll z_2$, temos $|\bar{z}_2 - \bar{r}| \approx \bar{z}_2$;
- Expandindo o termo na exponencial, $\frac{2\pi}{\lambda}|\bar{z}_2 - \bar{r}|$ chegamos a seguinte

$$\text{aproximação: } \frac{2\pi}{\lambda}|\bar{z}_2 - \bar{r}| = \frac{2\pi}{\lambda}(\bar{z}_2^2 + \bar{r}^2)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \left(\bar{z}_2 + \frac{\bar{r}^2}{2\bar{z}_2} \right). \text{ Esta expansão é}$$

chamada de grau de aproximação de Fresnel.

Com estas aproximações a eq. (3.67) fica da seguinte forma:

$$U_{PS}(t) = A \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} U_{PE}(r,t) e^{-i\frac{\pi r^2}{\lambda z_2}} \bar{r} d\bar{r} d\theta \quad (3.68)$$

Todas as constantes estão representadas por A.

Podemos determinar $U_{PE}(r,t)$ assumindo que o feixe é composto por ondas esféricas com raio de curvatura R e distribuição gaussiana dada por:

$$|U_{PE}(r,t)| = \tilde{A} e^{-\frac{r^2}{\omega^2}} \quad (3.69)$$

com \tilde{A} sendo uma constante e ω o raio do feixe.

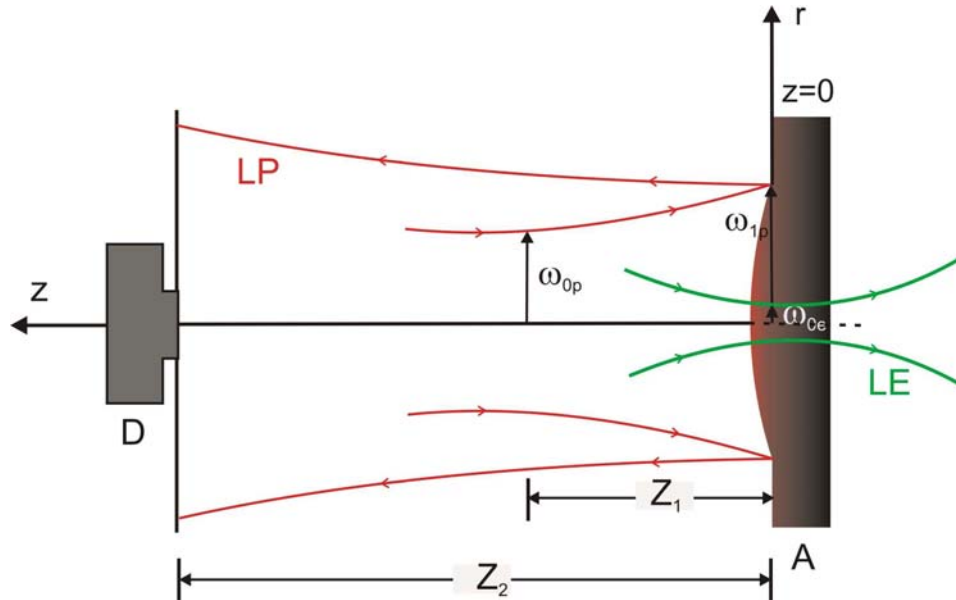


Figura 3.10: Esquema das posições geométricas dos feixes na montagem do ET. LE é o laser de excitação, LP é o laser de prova, D é o detector, z_1 é a distância entre a cintura do feixe de prova e a superfície da amostra. z_2 é a distância entre a amostra e o detector, ω_{0p} é o raio na cintura do feixe de prova, ω_{1p} é o raio do feixe de prova na superfície da amostra, ω_{0e} é o raio do feixe de excitação na superfície da amostra e $z=0$ é a superfície da amostra [11].

A expressão para a amplitude complexa do campo elétrico do feixe de prova, $U_p(r,t)$, para a configuração do espelho térmico (Figura 3.10) antes de atingir a amostra é:

$$U_p(r,t) = \sqrt{\frac{2P_p}{\pi}} \frac{1}{\omega_{1p}} \left(e^{-\frac{r^2}{\omega_{1p}^2}} \right) e^{-\frac{i}{\lambda_p} \left(2\pi z_1 + \frac{r^2}{R_{1p}} \right)} \quad (3.70)$$

sendo P_p a potência incidente e R_{1p} o raio de curvatura em z_1 e λ_p o comprimento de onda, todos referentes ao feixe de prova. O termo $\sqrt{\frac{2P_p}{\pi}} \frac{1}{\omega_{1p}}$ é um fator de normalização, $e^{-\frac{r^2}{\omega_{1p}^2}}$ é a distribuição gaussiana e $e^{-\frac{i}{\lambda_p} \left(2\pi z_1 + \frac{r^2}{R_{1p}} \right)}$ caracteriza uma onda esférica. Considerando que o feixe esteja confinado numa região onde $R_{1p} \gg r$.

$U_p(r, t)$ imediatamente após ser refletido pela superfície deformada da amostra com uma diferença de fase de $\phi(r, t)$ pode ser escrita como:

$$U_p(r, z_1, t) = B \exp \left[-i \left(\frac{\pi}{\lambda_p} \frac{r^2}{R_{1P}} + \phi(r, t) \right) - \frac{r^2}{\omega_{1P}^2} \right] \quad (3.71)$$

com $B = (1/\omega_{1P}) \sqrt{2P_p/\pi} e^{-i\frac{2\pi z_1}{\lambda_p}}$. A potência absorvida pelo feixe de prova é considerada desprezível se comparada a potência do feixe de excitação.

O feixe de prova refletido pela superfície deformada da amostra que se propaga até o detector, pode ser tratado como um fenômeno de difração de Fresnel. Baseado na difração de Fresnel e no princípio de Huygens, a amplitude complexa do centro do feixe de prova no detector em coordenadas cilíndricas pode ser escrita com:

$$U_p(r, z_1 + z_2, t) = \frac{i}{\lambda_p z_2} e^{-i\left(\frac{2\pi z_2}{\lambda_p}\right)} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty U_p(r, z_1, t) e^{\frac{i\pi r^2}{\lambda_p z_2}} r dr d\theta \quad (3.72)$$

ou ainda,

$$U_p(r, z_1 + z_2, t) = \frac{i}{\lambda_p z_2} e^{-i\left(\frac{2\pi z_2}{\lambda_p}\right)} \int_0^\infty B \exp \left[-i \left(\frac{\pi}{\lambda_p} \frac{r^2}{R_{1P}} + \phi(r, t) \right) - \frac{r^2}{\omega_{1P}^2} \right] e^{\frac{i\pi r^2}{\lambda_p z_2}} 2\pi r dr \quad (3.73)$$

fazendo

$$g = \left(\frac{r}{\omega_{1P}} \right)^2 \Rightarrow dg = \frac{2r}{\omega_{1P}^2} dr, \quad (3.74)$$

$$C_1 = B \left(\frac{i\pi\omega_{1P}^2}{\lambda_p z_2} \right) e^{-i\frac{2\pi}{\lambda_p} z_2}, \quad (3.75)$$

e substituindo na eq. (3.73)

$$U_P(z_1 + z_2, t) = C_1 \int_0^{\infty} \exp \left[-g - i \left(\frac{\pi}{\lambda_P} \left(\frac{\omega_{1P}^2}{R_{1P}} + \frac{\omega_{1P}^2}{z_2} \right) g + \phi(g, t) \right) \right] dg \quad (3.76)$$

Devido à distribuição gaussiana do feixe de prova, valem as igualdades:

$$\omega_{1P}^2 = \omega_{0P}^2 \left[1 + \left(\frac{z_1}{z_{cP}} \right)^2 \right] \quad (3.77)$$

$$R_{1P} = \frac{z_1^2 + z_{cP}^2}{z_1} \quad (3.78)$$

$$z_{cP} = \frac{\pi \omega_{0P}^2}{\lambda_P} \quad (3.79)$$

z_{cP} é a distância confocal do feixe de prova.

Utilizando (3.77) e (3.78), podemos reescrever (3.76) da seguinte forma:

$$U_P(z_1 + z_2, t) = C_1 \int_0^{\infty} \exp \left[-g - i \left(\frac{z_1}{z_{cP}} + \frac{z_{cP}}{z_2} \left(1 + \left(\frac{z_1}{z_{cP}} \right)^2 \right) \right) g + \phi(g, t) \right] dg \quad (3.80)$$

agora, definindo o parâmetro:

$$V = \frac{z_1}{z_{cP}} + \frac{z_{cP}}{z_2} \left(1 + \left(\frac{z_1}{z_{cP}} \right)^2 \right) \quad (3.81)$$

V é um parâmetro geométrico da montagem experimental do espelho térmico.

Assim, (3.78) torna-se:

$$U_P(z_1 + z_2, t) = C_1 \int_0^{\infty} e^{-(1+iV)g} e^{-i\phi(g,t)} dg \quad (3.82)$$

Para concluir a expressão de $U_p(z_1 + z_2, t)$, devemos encontrar a $\phi(g, t)$ para cada um dos dois modelos HAM e BLM. Para isso usaremos a igualdade $\frac{\omega_{0e}^2}{4t_c} = \frac{k}{\rho c}$ e a mudança de $g = \left(\frac{r}{\omega_{1P}}\right)^2$ nas equações (3.64) e (3.66), e assim encontraremos:

a) HAM

$$\begin{aligned} \phi_{HAM}(g, t) = & \frac{\theta_{ET}}{t_c A_e} \int_0^\infty \alpha^2 \left(e^{-\frac{1}{8}\alpha^2 \omega_{0e}^2} \right) \left[\frac{t \omega_{0e}^2}{\alpha} \left(\frac{\sqrt{t} \alpha \omega_{0e}}{2\sqrt{t_c}} \right) + \frac{2t_c}{\alpha^3} \operatorname{Erf} \left(\frac{\sqrt{t} \alpha \omega_{0e}}{2\sqrt{t_c}} \right) - \right. \\ & \left. + \frac{2\sqrt{t_c} \omega_{0e} \exp[-t\alpha^2 \omega_{0e}^2 / 4t_c]}{\alpha^2 \sqrt{\pi}} \right] J_0(\sqrt{mg} \omega_{0e} \alpha) d\alpha \end{aligned} \quad (3.83)$$

b) BLM

$$\begin{aligned} \phi_{BLM}(g, t) = & \frac{\theta_{ET}}{t_c} \int_0^\infty \alpha^2 \left(e^{-\frac{1}{8}\alpha^2 \omega_{0e}^2} \right) \left\{ \frac{2\sqrt{t_c} A_e \exp[-\alpha^2 \omega_{0e}^2 t / 4t_c]}{\sqrt{\pi}(\alpha^4 - \alpha^2 A_e^2)} - \frac{t A_e \omega_{0e}^2 \operatorname{Erfc}(\sqrt{t} \alpha \omega_{0e} / 2\sqrt{t_c})}{\alpha^3 - \alpha A_e^2} + \right. \\ & + \frac{2t_c}{t_c} \int_0^\infty \alpha^2 \left(e^{-\frac{1}{8}\alpha^2 \omega_{0e}^2} \right) \left\{ \frac{2\sqrt{t_c} A_e \exp[-\alpha^2 \omega_{0e}^2 t / 4t_c]}{\sqrt{\pi}(\alpha^4 - \alpha^2 A_e^2)} - \frac{t A_e \omega_{0e}^2 \operatorname{Erfc}(\sqrt{t} \alpha \omega_{0e} / 2\sqrt{t_c})}{\alpha^3 - \alpha A_e^2} + \right. \\ & + \frac{2t_c}{\alpha^3 (\alpha^2 - A_e^2)^2} \left[(A_e^3 - 3\alpha^2 A_e) \operatorname{Erf} \left(\frac{\sqrt{t} \omega_{0e} \alpha}{2\sqrt{t_c}} \right) + 2\alpha^3 \left(1 - \exp \left[\frac{(A_e^2 - \alpha^2) \omega_{0e}^2}{4t_c / t} \right] \right) \times \right. \\ & \left. \left. \times \operatorname{Erfc} \left(\frac{\sqrt{t} A_e \omega_{0e}}{2\sqrt{t_c}} \right) \right] \right\} J_0(\sqrt{mg} \omega_{0e} \alpha) d\alpha \end{aligned} \quad (3.84)$$

a função $\operatorname{Erf}(x)$ é a função erro.

Os parâmetros θ e m são dados por:

$$\theta = -\frac{P_e A_e \alpha_T (1+\nu)}{\lambda_p k} \varphi \quad (3.85)$$

$$m = \frac{\omega_{1P}^2}{\omega_{0e}^2} \quad (3.86)$$

θ está relacionado com propriedades térmicas, ópticas e mecânicas da amostra. Já o parâmetro m , indica o grau de sensibilidade da técnica dado pela razão entre os raios dos feixes de prova e de excitação na amostra ao quadrado.

Os parâmetros m e V são parâmetros geométricos e dependem da configuração do sistema de medida. m é conhecido também como o grau de descasamento do sistema. Quando $m = 1$ os raios dos feixes de prova e de excitação são iguais.

Dependendo da configuração do sistema de medida podemos obter diversos valores para m . A sensibilidade associada a este parâmetro requer cuidados ao ser calculada, podemos obter um mesmo valor de m em situações diferentes, podemos ter $m = 1$ para dois raios de feixes exageradamente grandes e iguais ou para raios extremamente pequenos e iguais. Para valores diferentes de um podemos obter um mesmo valor de m variando os raios dos feixes.

Substituindo as eqs. (3.83) e (3.84) em (3.82) e integrando numericamente sobre g , a intensidade $I(t)$ do feixe de prova no detector pode ser calculada por:

$$I(t) = |U(z_1 + z_2, t)|^2 \quad (3.87)$$

assim teremos a $I(t)$ para o BLM e seu modelo aproximado HAM.

Para ajustar os dados experimentais é necessário a utilização de programas matemáticos capazes de executar os cálculos numéricos com considerável precisão, mediante os parâmetros geométricos e experimentais fornecidos, pois $I(t)$ é uma expressão semi-analítica.

De acordo com a eq. (3.87), chamamos o sinal do espelho térmico de resolvido no tempo ou transiente porque este sinal evolui com o tempo. Através do parâmetro t_c podemos obter a difusividade térmica do material (D), grandeza

relacionada com a transferência de calor num gradiente de temperatura, de importância fundamental para caracterização de materiais sólidos.

Outro parâmetro muito importante também no método de espelho térmico é o θ , que contém informações relevantes sobre as características térmicas, ópticas mecânicas do material ainda exerce grande influencia sobre a forma da curva da $I(t)$, tal como t_c .

Capítulo 4

Amostras e Montagem Experimental

Neste capítulo apresentaremos algumas características das amostras utilizadas neste trabalho para aplicação da técnica de espelho térmico bem como o arranjo experimental e a determinação dos parâmetros geométricos utilizados no sistema para ajuste dos transientes.

4.1. Amostras

Os experimentos deste trabalho foram realizados em quatro amostras de aço inoxidável adquiridas pelo Professor Mauro Luciano Baesso do Departamento de Física da UEM através da empresa Comércio de Chapas Maringá Ltda. Os aços são divididos em três tipos e quanto a sua microestrutura é mostrado na Tabela 4.1. Utilizaremos os aços inox AISI 304, AISI 304L e AISI 316 que são do tipo austeníticos e o AISI 420 que faz parte do aço inox tipo martensítico.

Microestrutura	Capacidade de ser tratado termicamente	Elementos de liga básicos	Série
Martensítica fig 4	Endurecível	Cromo	400
Ferrítica fig 5	Não endurecível	Cromo	400
Austenítica fig 6	Não endurecível	Cromo-Níquel	300

Tabela 4.1: Microestrutura dos aços inoxidáveis [2].

A composição química de cada uma delas varia conforme a porcentagem de cromo e níquel que cada uma possui e de acordo ao tipo de família de aço que pertence. Para os experimentos todas as amostras foram polidas. A amostra do tipo 304 com espessura de aproximadamente 4,68mm, a 304L com 2,81mm, a 316 com 2,92mm e a amostra 420 com 3,05mm de espessura.

O aço é desenvolvido sob rígido controle e os principais tipos de inox são:

Os austeníticos que são ligados de 17 a 25% de cromo e a 7 e 20 % de níquel tendo como principais vantagens boa soldagem, alta ductibilidade, grande resistência a corrosão e bons para trabalhar em altas e baixas temperaturas e sua microestrutura pode ser vista na Figura 4.1; Os aços tipo austeníticos são: 201, 202, 304, 304L, 316, 316L, etc.

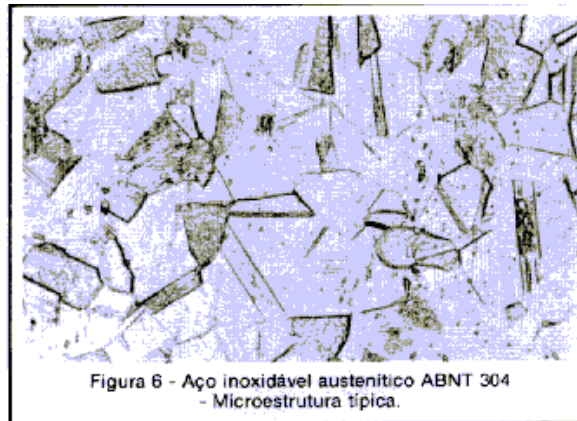


Figura 4.1: Microestrutura típica dos aços inox do tipo austenítico [2].

As amostras do tipo austenítico utilizadas nesse trabalho podem ser vistas nas Figuras 4.2, 4.3 e 4.4, logo abaixo.



Figura 4.2: Amostra de aço inoxidável do tipo austenítico 304.



Figura 4.3: Amostra de aço inoxidável do tipo austenítico 304L.



Figura 4.4: Amostra de aço inoxidável do tipo austenítico 316.

A composição dos aços austeníticos estão dispostos na Tabela 4.2:

Tipo de aço ABNT	C	Mn	Si	P	S	Cr	Ni	Outros
304	0,08	2,00	1,00	0,045	0,030	18,00	8,00	
						20,00	10,50	
304 L	0,030	2,00	1,00	0,045	0,030	18,00	8,00	
						20,00	12,00	
316	0,08	2,00	1,00	0,045	0,030	16,00	10,00	Mo (A)
						18,00	14,00	2,00/3,00

Tabela 4.2: Composição química dos aços inox do tipo austeníticos. (A) Opcional [2].

Os martensíticos, cuja microestrutura é mostrada na Figura 4.5, são ligados apenas ao cromo (12 a 18%) com carbono acima de 0,1% possui resistência moderada a corrosão e os aços 403, 405, 420(B), 502, etc, fazem parte dos aços inox martensíticos.

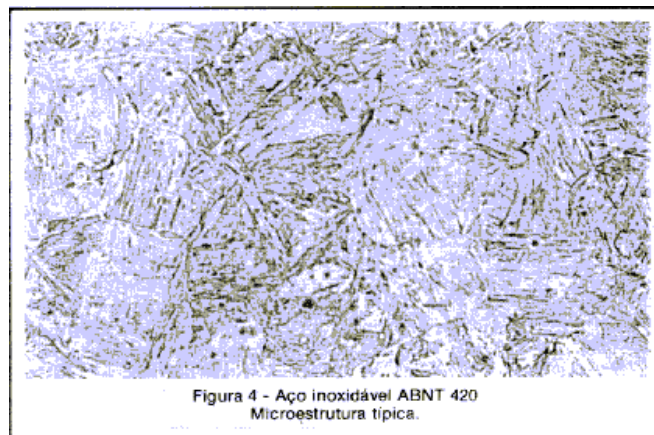


Figura 4.5: Microestrutura típica dos aços inox do tipo martensítico [2].

A amostra do tipo martensítico utilizada nesse trabalho é mostrada na Figura 4.6.



Figura 4.6: Amostra de aço inoxidável do tipo martensítico 420.

Logo abaixo, na Tabela 4.3, temos a composição dos aços martensíticos:

Tipo de aço ABNT	C	Mn	Si	P	S	Cr	Ni	Outros
420(B)	0,15 min	1,00	1,00	0,040	0,030	12,00 14,00		

Tabela 4.3: Composição química dos aços inox do tipo martensíticos. (B) O aço tipo ABNT 420 pode ser solicitado objetivando carbono nas faixas 0,15/0,35 e 0,35/0,45 caso se destine ao uso geral ou aplicação em cutelaria respectivamente [2].

Como cada tipo de aço é mais ou menos resistente a oxidação e a corrosão. A resistência dos aços inox à corrosão depende, basicamente, da sua composição química e microestrutura, e de um modo geral pode-se afirmar que os aços inox do tipo martensíticos são os menos resistentes e os austeníticos os mais resistentes à corrosão. Temos nas Tabelas 4.4 e 4.5, as propriedades mecânicas dos aços inoxidáveis austeníticos e martensíticos.

Austeníticos:

Tipo de Aço ABNT	Estado	Resistência à tração N/mm ²	Limite de escoamento à 0,2% N/mm ²	Alongamento em 50,8 mm percentual			Dureza Rockwell	Dobramento livre	Limite de resistência à fadiga N/mm ²
				e ≤ 0,3 mm	0,3 < e < 0,76 mm	e ≥ 0,76 mm			
				e ≤ 0,3 mm	0,3 < e < 0,76 mm	e ≥ 0,76 mm		Angulo* Fator(1)	
304	recozido	588,0	294,0	55	-		B 80	180	245,0
304L	recozido	567,0	273,0	55	-		B 79	180	-
316	recozido	588,0	294,0	50	-		B 79	180	273,0

Tabela 4.4: Propriedades mecânicas dos aços austeníticos. Valor mínimo [2].

Martensítico:

Tipo de Aço ABNT	Estado	Resistência à tração N/mm ²	Limite de escoamento à 0,2% N/mm ²	Alongamento em 50,8 mm percentual			Dureza Rockwell	Dobramento livre	Limite de resistência à fadiga N/mm ²
				e <= 0,38 mm	0,38 < e < 0,76 mm	e >= 0,76 mm			
								Angulo* Fator(1)	
420	recozido	665,0	350,0	20	-	-	B 92	-	-

Tabela 4.5: Propriedades mecânicas dos aços martensíticos [2].

Sem dúvida a inimiga natural dos metais é a corrosão. Quando o meio ambiente entra em contato com os aços comuns ocorre uma reação que forma uma camada superficial de óxido de ferro. Essa camada é composta por pequeníssimos orifícios, ou seja, extremamente porosa, o que permite a ininterrupta oxidação do aço, produzindo a corrosão que conhecemos como ferrugem.

A corrosão é geralmente entendida como uma destruição parcial ou total de um metal ou liga metálica e pode ocorrer quando o aço inox entra em contato com a umidade, quando submetido a altas temperaturas e por via química ou eletroquímica.

Temos alguns tipos de corrosão que variam conforme a extensão, a forma e as circunstâncias do ataque.

Como a composição dos aços inox é variada, a velocidade de corrosão dos mesmos também difere entre si para os mais diversos meios. Considerando essa diferença, na Tabela 4.6, exemplificaremos através do x a resistência à corrosão destes inox.

ABNT TIPO (TP)	Atmosfera branda e água fresca	Atmosfera industrial	Atmosfera Marinha	Água Salina	Química branda	Química oxidante	Química redutora
304	X	X	X		X	X	
304L	X	X	X		X	X	
316	X	X	X	X	X	X	X
420	X						

Tabela 4.6: Velocidade de corrosão do aço inoxidável para os mais diversos meios [2].

A Tabela 4.7 mostra algumas propriedades destes aços inoxidáveis [20-22] obtidos no site Azomaterials.

Tipo	ρ (kg/m^3)	α (μK^{-1})	k ($W/m.K$)	c ($J/kg.K$)	r ($n\Omega.m$)	ε (GPa)
304	8000	17,2	16,2	500	720	193
304L	8000	17,2	16,2	500	720	193
316	8000	15,9	16,3	500	740	193
420	7750	10,3	24,9	460	550	200

Tabela 4.7: Valores dos parâmetros físicos para a densidade de massa (ρ), coeficiente médio de dilatação térmica (α), condutividade térmica (k), calor específico (c), resistividade elétrica (r) e o módulo elástico (ε) para as amostras de aço inoxidável em diferentes composições.

As amostras foram polidas para ficarem como espelhos, tentando garantir o menor espalhamento possível.

4.2. Determinação dos Parâmetros Geométricos do Sistema

A determinação dos parâmetros geométricos do sistema é extremamente necessária para o desenvolvimento do modelo teórico do ET, tais como os parâmetros m , V , ω_{1p} , z_c , etc.

Para encontrar esses parâmetros foi necessário determinar o perfil de intensidade dos feixes de prova e de excitação como podemos ver nas Figura 4.7 e Figura 4.8, encontrando a posição da cintura dos feixes e o valor do raio nessa posição, com o medidor de perfil da Thorlabs Instrumentation, o Optical Beam Profiler modelo BP104-UV. Para aquisição da medida do raio em função da posição (onde a origem é o centro da lente que irá convergir o feixe), foi utilizado um software (Beam Profiler) sendo o medidor de perfil conectado ao microcomputador via USB. A medida consiste em determinar o tamanho do feixe em diferentes posições ao longo do eixo z (direção de propagação dos feixes). O aparelho é colocado na posição a ser medida, mostrando diretamente os valores obtidos. Os

perfis de intensidade de um mesmo laser podem variar de acordo com a distância focal da lente utilizada no sistema.

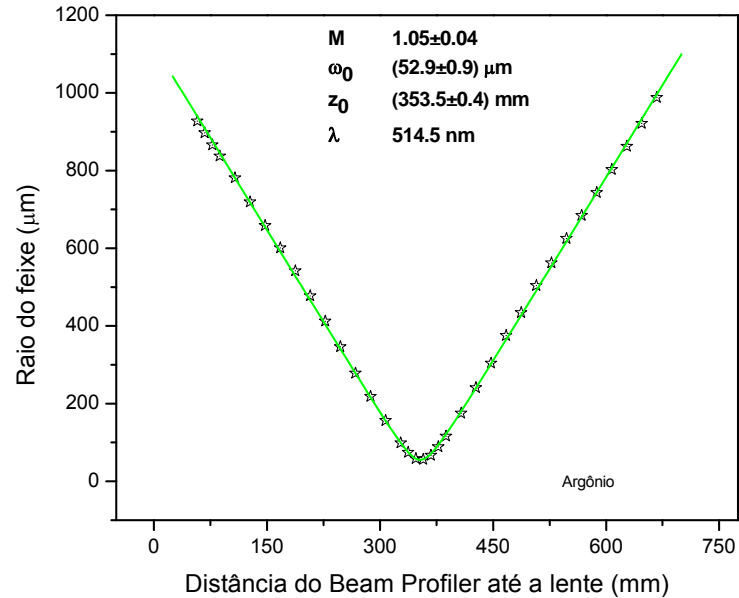


Figura 4.7: Representação do perfil do feixe gaussiano de excitação (Argônio) obtido com o Beam Profiler. Os dados experimentais foram ajustados com a eq. (4.1), os valores dos parâmetros obtido do ajustes estão mostrados na figura.

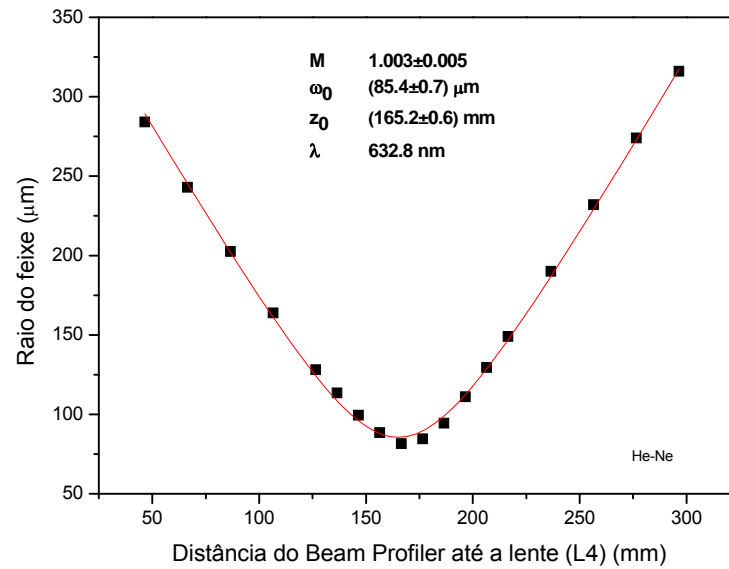


Figura 4.8: Representação do perfil do feixe gaussiano de prova (He-Ne) obtido com o Beam Profiler. Os dados experimentais foram ajustados com a eq. (4.1), os valores dos parâmetros obtido do ajustes estão mostrados na figura.

Depois de obtido o perfil, precisamos calcular seus parâmetros geométricos, para isso ajustamos a curva do perfil com a seguinte equação:

$$y = \sqrt{M} \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_c} \right)^2} \quad (4.1)$$

com

$$z_c = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (4.2)$$

ω_0 é o raio na cintura, z_0 é a posição da cintura ao longo de z , z_c é a distância confocal devido à lente, λ é o comprimento de onda do feixe e M^2 é chamado de fator de propagação do feixe, é o valor que indica quão próximo um laser está de ser um feixe gaussiano Ideal. Os feixes gaussianos ideais possuem o fator M igual a um, portanto quanto mais próximo de um estiver o valor de M mais gaussiano ele será.

Tendo ω_0 , z_c e z_0 , podemos encontrar valores de ω para qualquer posição ao longo de z , conforme equação abaixo, e assim os parâmetros geométricos do sistema, m e V , mencionados anteriormente.

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{z - z_0}{z_c} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

Na Tabela 4.8 temos os valores dos parâmetros geométricos utilizados neste trabalho:

Parâmetro	LE		LP	
Potência nominal	P_{ex}	90mW	P_{Pr}	15mW
Raio na cintura	ω_{0e}	$(65,75 \pm 1)\mu\text{m}$	ω_{0P}	$(75,67 \pm 0,6)\mu\text{m}$
Raio na amostra	ω_{0e}	$(65,75 \pm 1)\mu\text{m}$	ω_{1P}	$(339 \pm 1)\mu\text{m}$
Distância confocal	z_{ce}	$(2,6 \pm 0,1)\text{cm}$	z_{cP}	$(2,8 \pm 0,5)\text{cm}$
Comprimento de onda	λ_{ex}	514.5nm	λ_p	632,8nm
Fator M	M	$0,98 \pm 0,03$	M	$0,97 \pm 0,04$
m	V		z_1	z_2
26,608	4,37		$(12,42 \pm 0,05)\text{cm}$	$(500 \pm 0,05)\text{cm}$

Tabela 4.8: Parâmetros utilizados para as medidas de espelho térmico. z_{0e} (distância da lente L3 até a amostra) = $(34,04)\text{cm}$. V e m são os parâmetros geométricos fixos no ajuste teórico, z_1 é a distância da cintura do LP até a amostra e z_2 é a distância entre a amostra e o detector do LP.

4.3. Arranjo Experimental para a Técnica de Espelho Térmico

Para a realização do experimento de espelho térmico, utilizamos o arranjo experimental representado na Figura 4.9.

O laser de Argônio no modo TEM₀₀ *Coherent modelo Innova 90 Plus* foi utilizado como laser de excitação (LE) no comprimento de onda 514,5nm. O LE passa por duas lentes convergentes de mesma distancia focal (f=10cm). A primeira lente (L1) foca o mesmo diretamente no obturador (*Melles Griot*) para garantir o menor atraso possível neste dispositivo quando o LE o atravessa durante a medida. A segunda lente (L2) tem a função de fazer com que o LE saia paralelo novamente após ser focado por L1.

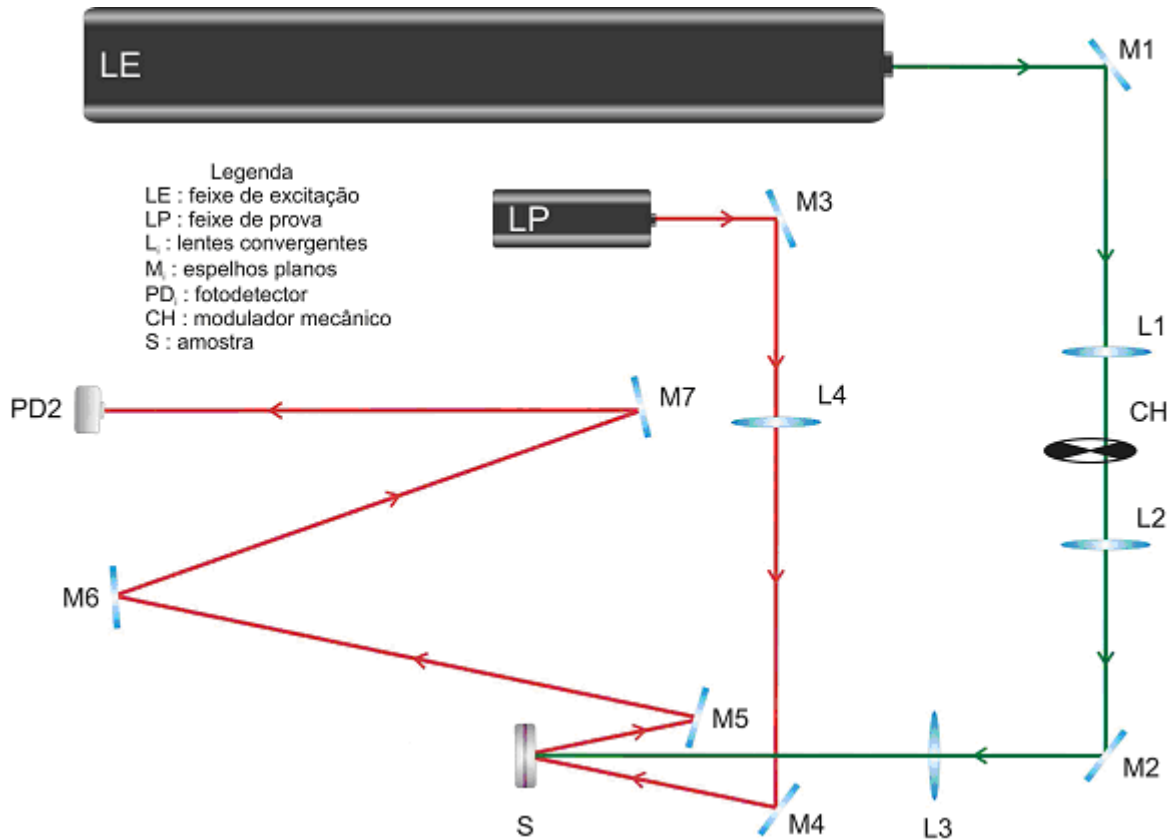


Figura 4.9: Esquema da configuração experimental para a técnica de espelho térmico.

O obturador controla a incidência do LE e é comandado por um microcomputador através da porta de comunicação por sinais digitais. Uma precaução importante é a de minimizar o atraso do sinal gerado, devido à velocidade de abertura do obturador que pode interferir nos valores dos dados do início do transiente, região de grande importância para o ajuste teórico dos dados obtidos.

O LE foi focado perpendicularmente à amostra (S), com uma lente convergente (L3) com distância focal $f = 25\text{cm}$. Este laser é alinhado de forma a passar pelo centro de L3. Após ser refletido pela amostra o LE chega ao fotodetector, (PD1) que foi utilizado como gatilho para iniciar a transferência do sinal de ET detectado no fotodetector (PD2). A amostra está no mesmo plano focal que o LE e é colocada em um porta-amostra com ajuste fino nas três direções, o que facilita o seu posicionamento e o alinhamento sistema.

Como laser de prova (LP) foi utilizado o laser de He-Ne, *Melles Griot* com 15 mW de potência nominal, no comprimento de onda de 632,8 nm. Uma lente convergente (L4) de foco $f = 15\text{cm}$ é utilizada para focar o LP, que tem sua cintura antes da amostra, pois é necessário que na amostra a frente de onda do LP seja esférica (facilitando escrever a expressão matemática do LP na amostra). A

distância entre o foco do LP e a amostra é Z_1 , mencionada na Figura 3.10. A Tabela 4.8 mostra estes valores. O espelho M3 desvia o LP até atingir M4, este é o espelho que requer o melhor alinhamento, pois é ele que garante que o ângulo de inclinação do LP em relação ao LE, seja pequeno o suficiente. Neste experimento foi utilizado um ângulo de $2,4^\circ$. O feixe do LP refletido incide no espelho M5 e após passar por M7 chega ao PD2. z_2 é a distancia entre a amostra e o PD2. Quanto maior z_2 , maior é o diâmetro do LP em PD2, o que permite que o seu feixe seja maximizado. PD2 é equipado com um diafragma menor que 2mm de diâmetro, tornando possível analisar somente o centro do LP. Depois da amostra posicionada em z_{0e} (distância de L3 até a amostra), o sinal do LP é maximizado em PD2 através dos ajustes do espelho M7. Durante este processo o LE não incide na amostra. Depois de maximizar LP, LE é liberado para excitar a amostra e o sinal em PD2 cresce ou diminui, dependendo se houver a formação de um espelho térmico côncavo ou convexo na superfície da amostra. Neste momento pode-se amplificar o efeito em PD2 com um ajuste fino em L3, sempre tomando cuidado para que esse ajuste faça com que LE se mantenha no centro desta lente. Todo este arranjo experimental foi montado sobre uma mesa óptica, da *Melles Griot*, cujo tamanho é de 1.8m x 2.0m.

Quando o feixe já maximizado do LP atinge PD2, o sinal do LE atuando em PD1 aciona o sistema de aquisição. PD2 está conectada ao osciloscópio *Tektronix – TDS 210*, e este por sua vez detecta o sinal gerado em função do tempo em PD2. Esta curva transiente característica do tempo de formação do ET é transferida para um computador, por meio de um sistema de transferência de dados constituído por comunicação tipo Serial (*RS 232*), e é armazenado no sistema de massa do computador.

Capítulo 5

Neste capítulo apresentaremos os resultados da aplicação da técnica de espelho térmico para o estudo das amostras 304, 304L, 316 e 420 de aço inoxidável. Mostraremos os transientes ajustados e os valores obtidos de θ , t_c e da difusividade D para cada uma das amostras, feitos com a aproximação HAM.

Resultados e Discussões

Para todas as amostras os experimentos foram realizados utilizando o modulador mecânico. A frequência do modulador foi ajustada de modo que o tempo mostrado na tela do osciloscópio fosse de aproximadamente $100t_c$. Como o período é equivalente a duas vezes o tempo visto na tela então a frequência é inversamente igual ao período que neste caso é $200t_c$. Substituindo na equação o valor do t_c conhecido chegamos ao valor da frequência a ser usado. Quando o valor do tempo característico não era conhecido ajustamos a curva na tela do osciloscópio até obter o transiente inteiro. Lembrando que era deixado um atraso de modo que a curva ocupasse somente nove das dez partes da tela permitindo assim que a curva a ser utilizada para ajuste era cortada exatamente no zero (Figura 5.1). Ou seja, tudo era feito de modo a garantir que entre um pulso e outro do feixe de excitação, o tempo fosse suficiente para que a amostra relaxasse termicamente para que o calor gerado, entre uma medida e outra, não fosse acumulado.

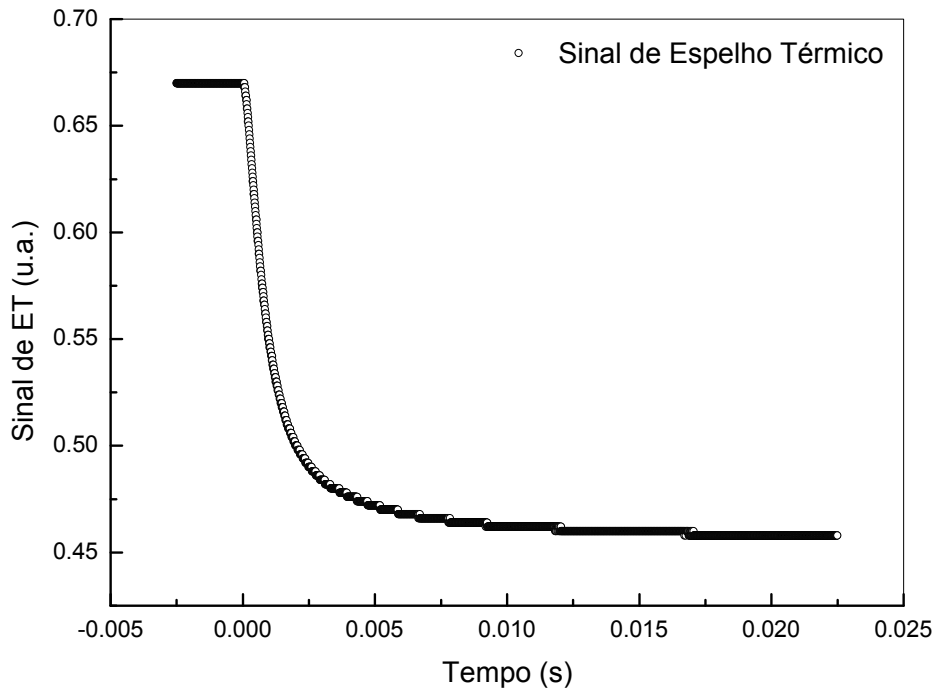


Figura 5.1: Representação do sinal de ET resolvido no tempo.

A Figura 5.2 mostra o sinal de ET normalizado resolvido no tempo e ajustados com a modelo aproximação HAM ($A_e \rightarrow \infty$). Na figura estão mostrados os parâmetros geométricos (m e V) utilizados para o ajuste e os obtidos pelo ajuste (θ/P_e e D). Os parâmetros geométricos utilizados estão dispostos na Tabela 4.8. As amostras foram excitadas em $\lambda_{ex} = 514nm$.

Para todas as amostras (304, 304L, 316 e 420), em todas as potências utilizadas, o modelo HAM representa muito bem o dado experimental, como pode ser observado na. Figura 5.2. Vemos que para $t > 20ms$ os transientes já estão próximos do estado estacionário.

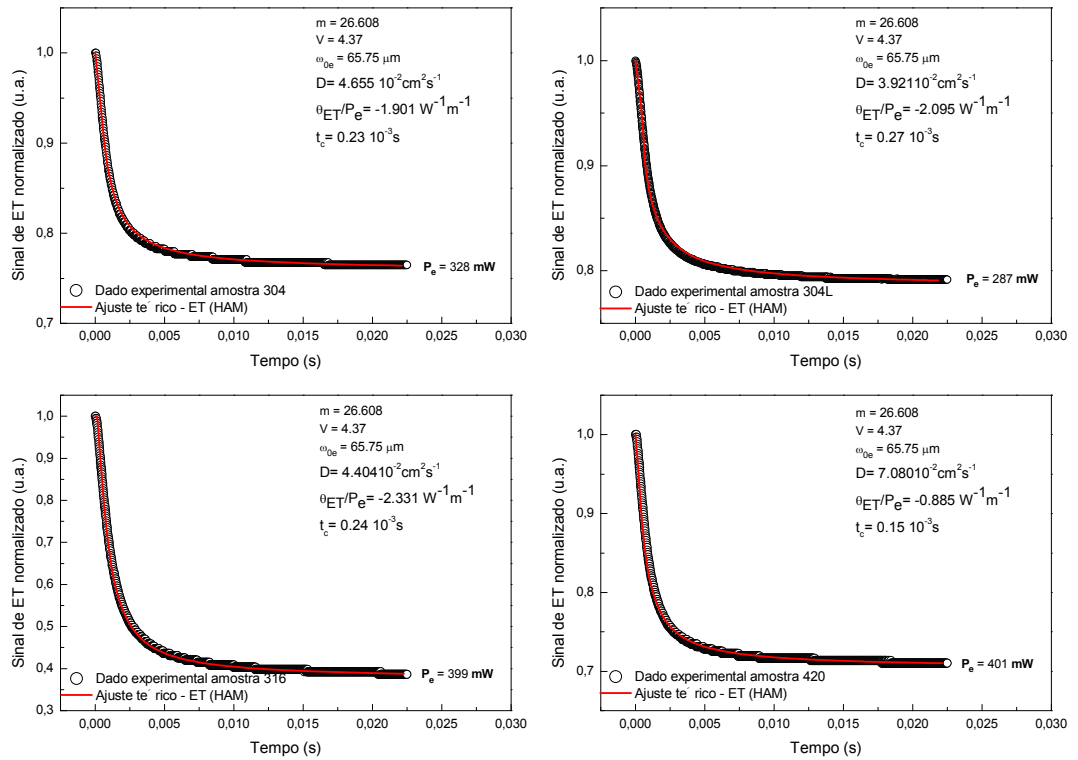


Figura 5.2: Sinal de ET normalizado resolvido no tempo para amostras de aço inoxidável para potências incidentes do feixe de excitação (P_e). Os dados experimentais foram ajustados teoricamente com o modelo HAM.

A Figura 5.3 mostra os valores de θ em função da potência incidente na amostra para valores obtidos pelo ajuste com o HAM que comparados aos valores teóricos, onde $\theta/P_e = -2.18 \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$ para a amostra 304, $\theta/P_e = -2.18 \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$ para a amostra 304L, $\theta/P_e = -2.00 \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$ para a amostra 316 e $\theta/P_e = -0.85 \text{W}^{-1} \text{m}^{-1}$ para a amostra 420 apresentam boa concordância.

Acrescentamos nesse gráfico o ponto (0,0) e observa-se que o mesmo descreve um comportamento linear, indicando que o sistema de medida está em boa condição de alinhamento, sendo θ/P_e , obtido pela inclinação do ajuste linear e dado pela expressão (3.85).

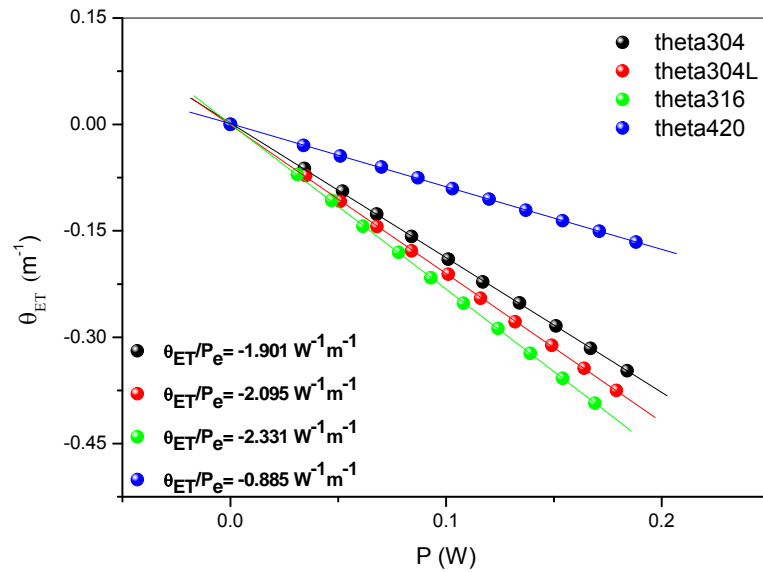


Figura 5.3: θ em função da potência P_e obtido do ajuste teórico usando o modelo HAM para o dado experimental nas amostras de aço inoxidável.

Uma característica muito importante é a difusividade térmica do material, que indica como o calor se difunde pela amostra. Esta propriedade é relacionada com o raio do feixe de excitação na amostra e o tempo característico de cada amostra t_c :

$$D = \frac{\omega_{0e}^2}{4t_c} = \frac{k}{\rho c} \quad (5.1)$$

Conforme a eq. (5.1), a dimensão de D é de comprimento² / tempo, que pode ser interpretado como a rapidez com que o calor se difunde no material.

Para as amostras de aço inoxidável, a D em função da potência de excitação é dada na Figura 5.4.

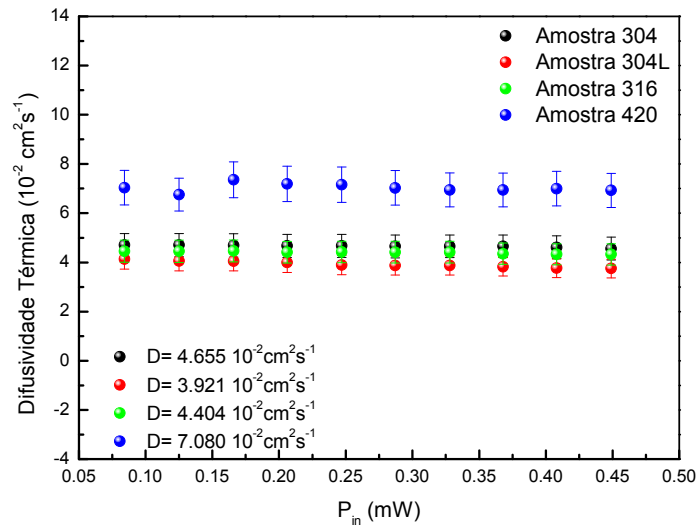


Figura 5.4: Difusividade em função da potência P_e obtida do ajuste teórico usando o modelo HAM para o dado experimental nas amostras de aço inoxidável.

A técnica de espelho térmico pode ser usada para um estudo comportamental, examinando a D em função da potência.

Nota-se que para as amostras com $\frac{\theta}{P}$ maior há uma maior variação da difusividade e uma pequena inclinação da D com o aumento da potência, o que nos leva a pensar na possibilidade de um efeito de aquecimento na superfície do ar próximo da amostra. Como mostra a Figura 5.4, o valor médio da difusividade para as amostras 304, 304L, 316 e 420 são de $(4.655 \pm 0.047) 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, $(3.921 \pm 0.041) 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$, $(4.404 \pm 0.045) 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ e $(7.080 \pm 0.070) 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ respectivamente. Comparamos os valores da difusividade calculada com valores de k , ρ e c encontrados [20-22] cujo valor foi de aproximadamente $4.05 \times 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ para as amostras 304, 304L, $4.08 \times 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ para a amostra 316 e $6.98 \times 10^{-2} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ para a amostra do tipo 420 com os valores obtidos experimentalmente e vimos que eles apresentam uma boa concordância.

O valor de $t_{c_{ET}}$ é da ordem de $0,23 \times 10^{-3} \text{s}$ para a amostra 304, de $0,27 \times 10^{-3} \text{s}$ para 304L, $0,24 \times 10^{-3} \text{s}$ para a 316 e de $0,15 \times 10^{-3} \text{s}$ para a amostra 420, então a D é muita alta implicando na rápida queda do transiente da figura, ocorrendo em $\Delta t < 10 \text{ms}$.

O erro na medida foi de aproximadamente 10% para todas as amostras, levando em conta a amostra em si, os erros nas medidas dos parâmetros obtidos pela medida do perfil dos feixes de excitação e prova e do ajuste teórico de t_c .

A precisão no ajuste teórico de um transiente do espelho térmico para a obtenção do parâmetro t_c é muito importante, especialmente no início da curva. Qualquer tipo de atraso no sistema de medidas como, tempo de resposta do detector ou de um obturador para disparo do feixe de excitação na amostra, pode ocasionar em um ajuste falso de t_c , portanto para evitar problemas esses atrasos foram minimizados na montagem experimental.

Com estas quatro amostras, com valores aproximados de A_e , mostramos que o modelo teórico do ET pode ser utilizado para amostras opacas e altamente absorvedoras, com o propósito de fazer um estudo qualitativo e encontrar parâmetros térmicos, ópticos e mecânicos.

Capítulo 6

Conclusão

Neste trabalho utilizamos a técnica de espelho térmico para analisar materiais opacos e altamente absorvedores com o principal objetivo de investigar as propriedades térmicas, ópticas e mecânicas de amostras de aço inoxidável dos tipos 304, 304L, 316 e 420.

Os ajustes teóricos foram feitos com o modelo aproximado para altas absorções, HAM, do qual obtivemos os valores de θ e t_c . Com t_c , determinamos os valores para as difusividades térmica dos vários tipos de aço inox, que se mostraram em boa concordância com valores calculados por parâmetros extraídos da literatura.

Diante desses resultados, a utilização da técnica de Espelho Térmico em metais, se mostrou uma promissora ferramenta para caracterização de materiais opacos e ou altamente absorvedores o que não era possível, por exemplo, com a técnica de Espectroscopia de Lente Térmica. Para trabalhos futuros, o espelho térmico pode ser utilizado para análises qualitativas, como por exemplo, estudos em função da temperatura, ou concentração de um determinado componente do material.

Apêndice A

Feixes Gaussianos

Como nesse trabalho é indispensável a utilização do laser é necessário comentar sobre as características do feixe gaussiano para facilitar a compreensão quando forem citados a nomenclatura e os parâmetros geométricos de um feixe gaussiano no modo TM_{00} .

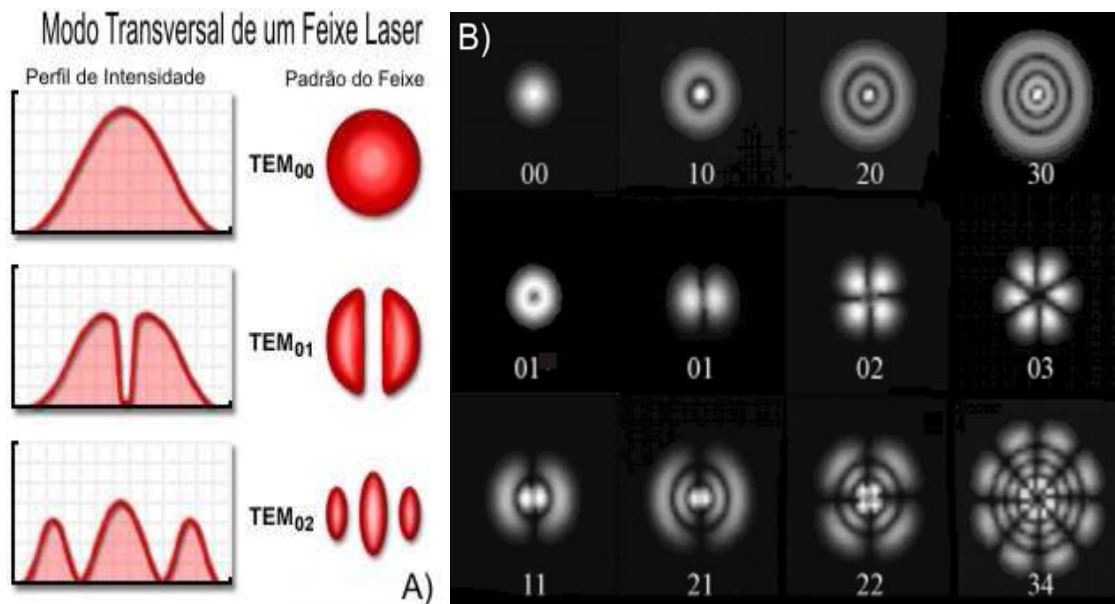


Figura A.1: A) Perfil de intensidade e padrão de um feixe gaussiano nos modos TEM_{00} , TEM_{01} e TEM_{02} [26]. B) Outros modos de propagação para um feixe gaussiano [27].

A distribuição de um laser de intensidade gaussiana em qualquer plano é uma função Gaussiana cilindricamente simétrica. A distribuição para um feixe de potência P_0 é escrita como [28]:

$$I(r, z) = \frac{2P_0}{\pi[\omega(z)]^2} e^{-\frac{2r^2}{[\omega(z)]^2}} \quad (A.1)$$

Sendo $\omega(z)$ o raio a uma distância a partir do eixo do feixe onde a intensidade cai de $1/e^2$ (~13.5%) do seu valor máximo.

A amplitude complexa do campo elétrico para uma luz monocromática se propagando na direção z é dada por:

$$U(r, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{r^2}{[\omega(z)]^2}} \exp\left(-i\left[kz - \arctan\frac{z}{z_c} + \frac{kr^2}{2R(z)}\right]\right) \quad (\text{A.2})$$

Sendo $|E_0|$ o valor máximo de amplitude e ω_0 o raio do feixe na cintura (na cintura o raio tem seu valor mínimo no plano $z=0$) e $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ é o número de onda.

O $R(z)$ que é o raio de curvatura da frente de onda depois de propagar uma distância z do centro da fase é dado por:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi\omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (\text{A.3})$$

E z_c é a distância confocal que determina a distância na qual o feixe pode se propagar sem divergência significativa. Dentro deste intervalo o feixe tem raio menor ou igual a $\sqrt{2}\omega_0$. z_c é definido matematicamente como:

$$z_c = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (\text{A.4})$$

onde λ o comprimento de onda do feixe.

O raio do feixe varia como uma hipérbole ao longo da direção de propagação e tem a forma:

$$\omega(z) = \omega_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_c} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.5})$$

$\omega(z)$ aumenta progressivamente com z até atingir $\sqrt{2}\omega_0$ em $z = z_c$ e continua crescendo sem variação com z (Figura A.2). Para $z \gg z_c$ podemos dizer que o raio do feixe tem uma relação linear com z dada por $\omega(z) \approx \left(\frac{\omega_0}{z_c}\right)z$. Desta forma calculamos a divergência do feixe através da expressão [32]:

$$\theta_0 = \frac{d\omega(z)}{dz} = \frac{\omega_0}{z_c} = \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \quad (\text{A.6})$$

Podemos dizer que para $z \gg z_c$ o raio do feixe cresce linearmente com z fazendo um cone de ângulo θ_0 .

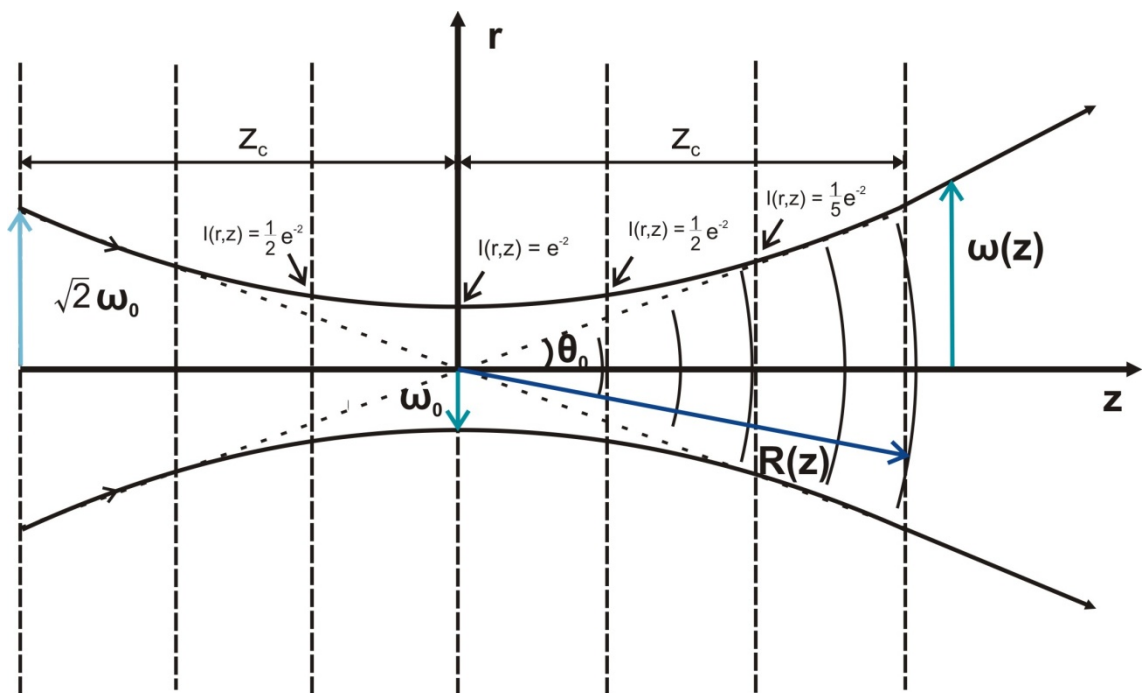


Figura A.2: Distribuição da amplitude para um feixe gaussiano com indicações da intensidade $I(r,z)$ ao longo do eixo de propagação z . ω_0 é o raio do feixe na cintura, z_c é a distância confocal, $R(z)$ é o raio de curvatura, $\omega(z)$ é o raio em qualquer posição ao longo de z e θ_0 é a divergência do feixe [11].

As frentes das ondas são aproximadamente planas em regiões próximas à cintura do feixe, e gradualmente vão tornando-se esféricas longe da cintura. A medida que se distancia, cresce em ambas as direções [19].

Referências Bibliográficas

- [1] Geocities. Disponível em <http://www.geocities.com/Eureka/Account/4931/metais.html>. Acesso em março de 2009.
- [2] PipeSystem, o portal da hidráulica e sistemas de condução de fluidos. Disponível em http://www.pipesystem.com.br/Artigos_Tecnicos/artigos_tecnicos.html. Acesso em junho 2009.
- [3] A. Rosencwaig, Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy. 1941, New York: John Wiley & Sons.
- [4] J. Shen, R.D. Lowe and R.D.Snook, *A model for cw laser induced mode-mismatched dual-beam thermal lens spectrometry* Chemistry Physics, 1992. 165.
- [5] F. Sato, L.C. Malacarne, P.R.B. Pedreira, M.P. Belancon, R.S. Mendes, M.L.Baesso, N.G.C.Astrath and J. Shen, Time-resolved thermal mirror method: A theoretical study, *Journal of Applied Physics*, 2008. 104.
- [6] A.G. Bell. *American. Journal of Science*, 120 (305) 1880.
- [7] A. Rosencwaig and A.Gersho, Theory of the photoacoustic effect with solids, *Journal Applied Physics*, 1976. 47.
- [8] J. P.Gordon, R.C.C.Leite, R. S. Moore, S.P.S.Porto and J.R.Whinnery, Long-transient effects in lasers with inserted liquid samples, *Bulletin of the American Physical Society*, 1964. 2.
- [9] D. P. Almond and Patel, *Photothermal science and techniques*. 1996, London: Chapman & Hall.

- [10] F. Pedrochi, Técnicas Fototérmicas Aplicadas à Caracterização e ao Estudo do Perfil de Profundidade de Tecidos Biológicos in Departamento de Física. 2006, Universidade Estadual de Maringá: Maringá.
- [11] F. Sato, Desenvolvimento da Técnica de Espelho Térmico, Tese de Doutorado apresentada ao Departamento de Física, UEM (2009).
- [12] M. P. Belançon, Análise das técnicas de espelho térmico e de lente térmica para o estudo de materiais semitransparentes e opacos, Dissertação de Mestrado apresentada ao Departamento de Física, UEM (2009).
- [13] P.K. Kuo and M. Munidasa, Single-beam interferometry of a thermal bump, Applied Optics, 1990. 29.
- [14] H. Saito, M. Irikura, M. Haraguchi and M. Fukui, New type of photothermal spectroscopic technique, Applied Optics, 1992. 31.
- [15] Z.L. Wu, P.K. Kuo, Y.S. Lu, S.T. Gu and R. Krupka, Non-destructive evaluation of thin film coatings using a laser-induced surface thermal leasing effect, Thin Solid Films, 1996. 290-291: p. 271.
- [16] B.C. Li, Z. Zhen and S. He, Modulated photothermal deformation I in solids, Journal of Physics D: Applied Physics, 1991. 24.
- [17] W. Nowacki, in Thermoelasticity. 1982, Pergamon: Oxford.
- [18] N.G.C. Astrath, L.C. Malacarne, P.R.B. Pedreira, A.C. Bento, M.L. Baesso and J. Shen, Time-resolved thermal mirror for nanoscale surface displacement detection in low absorbing solids, Applied Physics Letters, 2007. 91
- [19] P. R. B. Pedreira, Desenvolvimento de um protótipo de lente térmica resolvida no tempo para estudos de líquidos em condições transitórias em tempo real, Tese de Doutorado apresentada ao Departamento de Física, UEM (2005).

[20] Azomaterials. Disponível em <http://www.azom.com/details.asp?ArticleID=972>. Acesso em junho 2009.

[21] Azomaterials. Disponível em <http://www.azom.com/details.asp?ArticleID=863>. Acesso em junho 2009.

[22] Azomaterials. Disponível em <http://www.azom.com/details.asp?ArticleID=965>. Acesso em junho 2009.

[23] L. C. Malacarne, F. Sato, P.R.B. Pedreira, A.C. Bento, R.S. Mendes, M.L.Baesso, N.G.C Astrath and J. Shen, Nanoscale surface displacement detection in high absorbing solids by time-resolved thermal mirror, Applied Physics Letters, 2008. 92.

[24] L.C.M. N. G. C. Astrath, P. R. B. Pedreira, A. C. Bento, M. L. Baesso and J. Shen, Time-resolved thermal mirror for nanoscale surface displacement detection in low absorbing solids, APPLIED PHYSICS LETTERS, 2007. 91.

[25] F.S. L. C. Malacarne, P. R. B. Pedreira, A. C. Bento, R. S. Mendes, M. L. Baesso, N. G. C. Astrath, and J. Shen, Nanoscale surface displacement detection in high absorbing solids by time-resolved thermal mirror, Applied Physics Letters, 2008. 92.

[26] Olympus America Inc. Disponível em <http://www.olympusmicro.com/primer/lightandcolor/lasersintro.html>. Acesso em março 2009.

[27] NationMaster. Disponível em <http://www.nationmaster.com/encyclopedia/Transverse-mode>. Acesso em março 2009.

[28] J. H. Rohling, Preparação e caracterização do vidro aluminossilicato de cálcio dopado com terras raras para emissão laser no infravermelho próximo e médio, Tese de Doutorado apresentada ao Departamento de Física, UEM (2004).

- [29] Wikipédia, a enciclopédia livre. Disponível em http://pt.wikipedia.org/wiki/A%C3%A7o_inoxid%C3%A1vel. Acesso em março 2009.
- [30] Correio Gourm@nd. Disponível em http://correiogourmand.com.br/info_cultura_gastronomica_35.htm. Acesso em março 2009.
- [31] Grupo Elinox, aço inoxidável. Disponível em http://www.elinox.com.br/index.php?option=com_content&task=view&id=29&Itemid=78. Acesso em março 2009.
- [32] Melles Griot optics guide. Disponível em http://www.mellesgriot.com/products/optics/gb_2.htm. Acesso em maio 2009.
- [33] Núcleo Inox. Disponível em <http://www.nucleoinox.org.br/aco-inox-aplicacoes.php>. Acesso em 27 maio 2009.
- [34] Universidade Presbiteriana Mackenzie. Disponível em http://www4.mackenzie.br/fileadmin/Graduacao/EE/Revista_on_line/aco_inoxidavel.pdf. Acesso em maio 2009.
- [35] Grupo Elinox, aço inoxidável. Disponível em http://www.elinox.com.br/index.php?option=com_content&task=view&id=54&Itemid=114. Acesso em maio 2009.
- [36] Siderurgia Brasil. Disponível em <http://www.guiadasiderurgia.com.br/revistas/siderurgia-brasil/39/acos-inoxidaveis/o-que-e-aco-inoxidavel-4-parte>. Acesso em junho 2009.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)