

**UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA**

TESE DE DOUTORADO

**Geometria Otimizada para a Espectroscopia
de Lente Térmica: Aplicação em Óleos
Vegetais e Líquidos Transparentes.**

Rubens Silva

Orientador: Prof. Dr. Paulo Cesar de Oliveira

João Pessoa – Paraíba
Julho -2010

Livros Grátis

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

Milhares de livros grátis para download.

RUBENS SILVA

“Geometria Otimizada para a Espectroscopia de Lente Térmica: Aplicações em Óleos Vegetais e Líquidos Transparentes”.

Tese apresentada ao programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba, para obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Matéria Condensada

Orientador: Prof. Dr. Paulo Cesar de Oliveira

João Pessoa-PB

Julho de 2010

S586g Silva, Rubens.
Geometria Otimizada para a Espectroscopia de Lente Térmica: aplicações em óleos Vegetais e Líquidos Transparentes/ Rubens Silva. – João Pessoa, 2010.
171f.

Orientador: Paula Cesar de Oliveira.
Tese (Doutorado) – UFPb - CCEN

1.Física. 2. Geometria. 3. Lente Térmica- Espectroscopia.

UFPb/BC

CDU: 53(043)



Universidade Federal da Paraíba
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Programa de Pós-Graduação *Stricto Sensu* em Física

DECLARAÇÃO DE TITULAÇÃO

A Comissão Examinadora que abaixo assina este documento, reunida no dia 23 de julho de 2010, na Sala de Reuniões do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal da Paraíba, **aprova** o Sr. **Rubens Silva** na defesa de sua tese intitulada "*Geometria otimizada para a espectroscopia de lente térmica: aplicação em óleos vegetais e líquidos transparentes*".

João Pessoa, 23 de julho de 2010

Prof. Dr. Cláudio Benedito da Silva
Furtado (UFPB)

Presidente (Orientador)
Prof. Dr. Paulo César de Oliveira
(UFPB)

Prof. Dr. Petronio Filho (UFPB)

Prof. Dr. Petrus Alcântara Jr. (UFPA)

Profª. Dra. Maria Tereza de Araújo
(UFAL)

(Co-orientador) --- (---)



Campus I – Jardim Universitário
Fone: 083-3216-7422

João Pessoa-PB, Brasil
<http://www.fisica.ufpb.br>

CEP: 58051-900
secpes@fisica.ufpb.br

Dedico este trabalho a minha mãe ***Maria Helena da Silva***, que lá de cima, ao lado de Deus Pai todo poderoso, sempre me deu forças para seguir minha trajetória. Muito obrigado mãe por acreditar que um sonho pode se tornar realidade.

DEDICATÓRIA

Aos meus filhos ***Larissa, Erick e Raíssa Silva***, pelas alegrias e motivações que fizeram atingir os meus objetivos e, em especial, a minha querida esposa, ***Aline Silva*** que, pacientemente, suportou minha ausência durante os anos de duração do curso, valorizando a importância deste momento em nossas vidas.

AGRADECIMENTOS

Ao **Prof. Dr. Paulo Cesar de Oliveira**, pela espetacular orientação e dedicação a este trabalho, em particular pela calorosa amizade que construímos durante a realização do curso, e que certamente perdurará por muito tempo

Ao **Prof. Dr. Emerson de Lima**, do Instituto de Física da UFAL, pela singela amizade e pelo incentivo a mim destinado, nas horas de dificuldades. Afinal, “*amigo é coisa para se guardar dentro do peito*”.

Ao **Prof. Dr. Petrus Alcântara**, do Instituto de Física da UFPA, pelo apoio científico, atribuindo idéias que certamente influenciaram na realização deste trabalho.

Ao **Prof. Dr. Sanclayton Moreira**, do Instituto de Física da UFPA, por ter ensinado a mim todos os conhecimento iniciais, como orientador de meu mestrado, pois jamais teria uma motivação tão grande para a realização deste trabalho.

Ao **Prof. Dr. Daniel Palheta**, do Instituto Federal de Educação do Pará, pelo companheirismo e pela amizade a mim dedicada ao longo da realização deste curso.

Ao **Prof. Msc. Francisco Ferreira de Sousa**, pela singela amizade e pela grandiosa força de incentivo para a integralização deste curso.

Ao **Prof. Dr. Fernando Moraes**, coordenador da Pós Graduação em Física da UFPB e ao **Prof. Dr. Cláudio Furtado**, chefe do Departamento de Física da UFPB, pela atenção especial que me conceberam durante a realização do curso.

À Família **Rivaldo, Euzicley, Gabriel e Gabriele Coutinho**, de Natal-RN, pelo grande laço afetivo de amizade que nos uniu ao longo do curso, pela forma calorosa como sempre me receberam, bem como as cordiais visitas em João Pessoa-PB. Que Deus encha essa família de amor e fraternidade.

Aos amigos, **Marcos Alexandre, Bertúlio de Lima, Weliton Soares, Taciano Sorrentino, Cesar Soares, Gabriel Bastos, Valdeci Mestre, Leonardo Maximo, Gustavo Costa**, pertencentes do grupo de Óptica Não Linear e Física Atômica, e a todos os amigos da pós graduação, em especial ao amigo **Herondy Mota**, pela amizade sincera e confiabilidade que a mim depositaram, sendo de fundamental importância para o crescimento do meu ciclo de amizades. A todos vocês desejo muito sucesso.

Aos Funcionários, **Danilo** (Secretaria da Pós), **D. Nazaré** (Secretaria do Departamento de Física), **Sr. Mariano** (do cafezinho), **Eduardo, Manoel, Bruno, Yuri e Humberto** (Funcionários do Laboratório), **Rogério** (do LACOM), pela disposição com que atenderam aos vários pedidos por mim solicitados, fundamentais para o objetivo deste trabalho. Meu sincero “muito obrigado”.

A todos os Colegas Professores e Funcionários da Faculdade de Física, do Instituto de Ciências Exatas e Naturais, da UFPA, do qual pertenço desde 1997, pelo incentivo e a grande contribuição dada a esta instituição durante minha ausência.

Aos amigos **Renato Cunha, Daniel Filho, e Luiz Fernando** do Laboratório de Óptica da UFPA e em especial ao amigo **Alex Cabral**, pelas trocas de informações sobre este trabalho.

A todos os amigos, que um ou outro motivo deixou de ser citado, mas que de maneira direta ou indiretamente contribuíram de algum modo para que esse objetivo fosse alcançado. O meu “muito obrigado”.

Em fim, a **CAPES** pelas cotas parciais de bolsa e a **Universidade Federal do Pará (UFPA)**, pela licença concedida para aprimoramento profissional, o que certamente sem o apoio destas instituições, este trabalho seria difícil de realizar.

RESUMO

Neste trabalho estudamos a Técnica de Lente Térmica (LT), e a utilizamos como ferramenta em estudos de espectroscopia de líquidos transparentes. Inicialmente reformulamos o método de determinação das cinturas dos feixes de lasers. Nossos estudos mostraram a necessidade de mudança nos valores dos parâmetros da função de ajuste na “Técnica da lâmina”, utilizada nos trabalhos científicos há décadas.

Outro destaque neste trabalho foi à proposta de uma mudança no arranjo experimental, o qual denominamos de sistema otimizado. Dois tipos de otimizações serão abordadas, a do feixe de prova não focalizado e a do feixe de prova colimado. Exploramos os parâmetros geométricos do aparato experimental que influenciam na evolução temporal do sinal de LT. Ao manter a amostra na cintura mínima de excitação investigou-se o comportamento do sinal de LT quando o raio de curvatura do feixe de prova e a distância entre a amostra e o fotodetector foram variados. Nossos resultados mostram que os sinais da LT, obtidos no modo cruzado estão muito perto dos sinais dos modos otimizados, combinando com curtos tempos de medição para pequenas distâncias.

Para confirmação dos pontos abordados, foram feitas medidas da difusividade dos seguintes óleos vegetais: Azeite de Oliva, Castanha do Brasil, Ácido Oleico Puro, e Oleina de Palma, e também dos líquidos transparentes: Água Deionizada, e Etanol. Para se obter o sinal de LT nos líquidos transparentes, foi necessário o uso dos corantes, Amarelo Crepúsculo (CAC) e Rodamina B (Rh B), em baixas concentrações.

ABSTRACT

In this work we studied the Thermal Lens Technique (TLT), and we have used it as a tool in spectroscopic studies of transparent liquids. At first, we reformulated the method of determination of the waist of the laser beams. Our studies showed the need of changing of the fitting parameters of the “Knife-edge Technique”, used in the scientific works for decades.

Another point of this work was a proposal of a change in the experimental setup, which was called optimized. Two kinds of optimization were approached, one without focusing the probe beam, and the other with the probe beam collimated. We explored the geometrical parameters of the experimental apparatus that influence the temporal evolution of the TL. By keeping the sample cell at the minimum waist of the excitation beam, we investigated the TL signal behaviour when the curvature radius of the probe beam and the distance between the sample and the detector were varied. Our results show that high amplitude TL signals, very close to the optimized value, combined with short transient times, may be obtained by reducing the curvature radius of the probe beam and the distance between the sample cell and the detector.

In order to confirm the theoretical predictions we have measured thermal diffusivities of the following vegetable oils: olive, Brazil nut, oleic acid, palm olein and also of some transparent liquids: deionized water and ethanol. To obtain the TL signal of the transparent liquids it was necessary to use of the dyes, sunset yellow (CAC) and rhodamine B (RhB) at low concentrations.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Perfil de um feixe gaussiano e a amostra vista frontalmente, com a propagação radial do calor	11
Figura 1.2 - Representação esquemática de um feixe com simetria cilíndrica	12
Figura 1.3 - Propagação do feixe Gaussiano no modo TEM ₀₀ , pelos campos próximos e distantes em relação à origem do sistema	12
Figura 1.4 – Esquema de um feixe de laser de perfil gaussiano, atravessando uma amostra posicionada em sua cintura mínima e que divide o espaço de propagação do laser em três regiões.	15
Figura 1.5 – Esquema representativo de um raio propagante, numa direção θ , próximo ao eixo óptico z da LT.	19
Figura 1.6 – Diagrama especial da variação de temperatura em função de r/ω , para valores específicos de t/t_c	26
Figura 1.7 - Diagrama especial da variação de temperatura em função de t/t_c , para valores específicos de r/ω	26
Figura 1.8 – Esquema representativo da propagação das frentes de onda, destacando as defasagens Φ_1 e Φ_2 para os respectivos índices de refração n_1 e n_2 , nas posições r_1 e r_2 . (Figura extraída da referência [36]).	29
Figura 1.9 - O esquema mostra o feixe de laser saindo da amostra e atingindo o detector (figura localizada na referência [31]).	31
Figura 1.10 – Diagrama representa a intensidade do feixe de prova, com e sem o termo $I_B(t)$ para $\theta = 0,2$, $m = 1$ e $V = 1,73$	36
Figura 1.11 - Diagrama representativo da intensidade do feixe de prova com e sem o termo $I_B(t)$ para $\theta = 0,4$, $m = 1$ e $V = 1,73$	36
Figura 1.12 – Diagrama representativo da intensidade do feixe de prova com e sem a parcela $I_B(t)$ para $m = 100$, $\theta = 0,2$ e $V = 1,73$	37
Figura 1.13 – Diagrama representativo da intensidade do feixe de prova com e sem a parcela $I_B(t)$ para $m = 100$, $\theta = 0,4$ e $V = 1,73$	37
Figura 1.14 – Diagrama representa o sinal da LT para diversos valores de t_c	39
Figura 1.15 - Diagrama representa o sinal da LT para diversos valores de θ	39
Figura 1.16 – Curvas características da LT em função do tempo para um material com (dn/dT) negativo (lado esquerdo) e (dn/dT) positivo.	40
Figura 2.1 – Fórmula estrutural do AO, na forma CIS.	45
Figura 2.2 – Fórmula estrutural do AO, na forma TRANS.	45
Figura 2.3 - Fruto da palma oleaginosa, com corte transversal.....	47

Figura 2.4 – À esquerda, o fruto azeitona extraído da oliveira; à direita, o azeite de oliva já extraído e industrializado.	48
Figura 2.5 – Árvore da família botânica Lecythidaceae, denominada popularmente de castanheira e ao lado o fruto esférico, duro, de 11 a 14 cm de diâmetro, denominado de “ourigo”.....	51
Figura 2.6 – Castanhas, frutos menores, contidas no interior do “ourigo” e ao lado o frasco contendo óleo de castanha, produzido em escala industrial para fins diversos.....	51
Figura 2.7 – Fórmula estrutural da Rodamina B.	54
Figura 3.1 – <i>Esquema simplificado para a medida do raio de um feixe de laser, usando a Técnica da Lâmina. A área escura representa o bloqueio do feixe causando pela lâmina.</i>	57
Figura 3.2 – Curva característica da potência normalizada em função da posição de deslocamento da lâmina durante o corte do feixe laser.	59
Figura 3.3 – Diagrama que representa o valor da cintura quadrática em função da posição da secção do corte do laser. Tal esquema é importante para visualização e determinação da cintura mínima do feixe e sua respectiva posição.	59
Figura 3.4 - A linha colorida representa a equação (3.18) e a linha pontilhada, a equação (3.13). Em destaque, a diferença visualizada nas duas curvas, para essas equações	64
Figura 3.5 – Comparação entre a equação (3.13) (linha pontilhada) e a equação (3.19) (linha colorida).	65
Figura 3.6 – Diferenças entre $f(s)$ e $P_N(x)$: em (a), $f(s)$ é dada pela equação (3.18) com os parâmetros $w = 1,0$ e $x_0 = 0.0$ (linha cheia) e $w = 0.9612$ e $x_0 = 0.132$ (linha tracejada); em (b), $f(s)$ é dada pela equação (3.19), considerando, apenas, os coeficientes a_1 e a_3 (linha cheia) e quando os novos coeficientes são obtidos com a inclusão do coeficiente a_5 (linha tracejada).....	68
Figura 3.7 - Montagem dos dados experimentais usando a equação (3.19). Uma curva semelhante é obtida por meio da equação (3.18), mas com o feixe de laser ajustado com raio 3,8% menor.....	70
Figura 4.1 – Esquema do feixe de prova otimizado e colimado.	72
Figura 4.2 – Amplitude do sinal da LT, para as configurações, Otimizada Colimada e de Feixes Cruzados (figura da referência [14]).	73
Figura 4.3 - Diagrama do sinal de LT indicando $I(0)$ e $I(\infty)$. Estes dados são fundamentais para determinar a variação fracionada S.	74
Figura 4.4 – Amplitude do sinal de LT dividido por θ em função de V para diversos valores de m , obtidos através de simulação computacional.	78
Figura 4.5 – Diagrama que representa a equação 4.9, indicando a posição $t_{1/2}$	79
Figura 4.6 – Diagrama da razão $t_{1/2}/t_c$, em função de V, para valores de $m = 1,10,100,1000$ e 10000.....	80

Figura 5.1 – Esquema do arranjo experimental do modo cruzado descasado para a formação da LT.	83
Figura 5.2 – Na esquerda temos a fotografia do Osciloscópio depois de gerado a média dos dados e, a direita, o gráfico do ajuste da função correspondente processados no Origin 7.5.	85
Figura 5.3 – Esquema representativo dos feixes contra propagante e descasados, identificando alguns parâmetros, que serão importantes para o ajuste das equações.	85
Figura 5.4 – Fotos dos equipamentos usados em nosso trabalho (acima temos vista lateral da bancada e ao lado dela o polarizador, e em baixo temos a bancada vista de cima e ao lado dela o sistema do fotodetector).	86
Figura 5.5 – Medidor de potência dos feixes de lasers com precisão de até 30 mW.	87
Figura 5.6 - Esquema do modo feixe de prova não focalizado, ou seja, sem o uso da lente L_2	88
Figura 5.7 - Esquema do feixe de prova não focalizado, com o ajuste da função linear, que relaciona as cinturas ω em função da distância z , para a posterior determinação do raio R_1 da frente de onda.	89
Figura 5.8 - Esquema experimental para o modo colimado.	90
Figura 5.9 – Esquema pictórico do Modo Feixe de Prova Colimado.	91
Figura 5.10 – Foto dos portas amostras para cubetas de 2mm e de 10 mm, construídas especificamente para garantir a manipulação das amostras sem alterar suas características em nossas medidas.	96
Figura 5.11 – Foto das amostras de Água Deionizada + CAC, em ordem decrescente de concentração.	97
Figura 5.12 – foto das amostras de Etanol + CAC, em ordem decrescente de concentração.	98
Figura 5.13 - Fotografia de algumas amostras de Ácido Oleico + Rodamina B, utilizada em nosso experimento.	99
Figura 6.1 - Diagrama do sinal recebida no foto detector e captada no osciloscópio como voltagem (V) em função da distância x (mm) percorrida pela lâmina transversal ao feixe.	102
Figura 6.2 – Diagrama da função quadrática de ω em função da posição Z , da secção de corte na propagação do laser de Argônio.	104
Figura 6.3 - Diagrama do sinal que atinge o fotodetector na posição $Z = 7,5$ cm da lente de focalização do feixe de prova, e captada no osciloscópio como Voltagem (V) em função da distância x (mm) percorrida pela lâmina transversal à propagação.	105
Figura 6.4 - Diagrama da equação parabólica dos valores quadráticos das cinturas em função da posição Z ao longo da propagação do feixe.	107
Figura 6.5 – Do lado esquerdo temos a foto do osciloscópio e a direita temos o valor da potência luminosa em função da distância x de corte transversal da lâmina, correspondente à foto para o modo não focalizado do feixe de prova.	108
Figura 6.6 - Diagrama que representa os valores da cintura do feixe de prova não focalizado, em função da posição Z , ao longo do eixo de propagação.	110

Figura 6.7 – A esquerda temos o sinal no osciloscópio e a direita a função de melhor ajuste na posição $Z= 25,5$ cm do feixe de propagação, em relação a lente L1 do feixe de excitação.	112
Figura 6.8 - Diagrama da função quadrática das cinturas do feixe de excitação ao longo da propagação na direção Z, em relação a sua lente de focalização.	113
Figura 6.9 - A esquerda temos a imagem no osciloscópio e a direita o gráfico de ajuste numa dada posição para o cálculo da cintura do feixe do HeNe, pelo Modo Colimado	114
Figura 6.10 - Gráfico das medidas da cintura do feixe colimado ao longo de sua propagação no eixo Z e o valor do raio da frente de onda.	116
Figura 6.11 – A direita temos a foto do osciloscópio e a esquerda o gráfico do sinal da LT na distância especificada Z_2 verifica-se o valor da difusividade do AO nesta posição.	119
Figura 6.12 - Sinal de LT normalizado para $m= 290$, e valores variáveis do parâmetro V.....	120
Figura 6.13 – Amplitude do sinal de LT em função do parâmetro V. Os dados apontam para um V configuração de feixe focalizada.	121
Figura 6.14 – Diagrama da função $t_{1/2}$ versus V para $m = 290$	122
Figura 6.15 – Gráfico que exhibe os valores da Difusividade Térmica do AO em função do parâmetro V.....	122
Figura 6.16 (a) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama da Castanha do Brasil, no modo descasado, com difusividade térmica medida no valor de $8.35 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$	123
Figura 6.16 (b) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama do Ácido Oléico Puro com difusividade térmica medida de $10,31 \text{ cm}^2/\text{s}$	124
Figura 6.16 (c) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama da Oleina de Palma, no modo descasado, com difusividade térmica medida no valor de $11,30 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$	124
Figura 6.16 (d) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama do Azeite de Oliva modo descasado com difusividade térmica medida de $8.93 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$	125
Figura 6.17 (a) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama do Ácido Oleico, modo não focalizado com difusividade térmica medida de $10,52 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$	125
Figura 6.17 (b) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama do Azeite de Oliva, modo não focalizado com difusividade térmica medida de $8,80 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$	126
Figura 6.17 (c) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama da Oleina de Palma, modo não focalizado com difusividade térmica medida de $11,87 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$	126

Figura 6.17 (d) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama da Castanha do Brasil, modo não focalizado com difusividade térmica medida de $8,46 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$	126
Figura 6.18 – Diagrama representativo da difusividade térmica das amostras de Água + CAC, em função das respectivas concentrações, de modo que, por meio da extrapolação pelo ajuste linear da função, poderemos encontrar o valor experimental da difusividade térmica da água sem a presença do corante.	129
Figura 6.19 - Diagrama representativo da difusividade térmica das amostras de Etanol + CAC, em função das respectivas concentrações, de modo que, por meio da extrapolação pelo ajuste linear da função, poderemos obter o valor experimental da difusividade térmica do Etanol sem a presença do corante.	130
Figura 6.20 – Diagrama representativo da difusividade térmica das amostras de Ácido Oleico+ Rh B, em função das respectivas concentrações, de modo que, por meio da extrapolação pelo ajuste linear da função, poderemos verificar o valor experimental da difusividade térmica do Ácido Oleico sem a presença do corante.	131

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Alguns alimentos com as quantidades específicas de AO em sua composição.	44
Tabela 2.2 – Propriedades físicas e químicas do AO (Fonte: MERCK, Laboratório e Revenda).	45
Tabela 2.3 - Algumas características importantes da oleína de palma.	48
Tabela 2.4 - A tabela mostra a pontuação organoléptica, a acidez livre e a aplicação do produto para os tipos de Azeite Virgem e Extra Virgem.	49
Tabela 5.1 – Valores das concentrações de Água Deionizada e o corante CAC, com suas respectivas denominações de amostras utilizadas.	97
Tabela 5.2 – Valores das amostras de Etanol+ CAC, obtidas a partir de uma solução base de 22,5 mg/L.	98
Tabela 5.3 - Valores das amostras de Ácido Oleico + Rh B com suas respectivas concentrações.	99
Tabela 6.1 - Valores quadráticos de ω medidos para uma determinada posição Z da secção transversal de corte da luz do laser no modo cruzado descasado.	103
Tabela 6.2 – Tabela de valores das cinturas quadráticas medidas para o laser de HeNe e função da distância Z ao longo da propagação do feixe no modo cruzado e descasado.	106
Tabela 6.3 – Tabela de dados importantes medidos através de operações analíticas e características dos lasers de excitação (Argônio) e de monitoramento (He-Ne) para o modo cruzado descasado.	108
Tabela 6.4 - Valores medidos das cinturas do feixe de propagação em função da distância Z ao longo desta propagação, para o feixe de prova otimizado não focalizado.	109
Tabela 6.5 - Valores característicos dos feixes de excitação e de monitoramento no modo feixe de prova não focalizado.	111
Tabela 6.6 – Tabela de valores para as cinturas do feixe de excitação, em diversas posições Z ao longo de sua propagação.	113
Tabela 6.7 - Tabela de valores das cinturas do feixe colimado na direção Z de propagação, valores medidos em relação a lente de focalização do feixe de prova.	115
Tabela 6.8 - Tabela de dados de elementos importantes de caracterização dos feixes de lasers.	116
Tabela 6.9 – Tabela de dados de parâmetros importantes nos seus respectivos modos de focalização utilizados neste trabalho.	118
Tabela 6.10 - A Tabela representa os valores de diversas medidas para a mesma amostra de AO, submetido a mesma potência de excitação.	120
Tabela 6.11 – Valores de P_e , θ , e t_c obtidos pelos Modo Cruzado Descasado e Modo não Focalizado.	127

Tabela 6.12 – Valores das difusividades térmicas das amostras indicadas obtidas pelos dois modos e comparados com os reportados na literatura.	128
Tabela 6.13 - A tabela mostra os valores das difusividades térmicas das amostras indicadas medidas no laboratório e os seus respectivos valores encontrados na literatura.	131

SUMÁRIO

INTRODUÇÃO..... 01

CAPÍTULO 1 - A Técnica de Lente Térmica.....07

1.1 - Histórico da Lente Térmica07

1.2 - O modelo Parabólico.....10

 1.2.1 – O perfil gaussiano10

 1.2.2 – Propagação de um feixe gaussiano.....12

1.3 - O modelo Aberrante 17

 1.3.1 – A distância Focal da LT.....18

 1.3.2 - Distribuição de Temperatura: $\Delta T(r, t)$20

 1.3.3 - O Índice de Refração e a distância focal da LT.....27

 1.3.4 - Gradiente do índice de Refração e a Diferença de fase.....28

 1.3.5 - Intensidade do Laser de Prova no Detector.....31

CAPITULO 2 - Descrição do Material Utilizado.....41

2.1- Introdução41

2.2 - O Ácido Oleico (AO).....43

2.3 - A Oleína de Palma.....	46
2.4 – Azeite de Oliva (Vila Real Comercial).....	48
2.5 - Castanha do Brasil.....	50
2.6 – Corantes.....	52
2.6.1 - Corante Amarelo Crepúsculo(CAC).....	53
2.6.2 – Rodamina B (Rh B).....	53

CAPÍTULO 3 - Caracterização dos Feixes Ópticos Utilizando a

Técnica da Lâmina.....55

3.1-Introdução.....	55
3.2 – A “Técnica da Lâmina”.....	56
3.3 – Um Melhor Ajuste na “Técnica da Lâmina”	60

CAPÍTULO 4 - Otimização da Técnica de lente Térmica.....71

4.1- Introdução.....	71
4.2 – A Otimização.....	72
4.3 – A Máximizção da LT.....	74

CAPÍTULO 5 - Procedimento Experimental.....81

5.1- Montagem dos Feixes Cruzado e Descasado.....	82
---	----

5.2 - Montagem do Modo Feixe de Prova Otimizado não Focalizado.....	87
5.3- Montagem do Modo Feixe de Prova Otimizado e Colimado.....	89
5.4 - Alinhamentos dos Feixes.....	91
5.5 - Os Parâmetros m e V.....	93
5.6- Preparação das amostras de óleos vegetais.....	94
5.7- Preparação das Amostras com Corantes.....	96

CAPÍTULO 6 – Resultados e Análises.....101

6.1- Resultados das medidas de cintura mínima dos feixes.....	101
6.1.1 – Modo Cruzado e Descasado.....	102
6.1.2 - Modo Feixe de Prova Otimizado Não Focalizado.....	108
6.1.3 - Modo Feixe de Prova Otimizado Colimado.....	111
6.2 – Valores dos Parâmetros	117
6.3 – Resultados das difusividades térmicas dos óleos vegetais.....	123
6.4 – Resultados das Difusividades Térmicas da Água Deionizada,do Ácido Oleico Puro e do Etanol com o uso de corantes.....	128

CAPÍTULO 7- Conclusões e Perspectivas.....133

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....140

ANEXOS147

INTRODUÇÃO

A Espectroscopia de Lente Térmica pertence a um grupo de metodologia, denominadas de Técnicas Fototérmicas [1], cujo princípio básico característico, é a formação de uma onda de calor numa dada amostra, obtida através da absorção da luz. Outras técnicas semelhantes nos objetivos, porém com características diferentes, quer seja na forma de detecção do calor gerado ou na montagem experimental, são também conhecidas e frequentemente estudadas. Dentre elas, podemos citar a Espectroscopia Fotoacústica, que analisa a variação de pressão sobre a amostra; a Radiometria Infravermelha junto com outras técnicas analisadoras de deformações (efeito de dilatação térmica); Interferometria Fototérmica; Deflexão Fototérmica, sendo que grande parte dessas técnicas tem dependência geral com o índice de refração e com a temperatura.

Todas essas técnicas são de grande relevância para o estudo de algumas propriedades termo ópticas de diversos materiais, das quais podemos citar a caracterização específica do tipo de amostra, tal como: transparência, translucidez e opacidade, a absorbância, a fotoluminescência, a degradação fototérmica, difusividade térmica, condutividade térmica, eficiência quântica, efeito soret, desvios de caminhos ópticos com a temperatura para materiais sólidos e índice de refração em relação à temperatura para materiais líquidos ou gasosos, etc. A importância dessas caracterizações é extrema, visto que há

grandes possibilidades de usos diversos em aplicações tecnológicas desses materiais no presente e no futuro.

A técnica de Lente Térmica (LT) é caracterizada pela alta sensibilidade apresentada e pelos resultados confiáveis, obtidos nas medidas termo ópticas de diversos materiais, sejam elas de natureza transparente ou não. No caso de amostras transparentes, devemos observar detalhes específicos, pois, para obtenção de determinadas medidas, precisamos controlar a potência da luz incidente na amostra, visto que o sinal de resposta tem presença forte de ruídos característicos, podendo levar a um resultado com erros significativos.

Alguns modelos teóricos e experimentais têm sido estudados com a intenção de aprimorar, ainda mais, a sensibilidade desta técnica de medidas. Para tal, foram desenvolvidos montagens experimentais usando feixe único ou dois feixes luminosos. Em qualquer dos casos há a necessidade de determinar parâmetros que envolvem as cinturas dos feixes, e para este caso típico, desenvolvemos neste trabalho uma forma de melhor ajuste no método já conhecido como “knife-edge“ ou simplesmente Técnica da Lâmina. Cuidados especiais devem ser levados em consideração por se tratar de luz que pode atingir alta potência, envolvidos na técnica, como, por exemplo, alguns lasers empregados os quais são desta forma caracterizados. Isso porque surge a necessidade de acompanhar os modelos existentes, a fim de que não extrapole os limites de validade dos mesmos. Por exemplo, podem surgir anéis de interferência, devido a auto-focalização e auto-desfocalização térmica produzida na amostra [2].

A configuração do nosso experimento foi disposta de três modos: o Modo Descasado Contrapropagante, por ser uma forma sensível e porque

certamente já foi estudado com detalhes em diversos trabalhos [3, 9]; o Modo Feixe de Prova Não Focalizado, sugerido como uma montagem experimental diferente e com aplicabilidade segura, mostrando eficiência nos resultados, e o Modo Feixe de Prova Colimado, o que o faz como um dos focos principais neste trabalho.

Vale aqui ressaltar que o uso desta técnica, com seus cuidados peculiares, garante-nos a performance das amostras, mesmo depois de submetidas à potência de um laser, ou seja, suas características mais importantes são mantidas e o material não se perde.

Os objetivos específicos deste trabalho estão enumerados a seguir:

- a) Elaborar um modelo matemático, com simulações computacionais, e conflitar com os dados teóricos e experimentais obtidos com o uso da técnica.
- b) Demonstrar todos os detalhes matemáticos das equações estudadas, bem como sua interpretação física, enfatizando cada aplicabilidade possível, tornando mais claro o entendimento do uso desta técnica.
- c) Apresentar um novo modelo para determinar as cinturas dos feixes de lasers, atrelado a uma equação para se obter os parâmetros de ajuste das equações envolvidas na técnica de LT, sempre observando os fatores imprescindíveis nas referidas análises.
- d) Observar os detalhes dos arranjos experimentais nos modos, Feixe de Prova não Focalizado e Feixe de Prova Colimado, fazendo uma abordagem diferenciada das montagens já conhecidas, desenvolvidas neste trabalho que servirá como fonte de informações para trabalhos futuros.

- e) Medir a difusividade térmica dos seguintes óleos vegetais, Ácido Oleico, Oleína de Palma, Azeite de Oliva, Castanha do Brasil, através dos modos experimentais citados e com os resultados obtidos, fazer uma análise comparativa dos valores encontrados na literatura e verificar a aplicabilidade do método “Técnica da Lâmina” com melhor ajuste nas montagens experimentais citadas.
- f) Criar um modelo matemático de função característica, que exprima os valores encontrados para a difusividade térmica em líquidos transparentes, tais como Água Deionizada, Etanol, e Ácido Oleico Puro, diluentes de material absorvedor (corantes), de modo que, por meio deste modelo, seja possível encontrar o valor da difusividade térmica do líquido puro (sem corante) usando o método de extrapolação matemática.
- g) Fazer a análise qualitativa e quantitativa dos dados obtidos e observar suas possíveis variações, influenciadas por detalhes de situações diversas, os quais possam atuar de forma imperativa nas medidas realizadas, tais como: alinhamento dos feixes, aferição dos aparelhos, dilatação térmica, fuga do material se for volátil, degradação, etc.

Destarte, para atingir o objetivo como um todo, faz-se necessário organizar a tese a partir da seguinte proposta metodológica:

No **capítulo 1**, apresentamos um histórico da LT desde sua origem até as aplicações mais recentes, caracterizando os modelos parabólicos e aberrantes. Tais modelos bastante estudados são fundamentais para determinar as propriedades termo ópticas de diversos materiais. Essas teorias são de grande

importância para explicar os nossos resultados e as dependências de suas propriedades físicas.

No **capítulo 2**, apresentamos as amostras utilizadas, para confirmação da aplicabilidade dos principais focos deste trabalho. São elas: O Ácido Oleico, os *óleos vegetais* (Oleína de Palma, Azeite de Oliva, Castanha do Brasil), os *líquidos transparentes* (Água Deionizada, Etanol e Ácido Oleico) e os *Corantes* (Rodamina B e o Amarelo Crepúsculo), bem como um breve histórico de cada uma, no qual são mostradas as suas principais características e propriedades específicas.

No **capítulo 3**, são mostrados os procedimentos para a caracterização dos feixes ópticos utilizando a Técnica da Lâmina, fundamental para a determinação das cinturas dos feixes de lasers. Para isto, procuramos fazer uma abordagem geral e específica da teoria dos métodos já conhecidos e efetuar mudanças nos mesmos, de modo que as operações matemáticas presentes sejam simplificadas dentro das aproximações.

No **capítulo 4**, descreveremos sucintamente a idéia de otimização com a colimação do feixe de prova. Tal configuração diferencia-se dos métodos anteriores quando levamos em conta a variação da distância entre o fotodetector e a amostra de um sistema de LT e com um estudo específico para esta relação, foi possível fazer uma montagem capaz de aumentar a sensibilidade do sistema.

No **capítulo 5**, são mostrados os aparatos isoladamente para os três modos específicos, destacando o Modo Descasado, Modo não Focalizado e o Modo Colimado, além da preparação das amostras, das técnicas e metodologias correspondentes a cada medida realizada, da aferição dos

equipamentos, do alinhamento eletrônico do sistema e da determinação das cinturas dos feixes.

No **capítulo 6**, apresentamos o resultado das medidas encontradas para a difusividade térmica das amostras citadas, dentro da proposta focalizada neste trabalho, seguida de uma análise mais criteriosa, enfatizando principalmente as vantagens e desvantagens do método.

No **capítulo 7**, enunciamos algumas conclusões desse trabalho e as sugestões para atividades futuras, visto que uma série de estudos complementares poderá ser realizada, com base nesta pesquisa.

As referências bibliográficas e os anexos exibindo as produções, tais como artigo publicado e painéis escritos e apresentados em vários congressos durante o curso estão dispostos no final.

CAPÍTULO 1

A Técnica de Lente Térmica

1.1- *Histórico da Lente Térmica*

Com o objetivo de aprofundarmos os assuntos que tratamos durante este trabalho, optamos por descrever os conhecimentos teóricos que envolverão as discussões feitas sobre os resultados que serão apresentados. Começaremos esta revisão da teoria abordando fatos e experimentos históricos que deram origem e aperfeiçoaram os estudos da Técnica de Lente Térmica (LT).

Com a descoberta do Laser por Theodoro Maiman, usando cristal de rubi, na década de 60 como fonte de luz de alta potência, algumas observações de fenômenos ópticos e efeitos denominados de Lente Térmica (LT) tornaram-se mais evidentes e deram origem a uma série de estudos importantes para tais observações.

Em 1965, Gordon e colaboradores [10], entre eles os brasileiros Rogério C. Cerqueira Leite e Sérgio P. S. Porto, fizeram a primeira publicação sobre observações de uma Lente Fototérmica ou popularmente chamada de Lente Térmica (LT), no laboratório da Bell Telephone, em Murray Hill, New Jersey-EUA. Este grupo observou um efeito não linear na divergência do feixe ao

introduzir amostras de corante dentro da cavidade de um laser de HeNe. O efeito manifestava-se como um transiente da intensidade do laser e após um tempo, da ordem de segundos, o diâmetro do feixe era maior. Eles associaram este efeito a uma lente e a partir disto ficou conhecido como efeito de "Lente Térmica" (LT). Basicamente o efeito de LT tem como princípio a variação do índice de refração com a temperatura. Quando um feixe laser com perfil de intensidade gaussiano passa através da amostra, a energia absorvida é convertida em calor que provoca uma mudança radial na temperatura. Esta mudança induz variação no índice de refração fazendo a amostra se comportar como uma lente. O aquecimento local faz com que o feixe sofra uma distorção ao passar pela amostra, que por sua vez produz uma mudança no comprimento do caminho óptico que descreve a distorção termicamente induzida do feixe laser e carrega informação sobre o coeficiente térmico do índice de refração. A partir deste estudo inicial, a técnica de LT tem sido amplamente estudada, com objetivo de obter medidas fototérmicas para materiais com baixa absorção.

Tal estudo foi aprimorado por Hu e Whinnery [11], que obtiveram a formação da LT fora da cavidade do laser. Desta forma, incentivaram a criação do primeiro modelo de LT, definindo um formalismo matemático apropriado para determinação da intensidade do feixe de radiação, o qual ficou conhecido como modelo parabólico, devido a sua semelhança com a forma parabólica, caracterizada com a distribuição de temperatura na amostra. Entretanto, os modelos já estudados, não levavam em conta as possíveis aberrações que surgiram nos experimentos de LT, tais como anéis de interferência.

O modelo teórico proposto por Hu e Whinnery prevê qualitativamente todos os aspectos do sinal de lente térmica. Entretanto o modelo não é exato, uma vez que considera somente a parte central do gradiente de índice de refração e desconsidera as partes periféricas deste. Vale ressaltar que as previsões do modelo parabólico podem ser facilmente corrigidas aplicando-se simples fatores de correção. O modelo obtido foi denominado de modelo parabólico corrigido.

Sheldon, Knight e Thorne [12] tiveram cautela em observar estes fatos e, a partir de estudos mais detalhados, desenvolveram um modelo teórico que considera as aberrações da lente térmica, tratando a propagação do feixe laser através da teoria de difração de Fresnel-Kirchoff. O efeito da LT formada no meio é considerado como uma aberração está incluída na forma de uma pequena perturbação na propagação do feixe, especificamente uma alteração na fase do sinal. O modelo aberrante de LT prevê precisamente a variação do efeito em função do tempo de medida e da posição relativa entre o foco do feixe laser e a posição da amostra. Tal situação pode ser verificada na LT de um único feixe.

A introdução de dois feixes luminosos, proposta em 1993 por Jun, Lowe e Snook [13], deu origem à teoria aberrante com dois feixes, um para excitar a amostra, chamado de feixe de excitação e o outro para monitorar a formação da LT, chamado de feixe de prova ou de monitoramento. Com isso, a técnica teve um aumento significativo na sua sensibilidade. Esta abordagem teórica foi utilizada, amplamente, em outros experimentos conforme descritos nas referências [14-17].

Em 2006, Marcano e colaboradores [18], em um trabalho experimental, aprimoraram a técnica de LT propondo uma configuração diferente para os feixes duplos luminosos, criando o modo otimizado para o sistema de LT, na qual o feixe de excitação manteria a forma proposta anteriormente e o feixe de monitoramento seria colimado, ou seja, teria propagação paralela, envolvendo o feixe de excitação. Desta forma, o sistema teria uma configuração para a qual o sinal de LT, independeria de alguns parâmetros do feixe de prova.

1.2 – O Modelo Parabólico

Conforme citado na secção anterior, o modelo parabólico proposto por Hu e Whinnery, tinha suas limitações, mesmo assim foi desenvolvido um cuidadoso estudo matemático que atendia as necessidades básicas da técnica de LT. Para entendermos um pouco desse modelo faremos o procedimento detalhado das equações utilizadas para este modelo.

1.2.1 - O Perfil Gaussiano

O laser é fonte de luz usada normalmente nas experiências de espectroscopia fototérmica, pelo fato de ser uma fonte de luz coerente, de alta energia e colimada. A figura 1.1 representa exemplo de feixe de laser gaussiano com sua propagação de calor radial. Aqueles que operam no modo gaussiano fundamental (TEM_{00}) são comumente usados e têm essa preferência devido às simples operações matemáticas envolvidas, facilitando o entendimento dos experimentos fototérmicos.

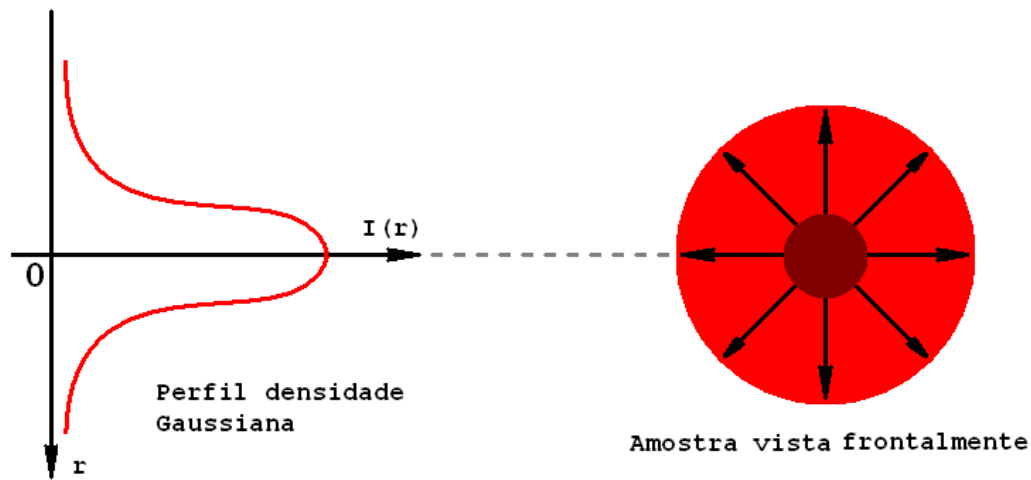


Figura 1.1 - Perfil de um feixe gaussiano e a amostra vista frontalmente, com a propagação radial do calor.

Para esses lasers, o perfil de intensidade $I(x, y, z)$ é dado por: [19-21]

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2(x^2+y^2)}{\omega^2(z)}\right] \quad (1.1)$$

sendo:

P → potência do laser

x e y → direções perpendiculares entre si e com a direção z

z → direção de propagação

$\omega(z)$ → é o raio do feixe ao longo do eixo de propagação

Devido à simetria azimutal da propagação deste laser é conveniente fazermos a substituição das coordenadas cartesianas por coordenadas cilíndricas (ver figura 1.2), então:

$$x^2 + y^2 = r^2 \quad e \quad I(x, y, z) = I(r, z) \quad (1.2)$$

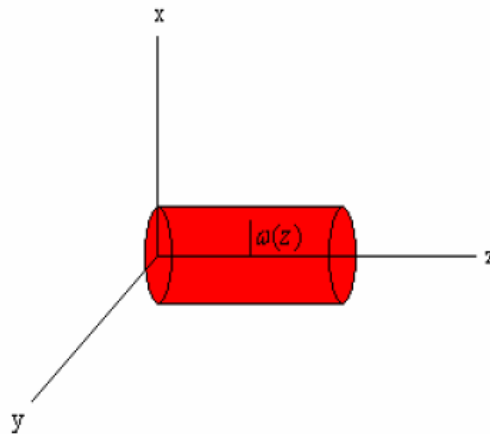


Figura 1.2 - Representação esquemática de um feixe com simetria cilíndrica

Substituindo a eq. (1.2) em (1.1), temos:

$$I(x, y, z) = \frac{2P}{\pi\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right] \quad (1.3)$$

1.2.2 - Propagação de um Feixe Gaussiano.

A figura 1.3 mostra a propagação de um feixe gaussiano no espaço livre [2,22].

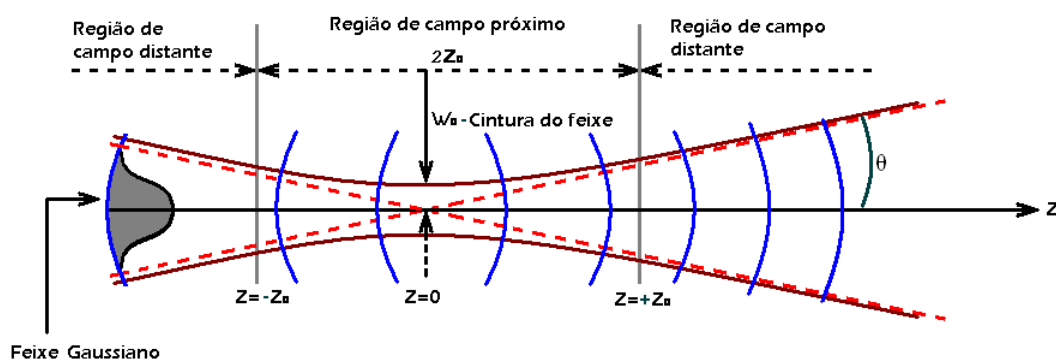


Figura 1.3 - Propagação do feixe Gaussiano no modo TEM₀₀, pelos campos próximos e distantes em relação à origem do sistema.

A amplitude do campo nas proximidades do eixo óptico, de um feixe de laser no modo fundamental, propagando na direção z e é dada por [23-25]:

$$E(r, z) = \frac{E_0 \omega_0}{\omega(z)} \exp \left[-i \left(-\frac{2\pi z}{\lambda} + \phi \right) - r^2 \left(\frac{1}{\omega^2(z)} - \frac{i\pi}{\lambda R(z)} \right) \right] \quad (1.4)$$

sendo:

$\lambda \rightarrow$ é o comprimento de onda

$\phi \rightarrow$ é a variação da fase adicional que depende de z, pois: $tg\phi = \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}$

$r^2 \rightarrow$ é o termo quadrático da fase, que é determinado pelo raio de curvatura R,

$\omega(z) \rightarrow$ é o raio do feixe no qual a amplitude do campo cai para $1/e^2$

$\omega_0 \rightarrow$ valor mínimo do raio $\omega(z)$

$R(z) \rightarrow$ é a raio de curvatura da frente de onda na posição z.

Os parâmetros $\omega(z)$ e $R(z)$ que representam o raio do feixe e o raio de curvatura da frente de onda, respectivamente, são oriundos da descrição deste feixe, em termos de um parâmetro de curvatura complexa $q(z)$, de forma que o coeficiente de r^2 , na equação 1.3, pode ser reescrito como: [26]

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + i \frac{\lambda}{\pi \omega_0^2}$$

Na cintura mínima do feixe ($z = 0$), o valor $q(z) = q(0)$ é:

$$\frac{1}{q(z=0)} = \frac{1}{R(0)} + i \frac{\lambda}{\pi \omega_0^2} \quad \text{mas} \quad \frac{1}{R(0)} = 0$$

$$q(0) = \left[\frac{i\lambda}{\pi \omega_0^2} \right]^{-1} = \frac{\pi \omega_0^2}{i\lambda}$$

$|q(0)| = i \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$, sendo que o termo $\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$ denominamos de Z_c , então,

$$|q(0)| = i Z_c$$

Desta forma, define-se o parâmetro “ Z_c ”, que representa o chamado parâmetro confocal ou comprimento de Rayleigh, que é a posição onde o raio de curvatura das frentes de onda é mínimo.

Portanto:

$$Z_c = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (1.5)$$

Com base nesta informação, podemos escrever $R(z)$ e $\omega(z)$, como: [27-29]

$$R(z) = \frac{Z_c^2 + z^2}{z} \quad (1.6)$$

$$\omega(z) = \frac{\lambda}{\pi} \left[\frac{Z_c^2 + z^2}{Z_c} \right] = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{Z_c} \right)^2 \right] \quad (1.7)$$

$$\text{e } \omega(Z_c) = \omega_0 \sqrt{2}$$

Também pode ser escrita na forma matricial ABCD,

$$R(z) = \frac{A^2 Z_c^2 + B^2}{ACZ_c^2 + BD} \quad (1.8)$$

$$\omega^2(z) = \frac{\lambda}{\pi} \left[\frac{AZ_c^2 + B^2}{(AD - BC)Z_c^2} \right] \quad (1.9)$$

Como o determinante $(AD - BC)$ é unitário, então:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[A^2 + \frac{B^2}{Z_c^2} \right] \quad (1.10)$$

A matriz correspondente para a montagem experimental básica de LT, caracterizada por um feixe gaussiano, mostrada na figura 1.3, é:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.11)$$

A amostra, quando colocada na posição z da figura 1.3, absorve a energia proveniente do laser de excitação, que se transforma em calor. O calor gerado é responsável pelo efeito de Lente Térmica (LT). Então, podemos afirmar que a amostra será nossa “lente”, podendo fazer convergir ou divergir o feixe laser ao atravessá-la. Assim, podemos concluir que estamos diante de um tipo de lente decorrente do calor absorvido da fonte de luz incidente sobre uma dada amostra.

Verifica-se que a LT formada na amostra, responde pelas propriedades ópticas envolvidas e influencia na propagação do feixe luminoso. Neste caso,

podemos considerar as matrizes ópticas em cada região para o trajeto do feixe gaussiano. A figura 1.4 representa um feixe de laser atravessando uma amostra posicionada na sua cintura mínima e que divide o espaço de propagação do mesmo em três regiões. Na região 1, o feixe propaga-se num espaço livre, cuja matriz ABCD correspondente é:

$$T_1 = \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Na região 2, a matriz da refração é:

$$T_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix}, \text{ sendo } f \text{ a distância focal da lente formada,}$$

E na região 3, o feixe volta para um espaço livre de comprimento d .

Nesse caso, a matriz é:

$$T_3 = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$$

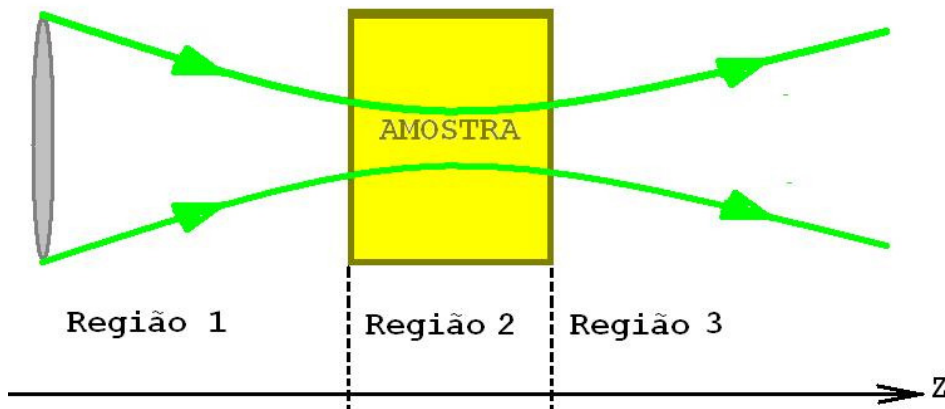


Figura 1.4 – Esquema de um feixe de laser de perfil gaussiano, atravessando uma amostra posicionada em sua cintura mínima e que divide o espaço de propagação do laser em três regiões.

Para obtermos a matriz resultante M nesse sistema, devemos efetuar a operação:

$M = T_3 T_2 T_1$, então:

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1.12)$$

sendo:

$$A = 1 - \frac{d}{f}, \quad B = z - \frac{zd}{f} + d \quad (1.13)$$

$$C = -\frac{1}{f} \quad D = -\frac{z}{f} + 1$$

Para um campo distante, então $d \Rightarrow \infty$, neste caso, os elementos matriciais se resumem em:

$$A = -\frac{d}{f} \quad B = -\frac{zd}{f} + d = d\left(1 - \frac{z}{f}\right) \quad (1.14)$$

$$C = -\frac{1}{f} \quad D = -\frac{z}{f} + 1$$

Substituindo a equação (1.14) na equação (1.10), teremos:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[A^2 + \frac{B^2}{z_c^2} \right] \Rightarrow \omega_2^2(z) = \omega_0^2 \left[\left(\frac{-d}{f} \right)^2 + \frac{1}{z_c^2} \left(d \left(1 - \frac{z}{f} \right) \right)^2 \right]$$

$$\omega_2^2(z) = \omega_0^2 d^2 \left[\left(\frac{-1}{f} \right)^2 + \frac{1}{z_c^2} \left(1 - \frac{z}{f} \right)^2 \right] \quad (1.15)$$

onde $\omega_2(z)$ é o raio da cintura do feixe a uma distância d da amostra, sobre o eixo z , precisamente na posição do detector. Neste caso, a medida da intensidade no centro do feixe é dada pela equação:

$$I = \frac{2P}{\pi\omega_2^2} \quad (1.16)$$

No entanto, verifica-se que a distância focal f da LT formada é variável e dependente do tempo, ou seja, $f = f(t)$. Então, nesse caso:

$$\omega_2^2(z) = \omega_0^2 d^2 \left[\left(\frac{-1}{f} \right)^2 + \frac{1}{z_c^2} \left(1 - \frac{z}{f} \right)^2 \right]$$

$$\omega_2^2(z) = \omega_0^2 d^2 \left[\left(\frac{-1}{f(t)} \right)^2 + \frac{1}{z_c^2} \left(1 - \frac{z}{f(t)} \right)^2 \right] \quad (1.17)$$

A função $f(t)$ representa a variação da distância focal da LT em função do tempo.

1.3– O Modelo Aberrante

Desde a descoberta do efeito de LT muitos modelos foram desenvolvidos. Até o momento, o modelo teórico mais sensível para a LT é o aberrante no modo descasado, no qual o feixe de monitoramento tem sua cintura mínima distante da amostra, que por sua vez ocupa a posição da cintura mínima do feixe de excitação. O motivo desta disposição de montagem experimental será visto no capítulo 5. Tal modelo leva em consideração a aberração esférica durante a formação da LT e dá a diferença de fase do feixe de prova, induzida por ela, que está relacionada com os parâmetros térmicos e ópticos da amostra, tais como a difusividade térmica (D), a condutividade térmica (k), a absorção óptica (A_e) e coeficiente da temperatura do comprimento do caminho óptico (ds/dT)

O desenvolvimento teórico do modelo aberrante segue os seguintes passos básicos:

- a) A determinação da variação de temperatura na amostra $\Delta T(r, t)$, induzida pelo laser de excitação através da equação de difusão do calor em um meio isotrópico.
- b) A determinação da mudança na variação do índice de refração e a diferença de fase devido à variação de temperatura.
- c) A determinação da intensidade do campo resultante que atinge o fotodetector em função do tempo de formação da LT.

Entretanto, antes de seguirmos os passos básicos citados, faremos uma análise criteriosa nas equações para obtermos a distância focal da LT, pois, ela depende do tempo de absorção do calor gerado, que por sua vez influencia na variação de temperatura da amostra.

1.3.1- A Distância Focal da LT

A focalização e desfocalização dos raios luminosos podem ser obtidas por meio de uma lente. Deste modo, quando ondas luminosas incidem sobre uma lente, supondo que suas frentes de onda estão em fase, porém, ao atravessar a lente, considerada convergente, os raios que estão mais próximos do seu eixo óptico serão retardados em relação aos que passam próximos das bordas. Assim, na saída, obtém-se uma frente de onda esférica com raio de curvatura coincidente com a distância focal da lente.

No caso da LT, a focalização e a desfocalização dependem da variação do índice de refração da amostra, responsável por gerar a lente. Um feixe gaussiano no modo TEM₀₀, ao atravessar a amostra, sofre um desvio angular $\theta(r)$, dado por: [1]

$$\theta(r) = \frac{1}{n_0} \int_0^L \frac{dn(r)}{dr} dS, \quad (1.18)$$

onde $n(r)$ é o índice de refração que possui uma dependência radial e r é a distância axial.

A aproximação $\text{tg } \theta \approx \theta$ é possível, supondo que os raios responsáveis pela excitação na amostra, são considerados, aproximadamente, paralelos ao eixo óptico da LT. Desta forma, o desvio angular $\theta(r)$ se relaciona com a distância focal (f) da lente, conforme esquema da figura 1.5, através da equação:

$$\text{tg } \theta(r) = \frac{r}{f}, \text{ ou seja, } \theta(r) \approx \frac{r}{f} \quad (1.19)$$

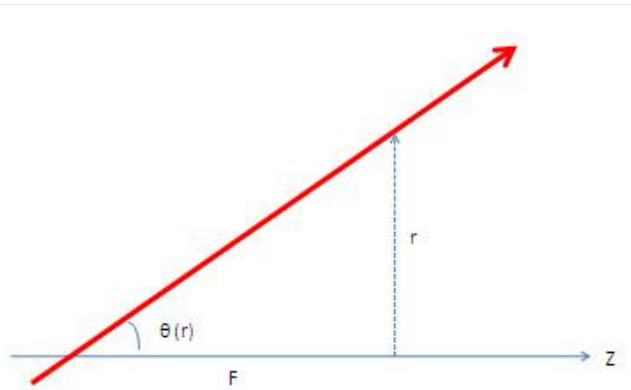


Figura 1.5 – Esquema representativo de um raio propagante, numa direção $\theta(r)$, próximo ao eixo óptico z da LT.

Ao atingir a amostra, o raio luminoso provoca a absorção de calor na mesma, originando uma distribuição radial de temperatura $\Delta T(r,t)$. Esta variação radial de temperatura nos leva, também, a uma variação de índice de refração da amostra. Ambos, distribuição de temperatura e índice de refração, apresentam perfil gaussiano. De acordo com a teoria de aproximação da curva do índice de refração na forma parabólica, temos [11] [30]:

$$n(r, t) = n_0 + \delta n \frac{r^2}{W^2} \quad (1.20)$$

sendo:

n_0 → índice de refração na temperatura inicial

δn → pequena variação do índice de refração

Fazendo a derivada da equação (1.20), em relação à r, temos:

$$\frac{dn(r,t)}{dr} = 2 \delta n \frac{r}{\omega^2} \quad (1.21)$$

Substituindo a equação (1.21) na equação (1.18), teremos:

$$\theta(r) = \frac{1}{n_0} \int_0^L \frac{2(\delta n)r}{\omega^2} dS$$

$$\theta(r) = \frac{1}{n_0} \frac{2(\delta n)r}{\omega^2} \int_0^L dS \quad \Leftrightarrow \quad \theta(r) = \frac{1}{n_0} \frac{2(\delta n)r}{\omega^2} L$$

$$\theta(r) = \frac{1}{n_0} \frac{2rL(\delta n)}{\omega^2} \quad (1.22)$$

Fazendo comparação entre as equações (1.22) e (1.19), temos:

$$\frac{r}{f} = \frac{1}{n_0} \frac{2rL(\delta n)}{\omega^2} \quad \Leftrightarrow \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{n_0} \frac{2L(\delta n)}{\omega^2} \quad \text{ou}$$

$$\frac{1}{f(t)} = \frac{2L(\delta n)}{n_0 \omega^2} \quad (1.23)$$

A equação (1.23) representa a distância focal F da LT, consequente da ação do laser sobre a amostra.

1.3.2 - Distribuição de Temperatura: $\Delta T(r, t)$

O fluxo de calor, numa dada amostra, pode ser expresso por [31]:

$$\vec{\Phi}(r, t) = -k \nabla T(\vec{r}, t), \quad (1.24)$$

sendo k a condutividade térmica e T a temperatura.

A variação da quantidade de calor Q com o tempo dentro de um volume unitário é definido pela soma entre o fluxo de calor que o atravessa, e a taxa de calor gerada (ou absorvida) por fontes também chamadas de sumidouros, dentro desse volume. Então:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\oint_S d\vec{S} \vec{\Phi}(r, t) + \int_V dV q(\vec{r}, t), \quad (1.25)$$

onde $q(\vec{r}, t)$ representa as fontes de calor ou sumidouros.

Substituindo a equação (1.24) na equação (1.25), temos:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = -\oint_S d\vec{S} [-k \nabla T(\vec{r}, t)] + \int_V dV q(\vec{r}, t)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = k \oint_S d\vec{S} [\nabla T(\vec{r}, t)] + \int_V dV q(\vec{r}, t) \quad (1.26)$$

Pelo teorema da divergência de Gauss, temos:

$$\oint_S d\vec{S} \cdot \vec{A} = \int_V dV \nabla \cdot \vec{A} \quad (1.27)$$

Aplicando a equação (1.27) na equação (1.26), temos:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = k \int_V dV \nabla \cdot [\nabla T(\vec{r}, t)] + \int_V dV q(\vec{r}, t)$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \int_V k \nabla^2 T(\vec{r}, t) dV + \int_V q(\vec{r}, t) dV$$

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = \int_V [k \nabla^2 T(\vec{r}, t) + q(\vec{r}, t)] dV \quad (1.28)$$

O princípio fundamental da calorimetria, que indica a quantidade de calor que produz uma variação de temperatura em dado material, é definido como:

$$Q = m c \Delta T \quad (1.29)$$

Sendo m a massa e c o calor específico, pode-se concluir que a taxa de variação em função do tempo é:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = m c \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1.30)$$

E o conceito de densidade é:

$$\rho = \frac{dm}{dV} \Rightarrow dm = \rho dV \Rightarrow m = \rho \int_V dV \quad (1.31)$$

Substituindo (1.31) em (1.30), temos:

$$\frac{\partial Q}{\partial t} = c \rho \int_V dV \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) \quad (1.32)$$

Fazendo comparação entre as equações (1.32) e (1.28), obtemos:

$$c \rho \int_V dV \left(\frac{\partial T}{\partial t} \right) = \int_V [k \nabla^2 T(\vec{r}, t) + q(\vec{r}, t)] dV$$

Então:

$$c \rho \frac{\partial T}{\partial t} = k \nabla^2 T(\vec{r}, t) + q(\vec{r}, t) \quad (1.33)$$

A equação (1.33) é formalmente chamada de equação da difusão, a qual também pode ser reescrita na forma:

$$\frac{c \rho}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 T(\vec{r}, t) + \frac{q(\vec{r}, t)}{k} \quad (1.34)$$

Definindo $D = \frac{k}{\rho c}$, como sendo a difusividade térmica e substituindo em (1.34),

temos:

$$\frac{c \rho}{k} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 T(\vec{r}, t) + \frac{q(\vec{r}, t)}{k} \quad (1.35)$$

A equação (1.35) que representa a difusão do calor tem como solução, num meio isotrópico, uma dependência com o aumento local de temperatura $\Delta T(r, t)$. Portanto, ao resolver a equação (1.35), podemos obter o correspondente aumento de temperatura na amostra, conseqüente do calor absorvido pela mesma, após incidência dos raios luminosos.

Analisando algumas condições iniciais do tipo, a amostra tem baixo coeficiente de absorção e dimensões infinitas, tanto na direção radial com na direção axial. Logo, usando a simetria cilíndrica, a equação da difusão (1.35), adotará uma solução para o aumento de temperatura apenas na direção radial. Logo podemos afirmar que:

$$\Delta T(\vec{r}, t) = \Delta T(r, t) \quad (1.36)$$

Então, a equação (1.35) pode ser reescrita na forma:

$$\frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla^2 T(r, t) + \frac{q(r, t)}{k} \quad (1.37)$$

Por outro lado, o calor gerado pela absorção óptica da amostra por unidade de comprimento e unidade de tempo, para o caso da geometria cilíndrica, é dada pela equação [10] [19]:

$$Q(r, t) = 2\pi r A I(r, t) \quad (1.38)$$

onde, A é o coeficiente de absorção óptica do material e $I(r, t)$ é a intensidade do feixe incidente. Para valores de $t < 0$, temos que $Q(r, t) = 0$. O campo elétrico de um feixe de laser, no modo TEM_{00} com o perfil gaussiano, é dado por:

$$E(r) = E_0 \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_e^2}\right] \quad (1.39)$$

com $E_0 = \frac{1}{\omega_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}}$, sendo ω_e o raio do feixe e r a distância ao eixo principal.

Desse modo, a intensidade luminosa $I(r)$ do feixe ao sair da amostra é:

$$I(r) = |E(r)|^2 = I_0(r) \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_e^2}\right] \quad (1.40)$$

sendo $I_0(r)$ a intensidade do feixe na entrada da amostra em r .

Mas a potência P , no campo distante, é definida por:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I \, dA \quad (1.41)$$

Com $dA = 2\pi r dr$, e substituindo (1.40) em (1.41) temos:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} I_0 \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_e^2}\right] 2\pi r dr$$

$$P = \frac{\pi\omega_e^2}{2} I_0 \quad \text{ou} \quad I_0 = \frac{2P}{\pi\omega_e^2} \quad (1.42)$$

Portanto, reescrevendo a equação (1.40), obteremos:

$$I(r) = I_0 \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_e^2}\right]$$

$$I(r) = \frac{2P}{\pi\omega_e^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_e^2}\right] \quad (1.43)$$

Sendo ω_e o raio do feixe de excitação na amostra, nota-se que, quando $r = \omega_e$, a intensidade cai $1/e^2$ do valor inicial.

Na equação da difusão (1.38), o valor do calor gerado (absorvido) pela fonte ou sumidouros $q(r, t)$ é dada por:

$$|q(r, t) = A I(r, t) \quad (1.44)$$

sendo A o coeficiente de Absorção óptica do material.

No caso de LT, é válida a seguinte relação, para $I(r, t)$:

$$I(r, t) = \begin{cases} 0 & \text{se } t < 0 \\ I(r) & \text{se } t > 0 \end{cases} \quad (1.45)$$

Então, podemos escrever a equação (1.44), substituindo as equações (1.45) e (1.43), portanto:

$$q(r) = A I(r)$$

$$q(r) = \frac{2PA}{\pi\omega_e^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_e^2}\right] \quad (1.46)$$

A equação (1.46) descreve o calor gerado pelo termo de fonte ou sumidouros da equação da difusão (1.37).

Tomando a equação (1.46), substituindo na equação (1.37), com as seguintes condições de contorno no modelo considerado:

$$\Delta T(r, t) = \begin{cases} 0, & \text{quando } r \rightarrow \infty \\ 0, & \text{quando } t = 0 \end{cases} \quad (1.47)$$

a solução da equação de difusão será: [24]

$$\Delta T(r, t) = \int_0^\infty \int_0^t dr' dt' Q(r) G(r, r', t) \quad (1.48)$$

sendo a função de Green $G(r, r', t)$ dada por:

$$G(r, r', t) = \frac{1}{4\pi kt'} \exp\left(\frac{-r^2 + r'^2}{4Dt'}\right) J_0\left(\frac{rr'}{2Dt'}\right)$$

onde J_0 é a função modificada de Bessel de ordem zero e D é a difusividade térmica, já definida na equação da difusão (1.35).

Substituindo as expressões de $Q(r)$ e a função de Green, a distribuição de temperatura será:

$$\Delta T(r, t) = \int_0^\infty \int_0^t dr' dt' 2\pi r' \frac{2PA}{\pi\omega_e^2} \exp\left[-\frac{2r^2}{\omega_1^2}\right] \frac{1}{4\pi kt'} \exp\left(\frac{-r^2 + r'^2}{4Dt'}\right) J_0\left(\frac{rr'}{2Dt'}\right)$$

$$\Delta T(r, t) = \frac{2PA}{\pi k \omega_1^2} \int_0^t dt' \frac{1}{t'} \exp\left(\frac{-r^2 + r'^2}{4Dt'}\right) \int_0^\infty dr' r' \exp\left[-r'^2 \left(\frac{2}{\omega_1^2} + \frac{1}{4Dt'}\right)\right] J_0\left(\frac{rr'}{2Dt'}\right)$$

Usando a fórmula de recorrência:

$$\int_0^t dt' J_0(ar') \exp(-p^2 r'^2) r' = \frac{1}{2p^2} \exp\left(\frac{-a^2}{4p^2}\right)$$

onde realizamos as mudanças de variáveis, definindo:

$$a = \frac{r}{2Dt'} \quad \text{e} \quad p^2 = \left(\frac{2}{\omega_1^2} + \frac{1}{4Dt'}\right)$$

neste caso, a distribuição de temperatura será:

$$\Delta T(r, t) = \frac{2PAD}{\pi k} \int_0^t \exp\left(\frac{-2r^2}{8Dt' + \omega^2}\right) \frac{dt'}{8Dt' + \omega^2} \quad (1.49)$$

Fazendo a mudança de variável e substituindo na equação (1.49), teremos:

$$u = \frac{1}{8Dt' + \omega^2}, \quad \text{então}$$

$$\Delta T(r, t) = \frac{-PA}{4\pi k} \int_{\omega^{-2}}^{(8Dt' + \omega^2)^{-1}} \exp(-2r^2 u) \frac{du}{u} \quad (1.50)$$

$$\text{como:} \quad Ei(a) = - \int_a^{\infty} \frac{\exp(-x)}{x} dx \quad (1.51)$$

sendo Ei a função integral exponencial [32-34].

Então, a distribuição de temperatura será definida como:

$$\Delta T(r, t) = \frac{PA}{4\pi k} \left[Ei\left(\frac{-2r^2}{\omega^2}\right) - Ei\left(\frac{-2r^2}{8Dt + \omega^2}\right) \right] \quad (1.52)$$

Como a lente térmica leva um tempo t_c , para sua formação, e chamando

$$t_c = \frac{\omega^2}{4D} \quad (1.53)$$

logo, substituindo (1.53) em (1.52), temos:

$$\Delta T(r, t) = \frac{PA}{4\pi k} \left[Ei\left(\frac{-2r^2}{\omega^2}\right) - Ei\left(\frac{-2r^2}{\omega^2} \frac{1}{1 + \frac{2t}{t_c}}\right) \right] \quad (1.54)$$

Porém, a função integral exponencial (Ei) pode ser escrita na forma de uma série:

$$Ei(-x) = C + \ln(-x) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{x^m}{m m!} \quad (1.55)$$

Neste caso, podemos reescrever a equação (1.54), com a definição da equação (1.55). Então:

$$\Delta T(r, t) = \frac{PA}{4\pi k} \left\{ \ln\left(1 + \frac{2t}{t_c}\right) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m m!} \left(\frac{-2r^2}{\omega^2}\right)^m \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{2t}{t_c}\right)^m} \right] \right\} \quad (1.55)$$

após expandir a equação (1.55) até a segunda potência, teremos:

$$\Delta T(r, t) = \frac{PA}{4\pi k} \left\{ \ln\left(1 + \frac{2t}{t_c}\right) - \frac{2r^2}{\omega^2} \left(\frac{1}{1 + \frac{2t}{t_c}}\right) \right\} \quad (1.56)$$

A equação (1.56) representa o gradiente de temperatura na direção radial, na amostra, após a incidência do laser na mesma.

As figuras 1.6 e 1.7 mostram como varia a equação (1.54) em função de r/ω e em função de t/t_c , respectivamente. Os diagramas foram obtidos com valores atribuídos, com o uso do programa computacional de simulações.

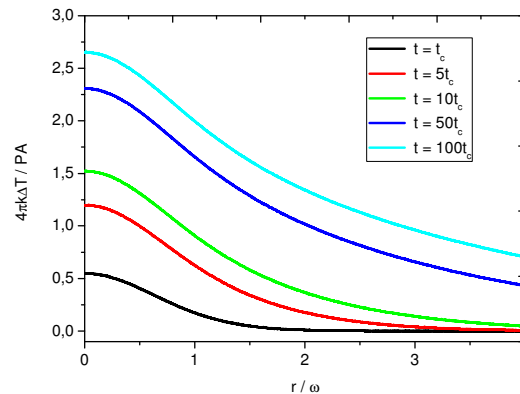


Figura 1.6 – Diagrama especial da variação de temperatura em função de r/ω , para valores específicos de t/t_c . Verifica-se que quando aumenta a razão t/t_c , a variação de temperatura ΔT também aumenta.

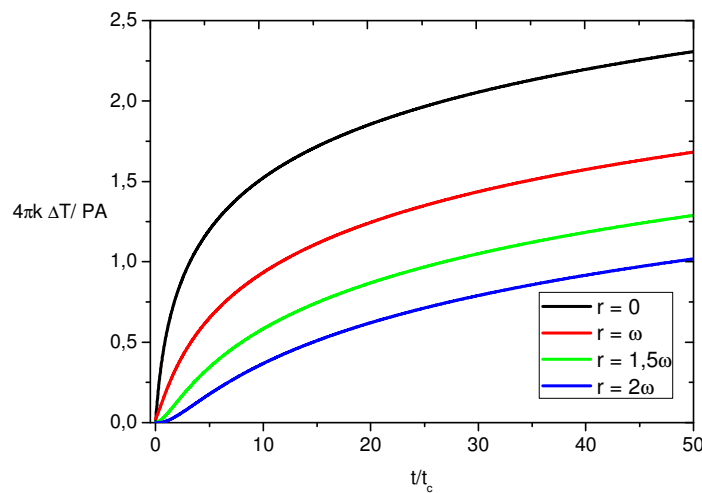


Figura 1.7 - Diagrama especial da variação de temperatura em função de t/t_c , para valores específicos de r/ω . Aumentando o valor da razão r/ω , a variação de temperatura ΔT diminui.

1.3.3 - O Índice de Refração e a distância focal da LT

O índice de refração total, para pequenas perturbações é dado por:

$$n(r, t) = n_0 + \delta n = n_0 + \frac{dn}{dT} \delta(T, r) \quad (1.57)$$

Aplicando a expansão de Maclaurin de $\delta(T, r)$, na qual a primeira derivada representa o gradiente de temperatura, que será nulo no centro e a distribuição de temperatura apresenta um perfil parabólico, para pequenas variações temos:

$$\delta T(r, t) = \delta T_0 + \frac{r^2}{2} \frac{d^2 \delta T(r, t)}{dr^2} \quad (1.58)$$

Efetando a segunda derivada na equação (1.56) e substituindo na equação (1.57), temos:

$$n(r, t) = n_0 + \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{PA}{2\pi k} \frac{r^2}{\omega^2} \left[\frac{1}{1 + \frac{t_c}{2t}} \right] \quad (1.59)$$

Comparando a equação (1.59) com a equação (1.20), obteremos:

$$n(r, t) = n_0 + \delta n \frac{r^2}{\omega^2} \Rightarrow n_0 + \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{PA}{2\pi k} \frac{r^2}{\omega^2} \left[\frac{1}{1 + \frac{t_c}{2t}} \right]$$

$$\delta n = \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{PA}{2\pi k} \left[\frac{1}{1 + \frac{t_c}{2t}} \right] \quad (1.60)$$

Substituindo a equação (1.60) na equação (1.23), determinaremos a distância focal da LT:

$$\frac{1}{f(t)} = \frac{2L(\delta n)}{n_0 \omega^2} \Rightarrow \frac{1}{f(t)} = \frac{2L}{n_0 \omega^2} \left(\frac{dn}{dT} \right) \frac{PA}{2\pi k} \left[\frac{1}{1 + \frac{t_c}{2t}} \right] \Rightarrow \frac{1}{f(t)} = \frac{LPA}{\pi k n_0 \omega^2} \left(\frac{dn}{dT} \right) \left[\frac{1}{1 + \frac{t_c}{2t}} \right] \quad (1.61)$$

Definindo a potência da LT como:

$$\theta = \frac{PAL}{\lambda k} \left(\frac{dn}{dT} \right) \quad (1.62)$$

Substituindo (1.62) em (1.61) e sendo $n_0 = 1$ (índice de refração no vácuo), então a equação (1.61), ficará:

$$\frac{1}{f(t)} = \frac{\theta \lambda}{\pi \omega^2} \left[\frac{1}{1 + \frac{t_c}{2t}} \right]$$

Logo:

$$f(t) = \frac{\pi\omega^2}{\theta\lambda} \left[1 + \frac{t_c}{2t} \right] \quad (1.63)$$

A equação (1.63) representa a distância focal de uma LT, com dependência temporal. Se $t \Rightarrow \infty$, então:

$$f(\infty) = \frac{\pi\omega^2}{\theta\lambda} \quad (1.64)$$

que representa a distância focal da LT no estado estacionário. Portanto, a equação (1.63) pode ser escrita:

$$f(t) = f(\infty) \left[1 + \frac{t_c}{2t} \right] \quad (1.65)$$

A importância desta equação (1.65) é devido à relação entre a distância focal da LT dependente do tempo.

1.3.4 - *Gradiente do índice de Refração e a Diferença de fase*

Da equação (1.48), reescrevendo a mesma, teremos:

$$\Delta T(r, t) = \frac{2PAD}{\pi k} \int_0^t \exp\left(\frac{-2r^2}{8Dt' + \omega^2}\right) \frac{dt'}{8Dt' + \omega^2}$$

$$\text{Como: } t_c = \frac{\omega^2}{4D} \rightarrow D = \frac{\omega^2}{4t_c} \text{ e } D = \frac{k}{\rho c} \quad (1.66)$$

substituindo na equação (1.48), temos:

$$\Delta T(r, t) = \frac{2PA}{\pi c \rho \omega^2} \int_0^t \frac{1}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \exp\left(\frac{-2r^2/\omega^2}{1 + \frac{2t'}{t_c}}\right) dt' \quad (1.67)$$

Como o índice de refração foi definido na equação (1.57), podemos reescrevê-la da seguinte maneira:

$$n(r, t) = n_0 + \delta n \quad (1.68)$$

$$n(r, t) = n_0 + \frac{dn}{dT} \Delta(T, r) \quad (1.69)$$

Substituindo a equação (1.67) em (1.69), temos:

$$n(r, t) = n_0 + \left(\frac{dn}{dT}\right) \frac{2PA}{\pi c \rho \omega^2} \int_0^t \frac{1}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \exp\left(\frac{-2r^2/\omega^2}{1 + \frac{2t'}{t_c}}\right) dt' \quad (1.70)$$

então, o índice de refração terá uma equação específica, dependente de r/ω e t/t_c . Organizando a equação (1.70), teremos:

$$n(r, t) = n_0 + \frac{2PA}{\pi c \rho \omega^2} \left(\frac{dn}{dT}\right) \int_0^t \frac{1}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \exp\left(\frac{-2r^2/\omega^2}{1 + \frac{2t'}{t_c}}\right) dt' \quad (1.71)$$

Num modelo aberrante, a variação do caminho óptico sofrido pelo feixe de prova é conseqüência da variação do índice de refração com a variação de temperatura ocorrida na amostra. Com isso, as frentes de onda caminham por diferentes percursos ópticos, caracterizando uma defasagem entre os feixes. Na figura 1.8, temos a representação esquemática da propagação das frentes de onda ao longo da direção Z e seus respectivos índices de refração nas posições indicadas.

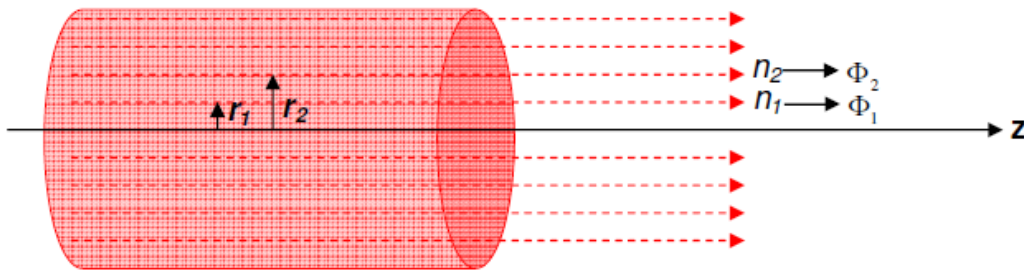


Figura 1.8 – Esquema representativo da propagação das frentes de onda, destacando as defasagens Φ_1 e Φ_2 para os respectivos índices de refração n_1 e n_2 , nas posições r_1 e r_2 . (Figura extraída da referência [36]).

Em relação ao eixo óptico, os feixes da posição radial r_1 e r_2 indicam índices de refração n_1 e n_2 e, conseqüentemente, fases Φ_1 e Φ_2 . A diferença de

fase entre as frentes de onda do feixe de prova pode ser definida pela equação [8]:

$$\Phi(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda_p} \int_0^t \Delta n(r, z, t) dz \quad (1.72)$$

ou

$$\Phi(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda_p} \int_0^t [n(r_1, z, t) - n(0, z, t)] dz \quad (1.73)$$

Substituindo a equação (1.71) em (1.73), teremos:

$$\Phi(r, t) = \frac{4P_e AL}{c\rho\omega^2\lambda_p} \left(\frac{dn}{dT} \right) \left\{ \int_0^t \frac{1}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \left[1 - \exp\left(\frac{-2r^2/\omega^2}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \right) \right] dt' \right\} \quad (1.74)$$

sendo λ_p o comprimento de onda do feixe de prova e P_e a potência do laser de excitação na posição z_1 .

Podemos simplificar a equação (1.74) com a substituição do valor de θ , definido na equação (1.62), logo:

$$\Phi(r, t) = \frac{\theta}{t_c} \left\{ \int_0^t \frac{1}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \left[1 - \exp\left(\frac{-2r^2/\omega^2}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \right) \right] dt' \right\} \quad (1.75)$$

Chamando $m = \left(\frac{\omega_{1p}}{\omega_1} \right)^2$ e $g = \left(\frac{r}{\omega_{1p}} \right)^2$, como parâmetros, sendo que ω_{1p} a cintura do feixe de prova na posição z_1 e ω_1 a cintura mínima do feixe de excitação, efetuando-se as operações pré-estabelecidas com estes parâmetros, teremos:

$$m \cdot g = \left(\frac{\omega_{1p}}{\omega_1} \right)^2 \cdot \left(\frac{r}{\omega_{1p}} \right)^2 \quad \text{ou} \quad m \cdot g = \left(\frac{r}{\omega_1} \right)^2 \quad (1.76)$$

Então, podemos dizer que a equação (1.75), com a substituição dos parâmetros m e g , e a equação (1.76), ficará da seguinte maneira:

$$\Phi(g, t) = \frac{\theta}{t_c} \left\{ \int_0^t \frac{1}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \left[1 - \exp\left(\frac{-2mg}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \right) \right] dt' \right\} \quad (1.77)$$

De acordo com a equação (1.77), verifica-se que a diferença de fase $\Phi(g, t)$ depende exclusivamente do parâmetro m e do tempo t . Assim, podemos afirmar que, quando m aumenta, a diferença de fase aumenta também, tornando maior a sensibilidade da LT.

É importante frisar, também, que, com o aumento de m , teremos um aumento do diâmetro do feixe de monitoramento ou prova, o que implica, ainda, num aumento do tempo característico (t_c) de formação da LT.

1.3.5 - Intensidade do Laser de Prova no Detector

A figura 1.9 mostra o percurso das frentes de onda emergindo da amostra e que atingem o detector por dois caminhos \vec{z}_2 e $\vec{z}_2 - \vec{r}$.

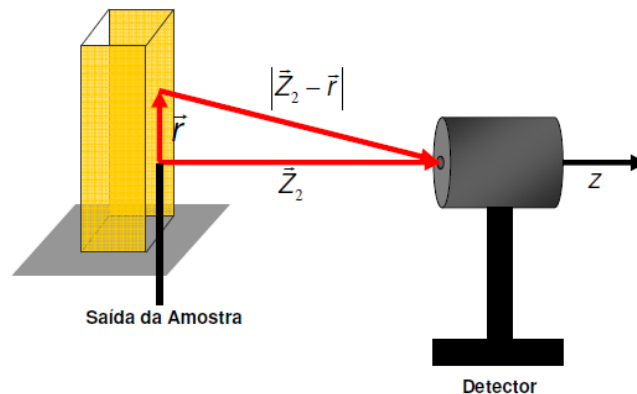


Figura 1.9 - O esquema mostra o feixe de laser saindo da amostra e atingindo o detector (figura localizada na referência [31]).

Antes de incidir na amostra a amplitude complexa do campo elétrico do laser é definida por [19]:

$$U_p(r, z_1) = \sqrt{\frac{2P_p}{\pi}} \frac{1}{\omega_p} \exp \left[-i \frac{\pi}{\lambda_p} \left(2z_1 + \frac{r^2}{R_p} \right) - \frac{r^2}{\omega_p^2} \right] \quad (1.78)$$

sendo

$P_p \rightarrow$ a potência do laser de monitoramento ou prova

$R_p \rightarrow$ raio da curvatura da frente de onda

$\omega_p \rightarrow$ raio do feixe do laser de prova na posição z_1

O efeito de LT, formado na amostra, altera a fase das frentes de onda do laser de monitoramento. Portanto, a amplitude complexa do campo elétrico no plano de saída da amostra pode ser dada por [13]:

$$U_p(r, z_1) = \sqrt{\frac{2P_p}{\pi}} \frac{1}{\omega_p} \exp \left[-i \frac{\pi z_1}{\lambda_p} \right] \cdot \exp \left[-i \left(\frac{\pi r^2}{\lambda_p R_p} + \Phi \right) - \frac{r^2}{\omega_p^2} \right] \quad (1.79)$$

sendo Φ a diferença de fase, devido à formação da LT.

Por outro ponto de vista, a amplitude complexa do campo elétrico da onda, no plano de saída da amostra, é dada por [35]:

$$U_p(t) = \frac{1}{\lambda_p} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} r \, dr \, d\theta \, U_p(r, z_1) \left(\frac{1 + \cos \beta}{2} \right) \frac{\exp \left[-i \left(\frac{2\pi}{\lambda_p} \right) |\vec{z}_2 - \vec{r}| \right]}{|\vec{z}_2 - \vec{r}|} \quad (1.80)$$

a qual representa a integral de Fresnell-Kirchoff. [12]

O fator $U_p(r, z_1)$ é a amplitude complexa do campo elétrico da onda, no plano de saída da amostra. O termo $[\cos \beta / 2]$ representa o fator de inclinação da onda e o último termo da equação (1.80) representa a atenuação da amplitude e a variação de fase após a onda percorrer a distância $|\vec{z}_2 - \vec{r}|$. Desde que $z_2 \gg r$, podemos fazer as seguintes aproximações.

$$|\vec{z}_2 - \vec{r}| \approx z_2 \left(1 + \frac{r^2}{2z_2^2} \right) \approx z_2 \quad (1.81)$$

e

$$\left(\frac{1 + \cos \beta}{2} \right) \approx 1 \quad (1.82)$$

Então podemos reescrever a parte exponencial da equação (1.80), como:

$$\left(\frac{2\pi}{\lambda_p} \right) |\vec{z}_2 - \vec{r}| = \frac{2\pi}{\lambda_p} z_2 \left(1 + \frac{r^2}{2z_2^2} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_p} \left(z_2 + \frac{r^2}{2z_2} \right) \quad (1.83)$$

Substituindo as equações (1.81), (1.82) e (1.83) na equação (1.80), teremos:

$$U_p(z_1 + z_2, t) = \frac{1}{z_2 \lambda_p} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} r dr d\theta U_p(r, z_1) \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda_p} \left(z_2 + \frac{r^2}{2z_2} \right) \right] \quad (1.84)$$

Resolvendo a equação (1.84) em θ , teremos:

$$U_p(z_1 + z_2, t) = \frac{2\pi i}{z_2 \lambda_p} \exp \left[-\frac{2\pi i z_2}{\lambda_p} \right] \int_0^\infty r dr U_p(r, z_1) \exp \left[-i \frac{\pi}{\lambda_p} \left(\frac{r^2}{z_2} \right) \right] \quad (1.85)$$

Substituindo $U_p(r, z_1)$ da equação (1.79) em (1.85), obteremos a amplitude complexa do campo elétrico resultante, que incide no centro do detector, dada por:

$$U_p(z_1 + z_2, t) = B_0 \int_0^\infty r dr \exp \left[-i \left(\frac{\pi}{\lambda_p} \frac{r^2}{z_2} + \frac{\pi r^2}{\lambda_p R_p} + \phi \right) - \frac{r^2}{\omega_p^2} \right] \quad (1.86)$$

sendo

$$B_0 = i \sqrt{\frac{2P_p}{\pi}} \cdot \frac{1}{\omega} \cdot \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda_p} z_1 \right) \cdot \frac{2\pi}{\lambda_p z_2} \cdot \exp \left(-i \frac{2\pi}{\lambda_p} z_2 \right) \quad (1.87)$$

Sugerimos fazer a seguinte mudança de variável:

$$g = \left(\frac{r}{\omega_p} \right)^2 \Rightarrow dg = \frac{2r}{\omega_p^2} dr \quad (1.88)$$

Então, a equação (1.86) ganhará novo formato, sendo reescrita como:

$$U_p(z_1 + z_2, t) = B \int_0^\infty \exp[-g - i(Vg + \phi)] \quad (1.89)$$

$$\text{com } V = \frac{\pi}{\lambda_p} \left[\frac{\omega_p^2}{R_p} + \frac{\omega_p^2}{z_2} \right] \quad \text{e} \quad B = \frac{1}{2} \omega_p^2 B_0 \quad (1.90)$$

Tomando as equações (1.5), (1.6) e (1.7), reescritas como:

$$Z_c = \frac{\pi \omega_{0p}^2}{\lambda_p}, \quad R_p = \frac{Z_c^2 + Z_1^2}{z_1} \quad \text{e} \quad \omega_p^2 = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{z_1}{Z_c} \right)^2 \right] \quad (1.91)$$

substituindo o grupo de equações (1.91), na definição de V, dada pela equação (1.90), temos:

$$V = \frac{\pi \omega_p^2}{\lambda_p} \left[\frac{1}{R_p} + \frac{1}{z_2} \right] = \frac{z_1}{Z_c} + \frac{Z_c}{z_2} \left[1 + \left(\frac{z_1}{Z_c} \right)^2 \right] = \frac{z_1}{Z_c} + \frac{z_1}{z_2} \left[\frac{Z_c}{z_1} + \frac{z_1}{Z_c} \right] \quad (1.92)$$

A expressão de V definida na equação (1.92) pode ser modificada, fazendo $z_2 \gg z_c$, justamente quando consideramos o detector posicionado numa distância z_2 , muito grande comparada com z_c . Neste caso, temos:

$$V \approx \frac{z_1}{z_c} \quad (1.93)$$

Desta forma, a equação (1.89) terá um novo formato, dada por:

$$U_p(z_1 + z_2, t) = B \int_0^\infty \exp[-(1 + iV)g] \exp[-i\phi] dg \quad (1.94)$$

A solução da equação (1.94) não é trivial. No entanto, podemos fazer, analiticamente, com a aproximação na parte exponencial da fase. Se $\Phi \ll 1$, pode-se fazer a seguinte expansão:

$$\exp(-i\Phi) \approx 1 - i\Phi \quad (1.95)$$

Substituindo as equações (1.95) e (1.77) em (1.94), teremos:

$$U_p(z_1 + z_2, t) = B \int_0^\infty \left\{ -\frac{i\theta}{t_c} \int_0^t \frac{1}{1 + \frac{2t'}{t_c}} \left[-\exp\left(\frac{-mg}{1 + \frac{2t'}{t_c}}\right) \right] \right\} \cdot \exp[-(1 + iV)g] dg dt' \quad (1.96)$$

Efetuada as respectivas integrais em g e t' , a expressão (1.96) tomará a seguinte forma:

$$U_p(z_1 + z_2, t) = \frac{B}{1 + iV} \left\{ 1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left[\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right] + i \frac{\theta}{4} \ln \left[\frac{[1 + 2m/(1 + 2t/t_c)]^2 + V^2}{(1 + 2m)^2 + V^2} \right] \right\} \quad (1.97)$$

No centro do detector, a intensidade total é definida por:

$$I(t) = |U_p(z_1 + z_2, t)|^2 \quad (1.98)$$

Substituindo a equação (1.97) em (1.98), teremos:

$$I(t) = \left| \frac{B}{1 + iV} \right|^2 \cdot \left\{ \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left[\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right] \right]^2 + \left[\frac{\theta}{4} \ln \left[\frac{[1 + 2m/(1 + 2t/t_c)]^2 + V^2}{(1 + 2m)^2 + V^2} \right] \right]^2 \right\} \quad (1.99)$$

$$\text{Chamando } I(0) = \left| \frac{B}{1 + iV} \right|^2 \quad (1.100)$$

onde $I(0)$ é a intensidade do laser de prova no detector antes da formação da LT na amostra.

Portanto, a equação (1.99) ficará:

$$I(t) = I(0) \cdot \left\{ \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left[\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right] \right]^2 + \left[\frac{\theta}{4} \ln \left[\frac{[1+2m/(1+2t/t_c)]^2 + V^2}{(1+2m)^2 + V^2} \right] \right]^2 \right\} \quad (1.101)$$

A expressão (1.101) ganhará um novo formato quando separarmos as partes, chamando de:

$$\begin{cases} I_A(t) = I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right) \right]^2 \\ I_B(t) = I(0) \left[\frac{\theta}{4} \ln \left(\frac{[1+2m/(1+2t/t_c)]^2 + V^2}{(1+2m)^2 + V^2} \right) \right]^2 \end{cases} \quad (1.102)$$

sendo $I_A(t)$ e $I_B(t)$, respectivamente, as parcelas da intensidade total. Então:

$$I(t) = I_A(t) + I_B(t) \quad (1.103)$$

Com a ajuda do programa computacional MAPLE, foram feitas simulações gráficas dos valores de $I(t)$ em função do tempo. As figuras 1.10, 1.11, 1.12 e 1.13 mostram essa simulação para valores arbitrários de m , V e θ , em duas situações para $I(t)$, uma com e outra sem o termo logarítmico, ou seja, com ou sem a parcela $I_B(t)$.

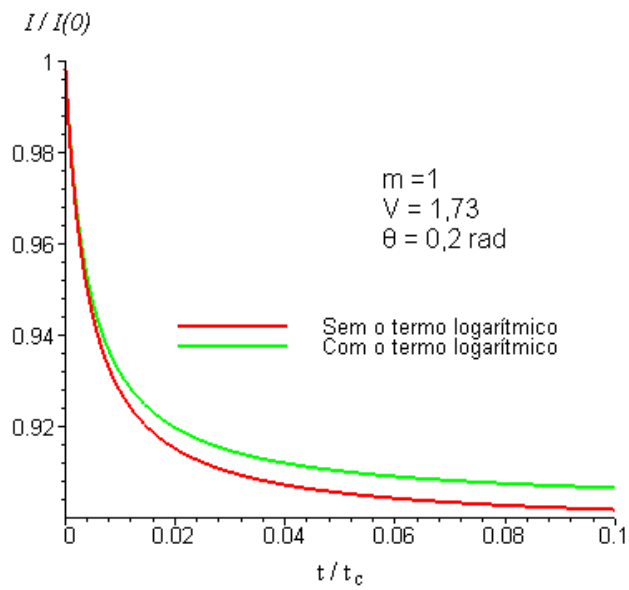


Figura 1.10 – Diagrama representa a intensidade do feixe de prova, com e sem o termo $I_B(t)$ para $\theta = 0,2$, $m = 1$ e $V = 1,73$.

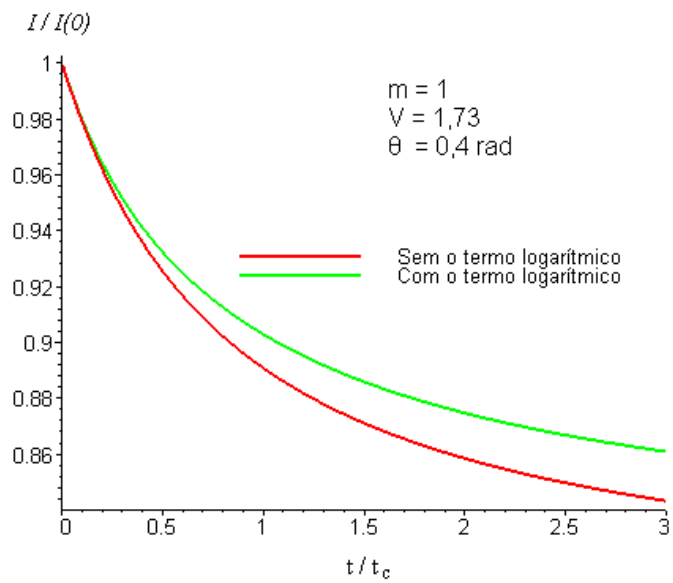


Figura 1.11 - Diagrama representativo da intensidade do feixe de prova com e sem o termo $I_B(t)$ para $\theta = 0,4$, $m = 1$ e $V = 1,73$.

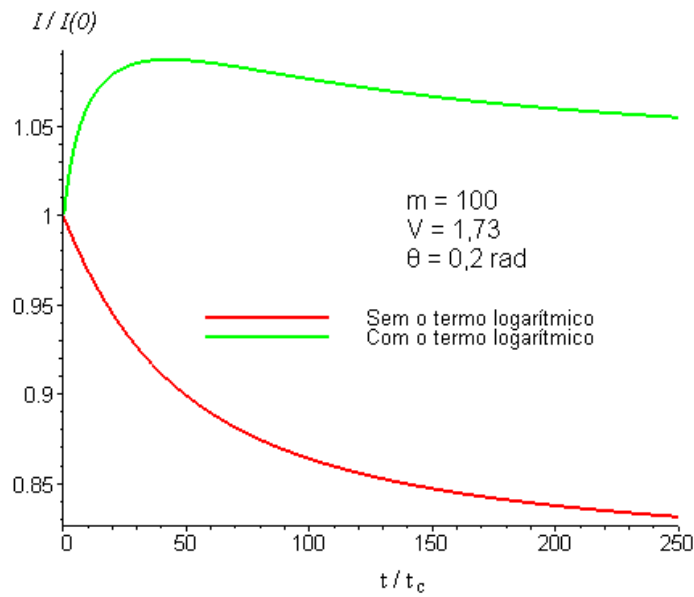


Figura 1.12 – Diagrama representativo da intensidade do feixe de prova com e sem a parcela $I_B(t)$ para $m = 100$, $\theta = 0,2$ e $V = 1,73$.

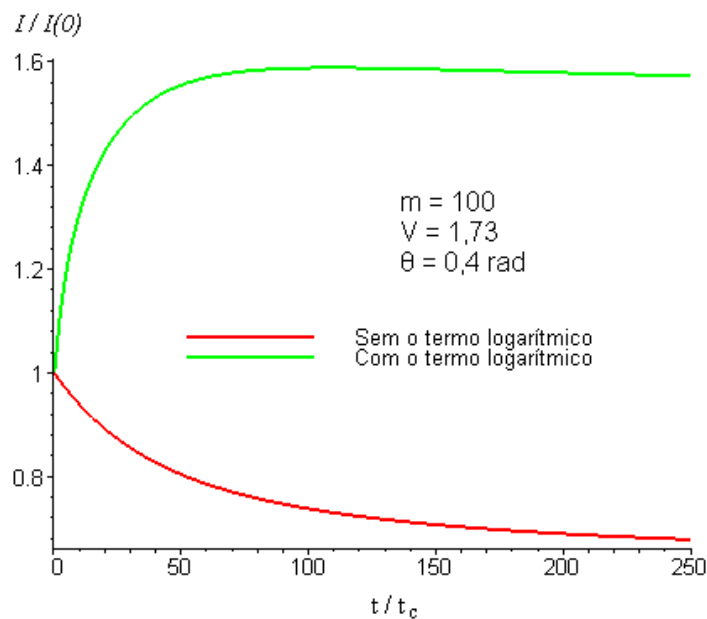


Figura 1.13 – Diagrama representativo da intensidade do feixe de prova com e sem a parcela $I_B(t)$ para $m = 100$, $\theta = 0,4$ e $V = 1,73$.

Nas figuras citadas, pode-se notar, claramente, que o comportamento dos gráficos de $I(t)$, com a parcela $I_B(t)$, e sem a parcela $I_B(t)$, mudam significativamente para valores de m e θ , com V fixo, observando que, para valores de m pequeno (≈ 1), os gráficos com $I_B(t)$ e sem $I_B(t)$ têm uma

característica de curvas quase coincidentes, de modo que podemos afirmar, seguramente, até 20% da variação de I / I_0 , elas são praticamente iguais.

Desta forma, na expressão geral $I(t)$, consideramos apenas a parcela $I_A(t)$. Assim, a equação (1.102), pode ser escrita da seguinte maneira:

$$I_A(t) = I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right) \right]^2 \quad (1.104)$$

A equação (1.104) foi usada nos dados experimentais expostos nesse trabalho.

Nas figuras 1.12 e 1.13, nota-se que, para valores de m relativamente grande, as curvas passam a ter comportamentos diferentes e sem coincidências, o que está de acordo com os resultados experimentais obtidos em diversos trabalhos, na formação de LT, discordando, assim, das fontes teóricas já conhecidas.

Fazendo uma análise do sinal de LT em função de t_c , obtemos as figuras 1.14 e 1.15, que representam respectivamente as medidas do sinal em função do tempo t , para valores atribuídos a t_c e θ . Da figura 1.14, pode-se notar que, quanto menor for o valor de t_c , a formação da LT ou nível estacionário é atingido mais rapidamente.

Na figura 1.15, notamos que, quanto maior for o valor de θ , maior será a absorção óptica, para um valor fixo da potência do laser de excitação, de modo que podemos notar o aumento sofrido na diferença de fase nas frentes de onda do laser de prova e conseqüente acréscimo na intensidade luminosa no centro do mesmo [36].

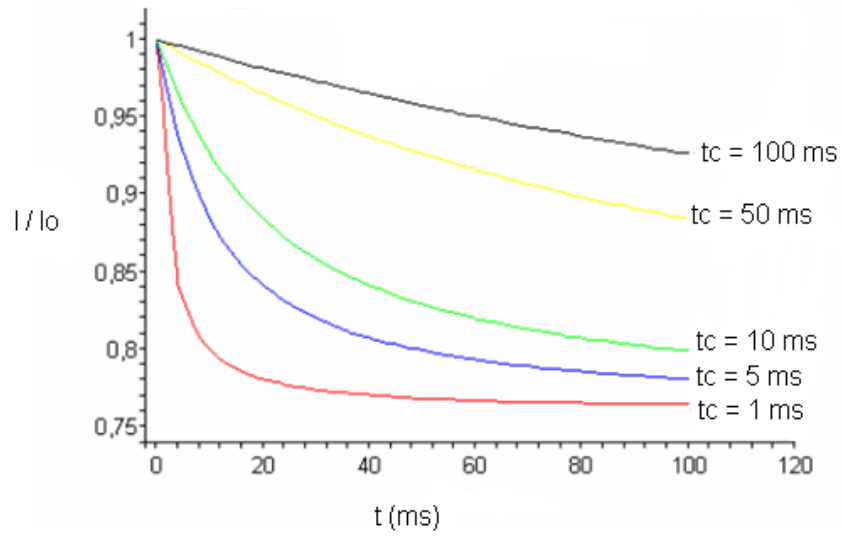


Figura 1.14 – Diagrama representa o sinal da LT para diversos valores de t_c

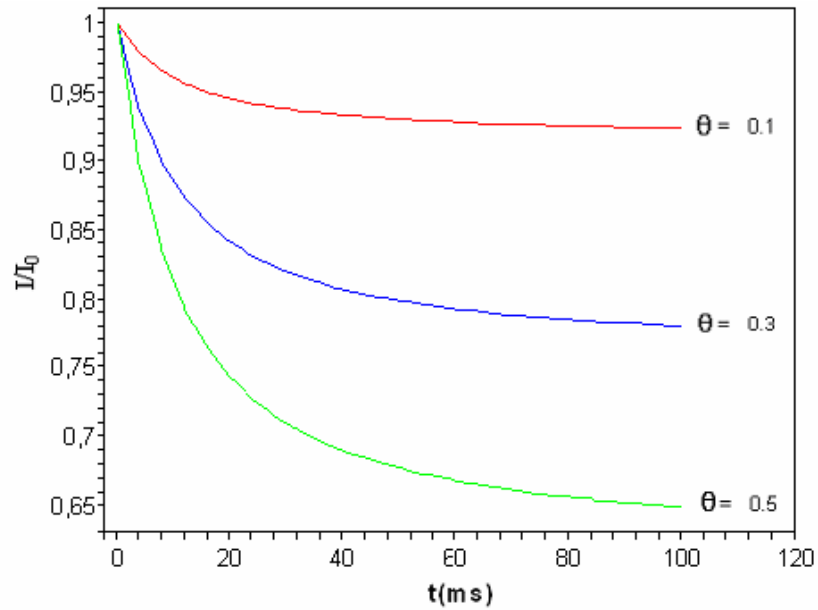


Figura 1.15 - Diagrama representa o sinal da LT para diversos valores de θ .

Precisamos observar que, em todas as simulações, adotamos $V = 1,73$ e que, para valores grandes de m , as equações da intensidade com e sem a

função logarítmica apresentam o comportamento bem diferente, o que significa afirmar que se torna inviável a aplicação da equação em determinadas medidas sem alterar o valor de outros parâmetros.

A curva característica da LT está relacionada, principalmente, com a variação da taxa do índice de refração (dn/dT), conforme mostra as figuras 1.16 e 1.17, pois, dependendo do sinal de (dn/dT), a LT pode ser convergente ou divergente.

Desta forma, a curva característica tem comportamento distinto. Caso (dn/dT) seja negativo, a LT será côncava e conseqüentemente provocará divergência do feixe de laser e, neste caso, a curva terá uma concavidade positiva (Figura 1.16). No entanto, se (dn/dT) for positivo, a LT formada será do tipo convexa e provocará uma convergência do feixe de laser. Assim, a curva terá uma concavidade negativa (Figura 1.17). É observado experimentalmente que os líquidos apresentam (dn/dT) negativos, enquanto que os sólidos apresentam (dn/dT) positivos.

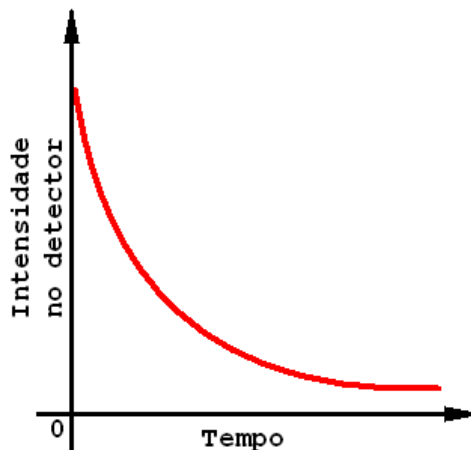


Figura 1.18 – Curva característica da LT em função do tempo para um material com (dn/dt) negativo.

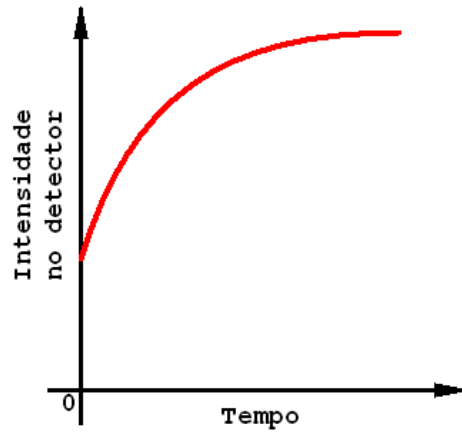


Figura 1.19 - Curva característica da LT em função do tempo para um material com (dn/dt) positivo.

CAPÍTULO 2

Descrição do Material Utilizado

2.1- INTRODUÇÃO

Neste capítulo, descreveremos, sucintamente, os materiais usados como amostras em nosso trabalho, assim como algumas propriedades e características dos mesmos. Nossa observação mais importante fica por conta dos óleos vegetais amazônicos e seus componentes constituintes, pois deles muitas informações de caráter termo ópticos podem ser extraídas e estudadas detalhadamente. Muitos deles apresentam-se na forma transparente e límpida, que faz buscar outros materiais, tais como o uso de corantes para podermos observar algumas de suas propriedades óticas, objetivo crucial deste trabalho.

Para conhecer melhor estas propriedades e características, faremos uma abordagem sobre os conceitos e aplicações mais importantes dos ácidos graxos, focalizando o Ácido Oleico (AO), o Oleína de Palma, o Azeite de Oliva, Castanha do Brasil, além do Etanol e da Água Deionizada, os quais, apesar de não fazerem parte da família de óleos mencionados, auxiliaram-nos na elaboração deste trabalho, como ponto principal de partida deste estudo, pois

muitas informações tanto da Água, como do Etanol podem ser vastamente encontrados e que servem para nosso estudo principal.

O caso específico da Água Deionizada, do Etanol e do Ácido Oleico (AO), já estudados amplamente, serão usados neste trabalho, contribuindo na otimização e aferição dos equipamentos de medição. Assim, podemos garantir a confiabilidade nas medidas aqui apresentadas.

Por conseguinte, faremos, nesse trabalho, uma breve descrição do que é, por definição, um óleo, em termos de suas composições, em especial, os óleos aqui mencionados. E os corantes Amarelo Crepúsculo (CAC) e a Rodamina B (Rh B) são aqui usados para aumentar a absorção da luz pela amostra, durante o processo de formação da LT, quando diluídos em materiais transparentes, tais como: Água Deionizada, Ácido Oleico, Etanol, etc.

Na Enciclopédia Barsa [37], volume 11, encontramos a seguinte definição de óleos: “Substância gordurosa líquida que se obtém de certas frutas (Azeitona, Côco, Bacaba, Dendê); de certas sementes (Castanha do Brasil, Andiroba, Buriti, Babaçu, Linhaça e Mamona); de certas madeiras (Pau- Rosa e Copaíba); de certos animais (Baleia, Tubarão e Focas) e da Terra (Petróleo). Os óleos têm duas características principais: são viscosos e insolúveis em água”.

Óleos e gorduras encontram-se largamente distribuídos na natureza, principalmente nos reinos animal e vegetal. Por esse motivo, vários centros de pesquisas especializados têm interesse em estudar e conhecer, detalhadamente, suas composições e suas propriedades. Na atualidade, podemos destacar o uso abundante de óleos nas indústrias de: lubrificantes,

cosméticos (sabonete, xampus, cremes de beleza, etc.), fármacos, alimentos, etc. [38].

2.2 - O Ácido Oleico (AO)

O Ácido Oleico (AO) é uma substância orgânica encontrada em diferentes seres vivos, como animais e plantas. Sabe-se que os óleos vegetais são uma das mais importantes fontes de AO. Segundo o Dr. Enrique V. Zappi [39], em seu livro publicado em 1952, para se obter o AO, saponifica-se (transforma gordura em sabão) o azeite de oliva, com a potassa alcólica (reagente químico), tratando logo a solução aquosa do sabão com o acetado de chumbo. Precipita-se, assim, um sabão de chumbo que, secado e pulverizado, é extraído com éter, que dissolve o oleato de chumbo e abandona como resíduo insolúvel os sais púmbeos dos demais ácidos graxos. Decompondo o oleato de chumbo com ácido mineral, é liberado o AO, o qual pode ser extraído com éter e pulverizado por uma destilação fracionada a vácuo.

O AO é um dos mais importantes de todos os ácidos graxos. É mono insaturado naturalmente, porque seu Glicério, chamado oleina, constitui a maior proporção de quase todos os azeites animais e vegetais. A tabela 2.1 mostra alguns elementos com seus respectivos percentuais de AO, já conhecidos e estudados [36].

TIPOS DE ALIMENTOS	Quantidades de AO (g/100 da porção comestível)
Ovo de galinha	6
Manteiga	20
Azeite de oliva	72
Sebo bovino	36
Azeite de dendê	38
Gordura de cacau	38
Óleo de soja	23
Leite humano	1
Leite de vaca	0,9
Óleo de milho	25
Castanha de caju	26

Tabela 2.1 - Alguns alimentos com as quantidades específicas de AO em sua composição.

O AO foi descoberto por Chevereul Michel Eugene Angers, em 1913, logo no início de suas investigações sobre substâncias gordurosas. Industrialmente, o AO é obtido em grandes quantidades durante a fabricação de ácido estereático por hidrólise de gordura. O AO puro, objeto de nosso estudo nesse trabalho, é uma substância incolor, inodora e insípida (sem sabor), cuja solução alcoólica não tem reação ácida sobre o papel de tornossol. É menos densa que a água ($d = 0,89$), insolúvel em solventes polares, dissolve-se bem éter, benzol ou clorofórmio. Resfriado congela-se em forma de agulhas brancas ($PF \approx 14^{\circ}C$). Exposta ao ar oxida-se, adquirindo cor

amarelada, odor rançoso e reação ácida. A tabela 2.2 mostra os dados químicos do AO, em maiores detalhes.

Fórmula molecular	C₁₈H₃₄O₂
Massa molar	282,47 g/mol
Densidade	0,891 g/cm³
Índice de refração	1,4595
Ponto de fusão	16 – 17 °C
Ponto de ebulição	286 ° C

Tabela 2.2 – Propriedades físicas e químicas do AO (Fonte : MERCK, Laboratório e Revenda).

O AO é um ácido graxo de cadeia longa (18 carbonos), com uma dupla ligação entre os carbonos 9 e 10. As figuras 2.1 e 2.2 mostram as fórmulas estruturais do AO, na forma CIS e TRANS, respectivamente:

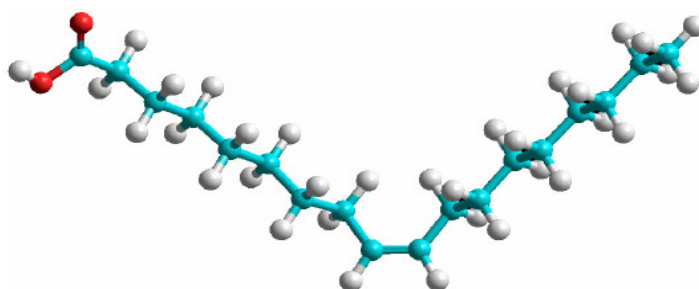


Figura 2.1 – Fórmula estrutural do AO, na forma CIS.

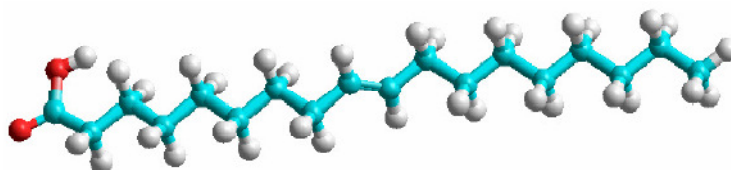


Figura 2.2 – Fórmula estrutural do AO, na forma TRANS.

Destacamos, agora, alguns artigos relevantes ao nosso conhecimento específico: Holman R. T. e colaboradores [40] fizeram os primeiros trabalhos em espectroscopia sobre oxidação de ácidos graxos, incluindo o AO. Cedeno, F. O. e colaboradores [41], usando a técnica Differential Scanning Calorimetry (DSC), estudaram o ponto de fusão do AO. Kobayashi, M. e colaboradores [42] fizeram o estudo da transição de fase do tipo ordem – desordem e polimorfismo sofrido pelo AO. Lomnitski, L. e colaboradores [43] estudaram as interações entre beta-caroteno e vários ácidos graxos incluindo o AO.

Em nosso trabalho, o AO foi usado de duas maneiras: a primeira foi na obtenção da LT, com ele puro, verificando-se que o sinal apresenta ruídos, pois temos que aumentar, significativamente, a potência do laser; a segunda foi com o uso de corante, fazendo com que o sinal da LT tivesse os ruídos atenuados e conseqüentemente, obtido com baixa potência.

2.3 - A Oleína de Palma

Alguns óleos e gorduras vegetais têm suas propriedades físicas estudadas com bastante frequência, face ao novo cenário mundial de suas aplicabilidades nos ramos tecnológicos e industriais. Grande parte desses óleos podem ser extraídos da flora amazônica, como, por exemplo, o óleo de palma (*Elaeis guineensis*), extraído do fruto da palmeira conhecida popularmente como dendazeiro. A figura 2.3 mostra a fotografia de um fruto de palma aberto de onde pode-se extrair o óleo bruto natural.



Figura 2.3 - Fruto da palma oleaginosa, com corte transversal

Segundos dados históricos, há quase 5 mil anos, os faraós egípcios já usavam a palma oleaginosa como importante fonte de alimentação. Partindo da África Oriental, chegou ao Egito. Muito provavelmente, entrou no Brasil com a vinda dos escravos, no século XVI. Já no século XX, a palma oleaginosa, chega à Malásia, onde, em 1917, neste país, dá-se origem à indústria de óleo de Palma, uma das maiores do mundo.

O óleo de palma destaca-se, no Brasil, na região norte, Estado do Pará, onde é conhecida pelos nativos como Azeite de Dendê, comercialmente usado como fonte alimentícia em diversos pratos regionais.

A Oleína de Palma é um produto obtido através do fracionamento natural do óleo de palma refinado, que apesar de sua origem, possui propriedades físicas bem diferentes do azeite refinado [31]

Na temperatura ambiente, a oleína apresenta-se na fase líquida, que é o objeto de nosso estudo neste trabalho. Porém, se armazenada em ambientes frios, pode favorecer a precipitação dos triglicerídios de maior ponto de fusão. A oleína de palma pode misturar-se facilmente com qualquer outro azeite oriundo da palma oleaginosa [44]. A tabela 2.3 apresenta algumas características físico-químicas da oleína de palma.

Acidez (% Palmítico)	≤ 0,05
Índice de Peróxidos (mEq/kg)	< 1,0
Ponto de Fusão (°C)	14 ± 2
Índice de Refração a 25°C	1,465
Índice de Iodo (Wijjs)	≥ 60
Fósforo (ppm)	≤ 3
Sabor / Odor	Neutro

Tabela 2.3 - Algumas características importantes da oleína de palma

2.4 – Azeite de Oliva

A cultura do uso do Azeite é milenar, mas não se sabe com exatidão sua origem. A palavra azeite provém do vocábulo árabe “Az-zait”, que significa sumo de azeitona, extraído da árvore chamada Oliveira cultivada há mais de 5000 anos no Mediterrâneo Oriental e Ásia Menor. No século XVI, os espanhóis introduziram o azeite no Peru, Chile e México e no século XVII nos EUA. Sua importância, ao longo dos tempos, resultou das múltiplas utilizações que lhe foram dadas na alimentação, medicina, higiene e beleza.

Azeite de oliva é um tipo de óleo produzido única e exclusivamente a partir de azeitonas, fruto da oliveira. O nome "Azeite de Oliva" não pode ser utilizado nas misturas de azeite com outros óleos (esses são chamados de óleos compostos)[45]. A figura 2.4 mostra o fruto azeitona, do qual se extrai o azeite de oliva e os frascos contendo o produto lançados no mercado.



Figura 2.4 – À esquerda, o fruto azeitona extraído da oliveira; à direita, o azeite de oliva já extraído e industrializado.

Há uma classificação específica para os tipos de azeite. Podemos ter o Azeite Virgem e o Azeite Extra Virgem. Ambos são obtidos do fruto da oliveira unicamente por processos mecânicos ou por processos físicos em condições definidas termicamente, que não alterem a qualidade do azeite e que não tenham sofrido outros tratamentos além da lavagem, da decantação, da centrifugação e da filtração. A tabela 2.4 mostra a diferença básica entre estes tipos de azeites, bem como seu grau de acidez livre, ou percentual de ácido oleico contido nas suas composições para cada 100 g da mesma.

Tipos de Azeite	Pontuação Organoléptica	Acidez livre (% de Acido Oleico)	Aplicação
Virgem	$\geq 6,5$	≤ 1	Consumo
Extra virgem	$\geq 5,5$	≤ 2	Consumo

Tabela 2.4 - A tabela mostra a pontuação organoléptica, a acidez livre e a aplicação do produto para os tipos de Azeite Virgem e Extra Virgem

O grau de acidez não é perceptível no sabor. A acidez se refere, apenas, ao percentual de ácidos graxos livres, contidos no azeite, em relação ao ácido oleico, que é a graxa monoinsaturada majoritária contida no Azeite de Oliva (entre 55% e 83%). Exemplo: 0,5º de acidez máxima significa 0,5% de ácidos graxos livres em relação ao ácido oleico.

Em nosso trabalho, os Azeites de Oliva, Virgem e Extra Virgem possuem uma resposta do sinal de LT com baixa potência, pois sua coloração amarelada mostra que os mesmos possuem componentes absorvedores, como beta caroteno, por exemplo, possibilitando, assim, a obtenção de sua difusividade térmica sem precisar diluir com outras substâncias. Com estudos preliminares

já reportados em outros trabalhos, podemos afirmar que o mesmo tem sua importância para garantia da aferição dos equipamentos aqui usados para nossas medidas.

2.5 - Castanha do Brasil

A castanha do Brasil, comumente chamada de Castanha do Pará, tem sua origem como espécie nativa dos bosques altos nas zonas alagadas da Amazônia Brasileira, Boliviana e Peruana. As populações mais numerosas, com formação mais compacta da espécie, são encontradas no Brasil, principalmente nas regiões do Vale do Papagaio (Mato Grosso), rios Madeira, Maués, Purús, Negro e alto Amazonas (no Amazonas) e nos estados do Acre, Amapá, Rondônia e Roraima.

Os castanhais mais densos e importantes do Brasil encontram-se no município de Marabá, Estado do Pará. É uma árvore da família botânica *Lecythidaceae*, mostrada na figura 2.5, com tronco de grande diâmetro e altura de 30-45 metros. O fruto é esférico, duro, de 11 a 14 cm de diâmetro, os quais denominaram de “ouriço”, conforme ilustra a figura 2.6, com peso variando entre 700 g e 1500 g e contendo no seu interior de 15 a 24 castanhas, frutos menores, expostos na figura 2.7, do qual se extrai o óleo da castanha (ver figura 2.8), objeto de nosso estudo.



Figura 2.5 – Árvore da família botânica Lecythidaceae, denominada popularmente de castanheira e ao lado o fruto esférico, duro, de 11 a 14 cm de diâmetro, denominado de “ourico”



Figura 2.6 – Castanhas, frutos menores, contidas no interior do “ourico” e ao lado o frasco contendo óleo da castanha, produzido em escala industrial para fins diversos.

A Castanha do Brasil possui alto valor protéico e calórico além de ser rica em selênio, substância que reduz o risco de cânceres como o de pulmão e de próstata e combate os radicais livres, agindo contra o envelhecimento, fortalece o sistema imunológico, atua no equilíbrio da tireóide. Pode ser consumida *in natura*, torrada, na forma de farinhas, doces e sorvetes. É também usada na fabricação de produtos de beleza para o cabelo. A castanha tem uma casca fina, marrom e brilhante. A polpa é branca, farinhenta e saborosa [46].

Em nosso trabalho, a formação de LT, na Castanha do Brasil, só é possível com um aumento na potência do laser. Isto faz o sinal de resposta conter ruídos, face à sua forma límpida e transparente.

2.6 - Corantes

Neste trabalho, a importância do uso de corantes está associado à sua propriedade óptica característica de absorção. Os corantes usados apresentam resultados satisfatórios, quando inseridos no material transparente de estudo, em porções muito pequenas de concentração, facilitando, assim, uma pequena absorção do composto e permitindo a visualização dos efeitos térmicos notados no processo experimental.

Desta forma, a LT, no material transparente, diluído com um determinado corante específico, torna-se visível e apresenta propriedades termo-óptica bem definidas. É importante frisar que, para não afetar diretamente as medidas obtidas e desejadas do composto, a concentração de material transparente e corante, deve ser muito pequena.

Com isso, nota-se que o comportamento das amostras *versus* medidas obtidas seguem um padrão de relação coerente, que será discutida qualitativamente e quantitativamente nos capítulos seguintes. Os corantes usados neste trabalho foram: CAC (*Corante Amarelo Crepúsculo*) e Rh B (*Rodamina B*). O CAC é conhecido popularmente devido ao uso na coloração de determinados alimentos, já que o mesmo pode ser comestível, enquanto que com a Rh B deve-se ter um cuidado especial de manipulação, pois a mesma tem características rotuladas de produzir efeitos cancerígenos.

De modo sucinto, faremos um breve estudo de cada corante usado neste trabalho, para melhores informações dos mesmos.

2.6.1 - Corante Amarelo Crepúsculo(CAC)

Segundo o Laboratório Plury Química Ltda [47], um dos produtores deste corante, afirma que o CAC tem fórmula molecular $C_{16}H_{10}N_2O_7S_2Na_2$, e peso molecular de 452,37g/mol. O CAC é um produto na forma de pó fino homogêneo de cor vermelho tijolo, inodoro, muito higroscópico, uma vez que possui uma capacidade elevada de absorver umidade do meio, de modo que, em solução a 10 ppm ($\mu\text{g/mL}$), apresenta tonalidade laranja, estando livre de materiais estranhos.

A obtenção destes compostos é proveniente do carbono, através de síntese química e suas aplicabilidades podem ser notadas nas colorações de alimentos em geral, produtos de perfumaria e de beleza.

2.6.2 – Rodamina B (Rh B)

Rodamina é um nome genérico para uma família de compostos orgânicos de corantes chamados fluoronas. Como exemplo, podemos citar a Rodamina 6G e Rodamina B ou Rosa Rodamina B. A Rodamina B pode ser usada como simples corantes ou como corante laser para se obter um meio amplificador. O corante de rodamina fluorescem e podem ser medidos facilmente a baixo custo com instrumentos chamados fluorímetros e são usados extensivamente em aplicações biotecnológicas, tais como: a microscopia de fluorescência, citometria de fluxo e os testes do tipo **ELISA (Enzyme Linked Immuno Sorbent Assay)** [48], o qual é um teste

imunoenzimático que permite a detecção de anticorpos específicos no plasma sanguíneo. Este teste é usado no diagnóstico de várias doenças que induzem a produção de imunoglobulinas. Também é usada como corante básico no tingimento de papel, madeira e derivados de celulose, sendo o corante habitual dos conhecidos "compensados rosas" usados em construção civil [49].

Rodamina B é detectável em torno de 610 nm quando usada como um corante laser. É ainda chamada Rodamina 610 ou sulforodamina, que é o material usado em nosso trabalho.

Corantes do tipo Rodamina são geralmente tóxicos, e são solúveis em Água, Metanol e Etanol e Ácido Oleico (AO). A figura 2.9 mostra a fórmula estrutural da rodamina B, cuja Fórmula molecular é $C_{28}H_{31}N_2O_3Cl$ e o peso molecular é de 479,02 g/mol [50].

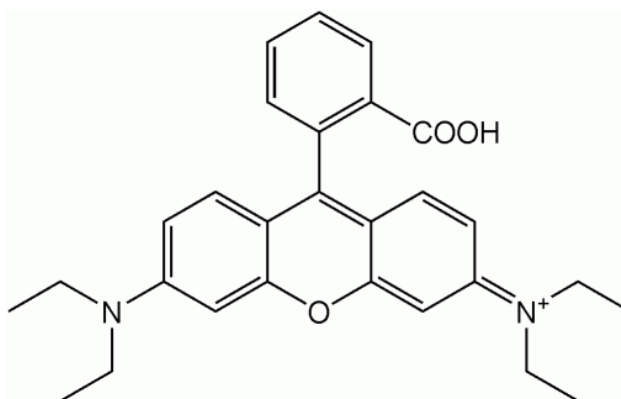


Figura 2.7 – Fórmula estrutural da Rodamina B

Neste trabalho a Rodamina B foi o diluente do Ácido Oleico. A partir desta composição foram obtidas concentrações pequeníssimas de AO + Rh B, que serão exibidas nos capítulos 5 e 6, dentro do procedimento experimental e das análises de resultados, nos quais foram observadas as características de formação de LT.

CAPÍTULO 3

Caracterização dos Feixes Ópticos Utilizando a Técnica da Lâmina.

3.1- Introdução.

Neste Capítulo, faremos uma abordagem, não tão simples, porém interessante do ponto de vista científico, mostrando por efeitos comparativos, uma nova proposta para determinação das cinturas dos feixes luminosos, comparando a outras formas utilizadas, em vários trabalhos, explorando métodos qualitativos e quantitativos.

Embora recursos tecnológicos mais recentes, viabilizados pela era digital, possibilitem a determinação das cinturas dos feixes por intermédio de um aparelho digitalizado que informa, instantaneamente, o valor da cintura do feixe com precisão, optamos pelo método tradicional, focalizando mudanças consistentes que servirão de apoio para trabalhos futuros.

Como a caracterização fundamental dos feixes de laser tornou-se um procedimento importante em muitas aplicações dessa natureza, a determinação das cinturas dos feixes representa valores imprescindíveis para a obtenção dos parâmetros das equações envolvidas.

A medição exata da cintura de um feixe de laser próximo ao foco de uma lente é muito importante em muitas aplicações, como, por exemplo, em experimentos de Varredura Z e Espectrometria de Lente Térmica, etc. Muitas técnicas têm sido desenvolvidas com essa finalidade, entre as quais se pode citar a técnica de Varredura de Fenda e a técnica do “Pinhole”, no entanto a mais utilizada é a “Técnica da Lâmina” [50,56].

Para tal, o uso constante desta técnica em diversos trabalhos, é justificado pelo fato de podermos determinar a cintura do perfil gaussiano de um feixe laser de forma simples e de baixo custo. Estudaremos um pouco a teoria deste método e, a seguir, apresentaremos uma mudança no mesmo, levando em conta uma teoria mais atualizada e consistente, que respalda os resultados experimentais obtidos em nosso trabalho.

3.2 – A “Técnica da Lâmina”

A Técnica da Lâmina é um método que permite a determinação rápida, barata e precisa de parâmetros do feixe. Tem sido amplamente utilizada, há décadas, e é considerada uma técnica padrão para a caracterização do feixe de laser Gaussiano.

Nesta técnica, uma lâmina desloca-se transversalmente à direção de propagação do feixe de laser e a potência total de transmissão é medida como função da posição desta lâmina. Uma configuração típica experimental é mostrada na figura 3.1.

Esta técnica exige uma borda afiada (normalmente uma lâmina de barbear), adaptada a um micrômetro e um medidor de potência ou medidor de energia para medir o sinal dos pulsos transmitidos.

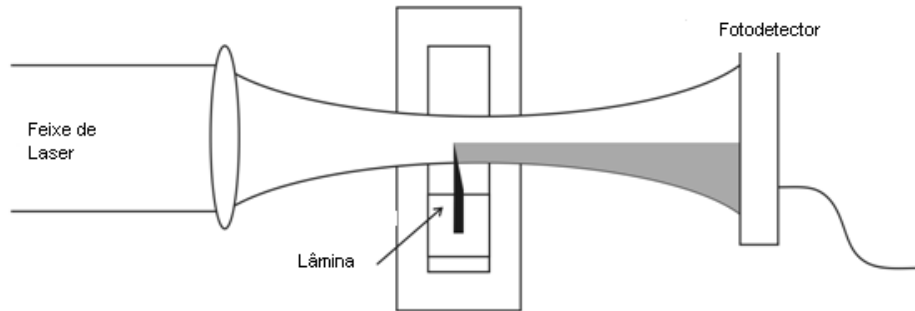


Figura 3.1 – Esquema simplificado para a medida do raio de um feixe de laser, usando a Técnica da Lâmina. A área escura representa o bloqueio do feixe causado pela lâmina

Em 1971, J. A. Arnoud e Colaboradores [57] desenvolveram uma teoria fundamentada em equações matemáticas para determinação de diversos parâmetros de um feixe de laser gaussiano, entre eles o valor da cintura do feixe em uma determinada posição, num espaço cartesiano. A medição pode ser realizada por meio de apenas um foto detector e uma lâmina acoplada a um micrômetro. Com movimentos nos eixos x e y definidos num plano cartesiano, a lâmina vai cortando o feixe transversalmente, alterando, assim, a intensidade do sinal luminoso que atinge o fotodetector [58]. Para um feixe de simetria Gaussiana, a intensidade $I(x, y)$ é dada por:

$$I(x, y) = I_0 \exp \left[-2 \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\omega^2} \right] \quad (3.1)$$

onde ω é o raio do feixe. A potência total é obtida pela integração de $I(x, y)$, portanto:

$$P_T = \int_{-\infty}^{+\infty} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy I(x, y) = \frac{\pi \omega^2}{2} I_0 \quad (3.2)$$

A figura (3.1) representa o perfil transversal de um feixe gaussiano, no plano x e y , reproduzido numa seção de corte efetivado pela lâmina. Neste caso, durante o processo, a potência transmitida ao foto detector é definida por:

$$P(x, y) = \int_x^{+\infty} dx \int_y^{+\infty} dy I(x, y) \quad (3.3)$$

Apesar da equação (3.3) não apresentar uma solução analítica conhecida, Khosrofian e Garetz [59] propuseram uma solução simplificada desta equação, assim definida:

$$P_N = \frac{1}{1 + \exp[-(a_0 + a_1 t + a_2 t^2 + a_3 t^3)]} \quad (3.4)$$

Os valores definidos para os coeficientes da equação (3.4) são: $a_0 = -6,71387 \times 10^{-3}$, $a_1 = -1,55115$, $a_2 = -5,13306 \times 10^{-2}$, $a_3 = -5,49164 \times 10^{-2}$, $t = (2/\omega_x)(x - x_0)$ e $P_N(x) = P(x)/P_T$ é a potência normalizada. O erro na determinação da cintura ω , usando esta expressão alternativa, na maioria dos casos, é suposto como sendo de apenas 0,05%.

Para um feixe fundamental de Gauss, sua propagação é completamente caracterizada pela cintura w do feixe e pela posição z da cintura. Então $\omega(z)$ é definido pela expressão:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left[\frac{\lambda(z - z_0)}{\pi w_0^2} \right]^2} \quad (3.5)$$

Onde, λ é o comprimento de onda do laser.

Entretanto, caso o feixe não seja do tipo modo fundamental Gaussiano, a equação (3.5) tem a inserção de um fator M , que ajustará a mesma, de modo que M poderá ser determinado pela expressão:

$$M^2 = \frac{\pi \omega_0^2}{2\lambda(z - z_0)} \left(\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - 1 \right)^{1/2} \quad (3.6)$$

A figura (3.2) representa o diagrama da potência normalizada P_N em função da posição z , de acordo com a equação (3.4).

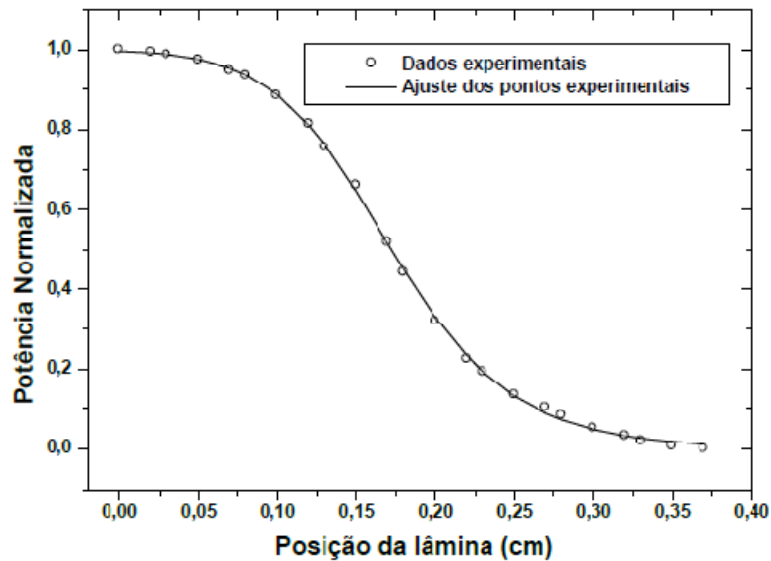


Figura 3.2 – Curva característica da potência normalizada em função da posição de deslocamento da lâmina durante o corte do feixe laser.

A partir do ajuste dessa equação é possível obter a medida da cintura $\omega(z)$ do feixe na posição z do corte transversal. Desta forma, notamos que o diagrama de $\omega(z)$, em função da posição z , é dado pela equação (3.5) e está representado na figura (3.3).

Com esse novo ajuste, é possível obter o valor da cintura mínima do feixe, bem como sua posição ao longo do eixo z . [60]

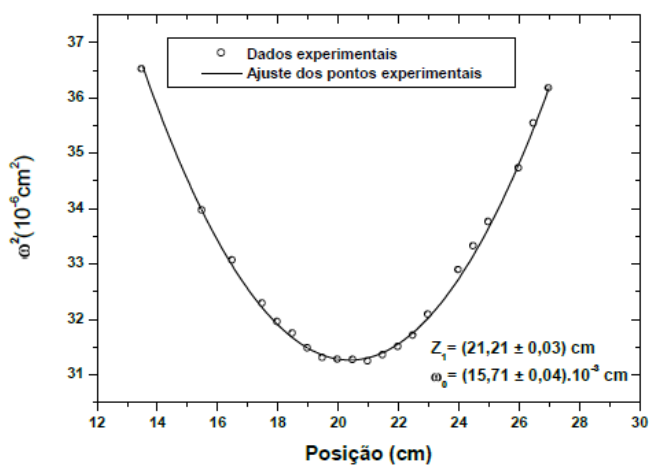


Figura 3.3 – Diagrama que representa o valor da cintura quadrática em função da posição da secção do corte do laser. Tal esquema é importante para visualização e determinação da cintura mínima do feixe e sua respectiva posição.

3.3 – Um Melhor Ajuste na “Técnica da Lâmina”

Como vimos na secção anterior, a determinação das cinturas dos feixes implica em uma série de detalhes que devem ser levados em consideração, principalmente no que concerne às aproximações matemáticas envolvidas, a fim de que possamos garantir o resultado das medidas.

Para aprimorar estes resultados e torná-los mais confiáveis, com redução principalmente nas margens de erros, a partir do recurso de programas computacionais mais recentes, propusemos uma alteração significativa nos coeficientes da equação (3.4), de modo que possamos obter os melhores resultados, dentro de uma aproximação mais simples e com equações mais resumidas.

Em 1993, Rufino D. Uribe e colaboradores [61] já propunham uma mudança nas aproximações da “Técnica da Lâmina”, atribuindo uma solução para a equação (3.3) definida pela função erro gaussiana. Tal expressão inicial pode ser esquematizada da seguinte maneira:

$$P(x) = \frac{1}{2} P_T \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}}{r_0} x \right) \right] \quad (3.7)$$

onde
$$P_T = \frac{\pi}{2} r_0^2 I_0 \quad (3.8)$$

sendo a função erro gaussiana dada por:

$$\operatorname{erf}(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \exp(-t^2) dt \quad (3.9)$$

A expressão (3.7) pode ser escrita na forma da função erro gaussiana inversa. Neste caso, podemos dizer que:

$$x = \frac{r_0}{\sqrt{2}} \operatorname{erf}^{-1} \left[\frac{2P}{P_T} - 1 \right] \quad (3.10)$$

Com estas modificações, a solução para a expressão (3.3) apresenta resultados satisfatórios, dentro da margem de erros esperada.

Em 2009, a equipe de trabalho do Laboratório de Óptica Não Linear da Universidade Federal da Paraíba, sob coordenação de Prof. Dr. P.C. de Oliveira, procurou, de forma inovadora, fazer uma relação mais consistente dos trabalhos citados anteriormente. Para isso propôs uma alteração na equação da potência normalizada inicialmente proposta em (3.4), de modo a torná-la mais simples com a redução de coeficientes, a fim de que o processo operacional mais bem ajustado ofereça um resultado com o menor percentual de erro. Em nossa discussão, consideramos um feixe de laser radial simétrico Gaussiano com intensidade descrita por:

$$I(x, y) = I_0 \exp \left[-2 \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\omega^2} \right] \quad (3.11)$$

onde I_0 é a intensidade inicial e o centro do feixe está localizado na posição (x_0, y_0) e x e y são as coordenadas cartesianas transversais de qualquer ponto em relação a uma origem, convenientemente escolhido no início de um experimento, e w é o raio do feixe, medido a uma posição onde a intensidade diminui de $1/e$ vezes o seu valor máximo I_0 .

No entanto, a equação (3.11) não é a única maneira de expressar a intensidade do feixe de laser Gaussiano. Alguns autores preferem definir o raio do feixe em uma posição onde a amplitude do campo elétrico cai para $1/e$, enquanto a intensidade cai para $1/e^2$ vezes o valor máximo. Nossa escolha na definição da intensidade segue a mesma feita por Khosrofian e Garetz.

Com a lâmina provocando, inicialmente, o bloqueio do feixe de laser, o micrômetro pode ser ajustado. Neste caso, a potência normalizada transmitida é obtida pela integral:

$$P_N = \frac{\int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^{\infty} I(x',y) dy dx}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x',y)} \quad (3.12)$$

que nós dá:

$$P_N(x) = \frac{1}{2} \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x-x_0}{\omega} \right) \right] \quad (3.13)$$

onde erf é a função erro.

A área operacional do fotodiodo é considerada maior que a área operacional do feixe laser da seção transversal em posição de detecção e, portanto, os efeitos de difração podem ser desprezados.

A função erro na equação (3.13) não é uma função analítica e sua utilização no ajuste dos dados experimentais não é um procedimento prático. Uma abordagem na análise de dados pode ser feita com a derivada da equação (3.13), que é analítica, e é dada por [62,63]:

$$\frac{dP_N(x)}{dx} = \frac{1}{\sqrt{\pi}\omega} \exp \left[-\frac{(x-x_0)^2}{\omega^2} \right] \quad (3.14)$$

Mas o processo de tomada de derivadas, dos dados experimentais com flutuações, resulta na amplificação destas flutuações e, conseqüentemente, um aumento nos erros. Para superar esse problema, Khosrofian e Garetz sugeriram a substituição da $P_N(x)$ de uma função analítica por uma que represente, aproximadamente, a $P_N(x)$ ajustada aos dados experimentais. Esta função de adaptação é dada

$$f(s) = \frac{1}{1+\exp[p(s)]} \quad (3.15)$$

onde:

$$p(s) = \sum_{i=0}^m a_i s^i \quad (3.16)$$

$$e^{-s} = \frac{\sqrt{2(x-x_0)}}{\omega} \quad (3.17)$$

Por razões práticas, estes cientistas limitaram o polinômio $p(s)$ ao termo de terceira ordem, de modo que:

$$f(s) = \frac{1}{1+\exp(a_0+a_1s+a_2s^2+a_3s^3)} \quad (3.18)$$

Usando dados da função distribuição normais tabulados e análise de mínimos quadrados, os coeficientes polinomiais foram determinados como:

$$a_0=-6,71387 \times 10^{-3}, a_1=-1,55115, a_2=-5,13306 \times 10^{-2} \text{ e } a_3=-5,49164 \times 10^{-2}$$

Embora essa função montada tenha sido usada por décadas e referenciada por vários autores, decidimos comparar com a função exata, dada pela equação 3.13 [64].

O primeiro passo, no processo de comparação, foi colocar as parcelas das equações em um único gráfico. O resultado é mostrado na figura 3.4. Verificou-se que a função de ajuste apresenta uma adaptação muito boa para $f(s) > -0,5$, mas não se ajusta bem para $f(s) < -0,5$. Esse resultado é consequência do processo que tem sido empregado para se adequar $f(s)$ aos pontos de dados, isto porque os parâmetros que definem $f(s)$ foram determinados a partir de dados tabulados normalmente com argumentos positivos somente.

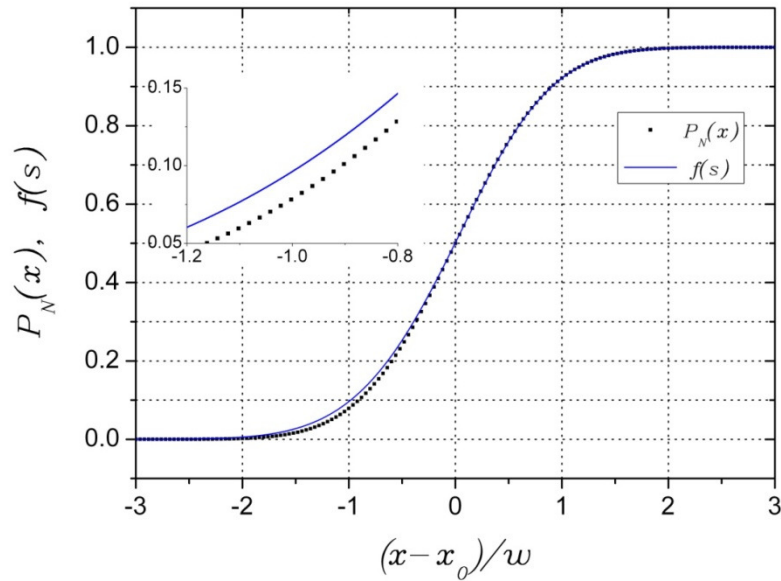


Figura 3.4 – A linha colorida representa a equação (3.18) e a linha pontilhada, a equação(3.13). Em destaque, a diferença visualizada nas duas curvas, para essas equações

Para estender o procedimento, a fim de incluir argumentos negativos de $f(s)$, Khosrofian e Garetz sugeriram definir que $f(-s) = 1 - f(s)$. Mas como o $f(s)$ contém $p(s)$, que é um polinômio com termos de potência ímpar em s , este pressuposto não é válido.

Considerando a simetria da função erro, a função de ajuste $f(s)$ deve conter apenas termos de potência ímpar de s . Na verdade, uma montagem de $f(s)$ para os dados exatos, dado pela equação (3.13), mostra que a_0 e a_2 , numericamente, convergem para zero e os novos coeficientes não nulos ajustados, até a terceira ordem, são dadas por:

$$a_1 = -1,597106847 \quad \text{e} \quad a_3 = -7.0924013 \times 10^{-2}$$

Portanto, podemos escrever a equação (3.18) da seguinte maneira:

$$f(s) = \frac{1}{1 + \exp(a_1 + a_3 s^3)} \quad (3.19)$$

Para chegar a esses novos coeficientes, foi gerado um conjunto de pontos diretamente na equação (3.13) com $x_0 = 0$ e $\omega = 1$, usando os programas computacionais Maple e Orígem 7.5, podemos ajustar o conjunto de dados com a equação (3.18). No processo de ajuste, mantivemos fixos os valores de x_0 e ω , permitindo que os coeficientes pudessem variar. O resultado é mostrado na figura 3.5

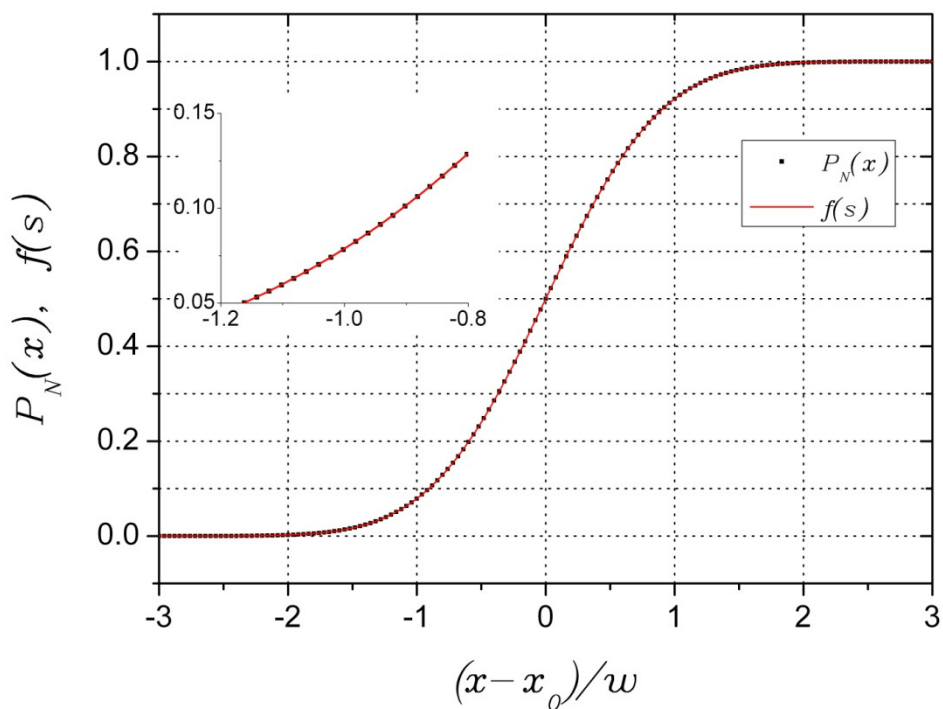


Figura 3.5 – Comparação entre a equação (3.13) (linha pontilhada) e a equação (3.19) (linha colorida).

Do ajuste dos dados simulados com o mesmo conjunto de $f(s)$ dada pela equação (3.18), os coeficientes são mantidos. Neste caso, os valores obtidos para x_0 e ω foram 0,0132 e 0,9612, respectivamente. Isso corresponde a uma diferença de, aproximadamente, 3,9% do feixe laser, sendo que o erro na posição central, em relação ao raio do feixe, é cerca de 1,3%.

Essas diferenças podem representar um sério problema em experimentos de alta precisão. Por exemplo, uma vez que a intensidade do laser é inversamente proporcional ao quadrado do raio resulta uma superestimação de aproximadamente 7,6% da intensidade do laser se a equação (3.18) é usada, como a função de ajuste. Por outro lado, uma estimativa do erro em ω e x_0 , nos valores na faixa de $10^{-7} - 10^{-8}$ surge quando se usa a equação (3.19), que assume, exatamente, os mesmos valores caso usemos a equação (3.13).

Com estes resultados, podemos dizer que equação (3.19) não é apenas uma aproximação boa para o nosso problema em particular, mas também pode ser útil em muitos problemas numéricos em diferentes campos da ciência que envolve a função erro. Como um exemplo do uso de expressões analíticas para a função erro, outro problema físico, que se faz referência ao trabalho de Van Halen [65], foi utilizado para calcular o campo elétrico e distribuição de potencial na junção de semicondutores com perfil gaussiano.

A inclusão do termo de quinta ordem no polinômio $p(s)$ continuará a melhorar a precisão, mas não vale a pena fazer a partir de uma análise da Técnica Lâmina, na qual as flutuações experimentais dominam os erros na configuração dos dados. No entanto, uma vez que o foco da nossa discussão é contribuir para a melhoria da análise de dados e possibilitar a utilização desta função em diferentes tipos de problemas, estendeu a nossa discussão para analisar o comportamento de $f(s)$ quando o termo de quinta ordem é incluído.

A primeira anotação sobre a inclusão do termo de quinta ordem a_5 no polinômio $p(s)$ é que ele vai exigir um novo cálculo de todos os coeficientes e, portanto, a_1 e a_3 vão mudar seus valores. O novo cálculo dos coeficientes é:

$$a_1 = -1,5954086, \quad a_3 = -7,3638857 \times 10^{-2} \quad \text{e} \quad a_5 = +6,4121343 \times 10^{-4}$$

Para verificar o quão perto as funções de aproximação são exatamente iguais à função $P_N(x)$, temos traçado diferenças encontradas entre $f(s)$ e $P_N(x)$ para $(x-x_0)/\omega$, variando de -4,0 a 4,0, cobrindo toda a região de interesse.

Na figura 3.6(a), $f(s)$, dada pela equação (3.18), foram utilizadas duas formas diferentes: com os parâmetros $\omega = 1$ e $x_0 = 0$ (linha sólida) e $\omega = 0,9612$ e $x_0 = 0,0132$ (linha tracejada), obtidos quando se tenta encaixar $P_N(x)$ com $f(s)$. Na figura 3.7(b), as diferenças são calculadas com $f(s)$ dada pela equação (3.19) de duas maneiras: a primeira, em que apenas os coeficientes a_1 e a_3 são considerados (linha sólida); a segunda, quando os novos coeficientes do conjunto, que inclui a_5 , é considerado (linha tracejada).

Ao analisar as curvas mostradas figura 3.6, podemos concluir que, na aproximação, a função $f(s)$ definida pela equação (3.19) é, em média, duas ordens de magnitude maior para a função exata $P_N(x)$, que é definida pela equação (3.18). Quando o termo de quinta ordem está incluída no polinômio $p(s)$, a aproximação é ainda melhor, fazendo surgir uma maior diferença, que é cerca de 2×10^{-5} em toda a região de interesses.

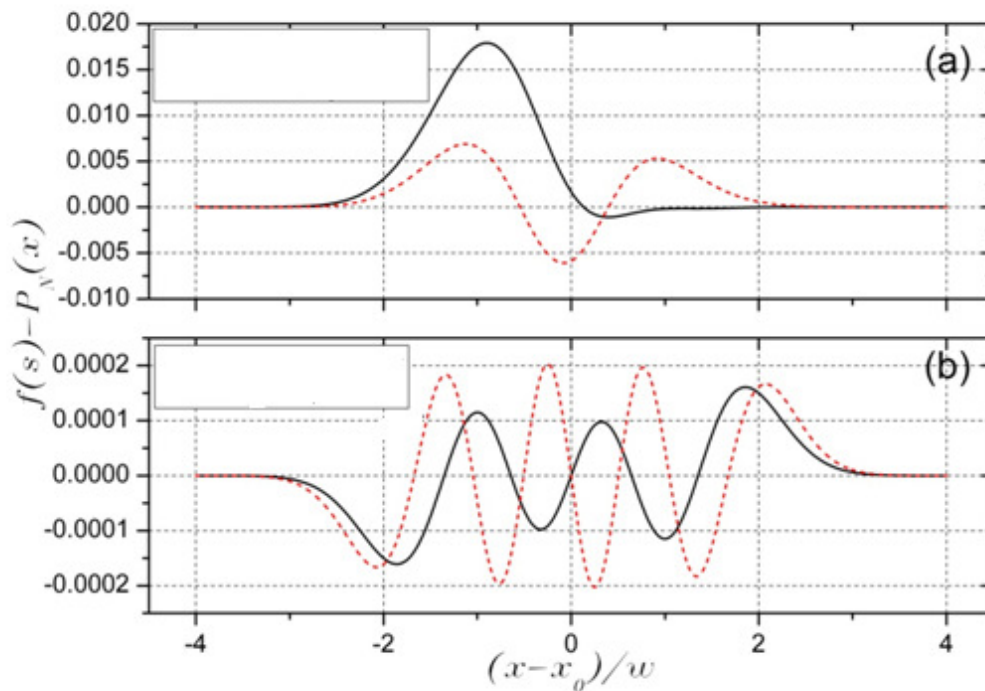


Figura 3.6– Diferenças entre $f(s)$ e $P_N(x)$: em (a), $f(s)$ é dada pela equação (3.18) com os parâmetros $\omega = 1,0$ e $x_0 = 0,0$ (linha cheia) e $\omega = 0,9612$ e $x_0 = 0,132$ (linha tracejada); em (b), $f(s)$ é dada pela equação (3.19), considerando, apenas, os coeficientes a_1 e a_3 (linha cheia) e quando os novos coeficientes são obtidos com a inclusão do coeficiente a_5 (linha tracejada)

Para se verificar como a escolha da função de ajuste interfere na análise dos dados experimentais verdadeiro, foi realizado um experimento simples, usando a configuração mostrada na figura 3.1.

Em nossas experiências, usamos um laser de He-Ne com potência de saída de 10 mW que foi focalizado por uma lente de distancia focal 25 cm. A lâmina foi montada no topo de um carrinho motorizado (modelo M-UTM150PP.1), que sofre translação com uma resolução de 0.1 μm . A posição da translação da lâmina foi controlada por um computador, enquanto a potência total de transmissão do laser foi adquirida por um medidor de potência do tipo OPHIR NOVA. O sinal de saída analógica do medidor de energia foi

enviado para o computador através de uma placa de aquisição da National Instruments USB-6000.

Para tal, nós estabelecemos a velocidade de translação da lâmina a 0,5 mm/s, e a taxa de aquisição de 100 amostras/s. Os dados experimentais, tomados em uma posição perto do foco da lente, são mostrados na figura 3.7, onde também exibe uma montagem dos dados experimentais obtidos com equação (3.19). A montagem mesmo foi feita com a equação (3.18) e, embora ambas as equações dêem origem a curvas que, aparentemente, são representativas dos dados experimentais, resultam em valores diferentes para o feixe laser.

Depois de analisar 10 varreduras e aplicar o conjunto de dados na equação (3.19), chegamos ao valor médio $\omega = (36,60 \pm 0,06) \mu\text{m}$. Um resultado 3,8% inferior a este é obtido quando se tenta encaixar os mesmos dados experimentais com a equação (3.18). Isto confirma a necessidade de utilizar a função correta na montagem para analisar os dados experimentais.

Destarte, se agora comparar a posição do centro do feixe, dada por duas funções na montagem, encontramos uma diferença, em relação ao raio, de 1,2% entre os resultados. Como o tipo de erros introduzidos pelo uso da equação (3.18) é sistemático, os resultados anteriores de medidas dos raios de feixes de laser podem ser corrigidos utilizando um fator multiplicador de 1,04. Se definir o raio do feixe de laser em uma posição onde a intensidade cai para $1/e^2$ vezes o valor máximo é necessário multiplicar w por $\sqrt{2}$ para chegar ao valor desejado.

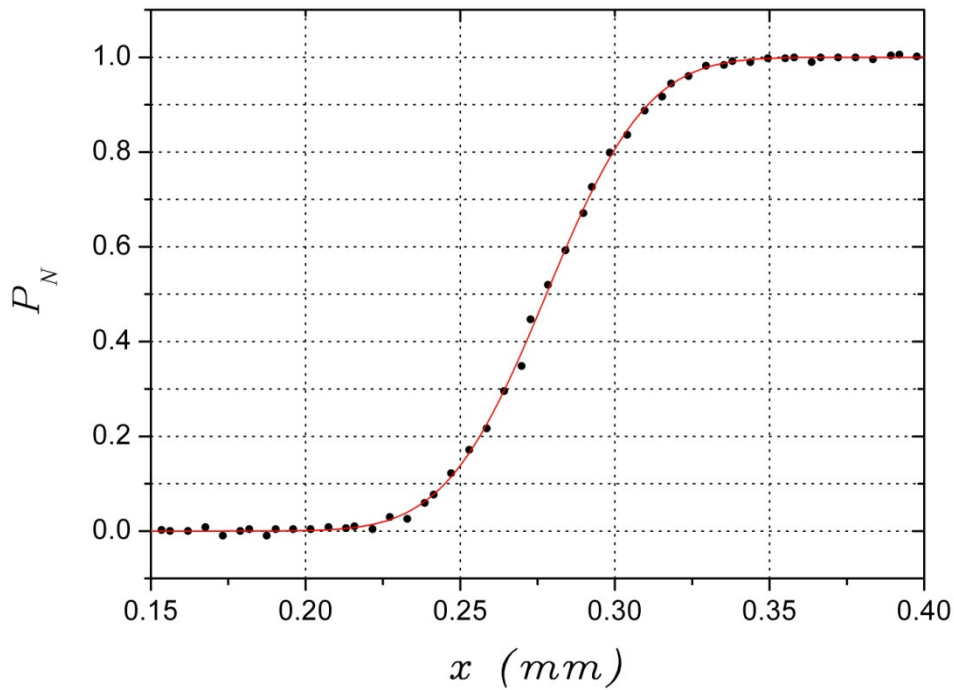


Figura 3.7 - Registros dos dados experimentais usando a equação (3.19). Uma curva semelhante é obtida por meio da equação (3.18), mas com o feixe de laser ajustado com raio 3,8% menor.

Portanto, podemos mostrar com isso que, numa função sigmoide, com base na função de Khosrofian e Garatz, há necessidade de novos coeficientes para a correta caracterização do feixe laser na Técnica da Lâmina. Encontramos esses novos coeficientes e mostramos que a nova função se ajusta perfeitamente aos dados experimentais e melhora ainda a precisão dos resultados.

CAPÍTULO 4

Otimização da Técnica de Lente Térmica.

4.1- Introdução

A espectroscopia de Lente Térmica demonstrou grande aplicabilidade na medição de propriedades termo ópticas de materiais com baixa absorção luminosa, entre eles temos os líquidos transparentes, como Água, Etanol, Ácido Oleico Puro, etc, que foram usados neste trabalho e discutidos no capítulo 3, bem como na determinação de suas difusividades térmicas. A fim de melhorar o sinal de LT, diversas publicações sugerindo configurações otimizadas de feixes ópticos apareceram na literatura. Embora um grande avanço nesta área já tenha atingido vários estudos, as investigações anteriores não estavam completas. Apesar da amplitude do sinal de LT ter se aproximado do limite teórico, o tempo necessário para sua medição aumentou significativamente para a configuração geométrica utilizada. Desta forma, é o

objetivo deste trabalho investigar configurações geométricas alternativas que possibilitem sinais de alta amplitude com o curto tempo de medições.

4.2 – A Otimização

Em 2006, Marcano e colaboradores [18], apresentou uma configuração de LT diferenciada dos modelos de feixe único e de feixes duplo cruzado e descasado já existentes. A este novo modelo de configuração ele decidiu chamar de *otimizado*, devido à alta sensibilidade e ao aumento significativo na amplitude do sinal de LT. Nesta Configuração o feixe de excitação é focalizado sobre a amostra e o feixe de prova é expandido e colimado, ou seja, tem sua propagação modificada de modo que os raios sejam paralelos ao eixo principal de propagação (ver figura 4.1).

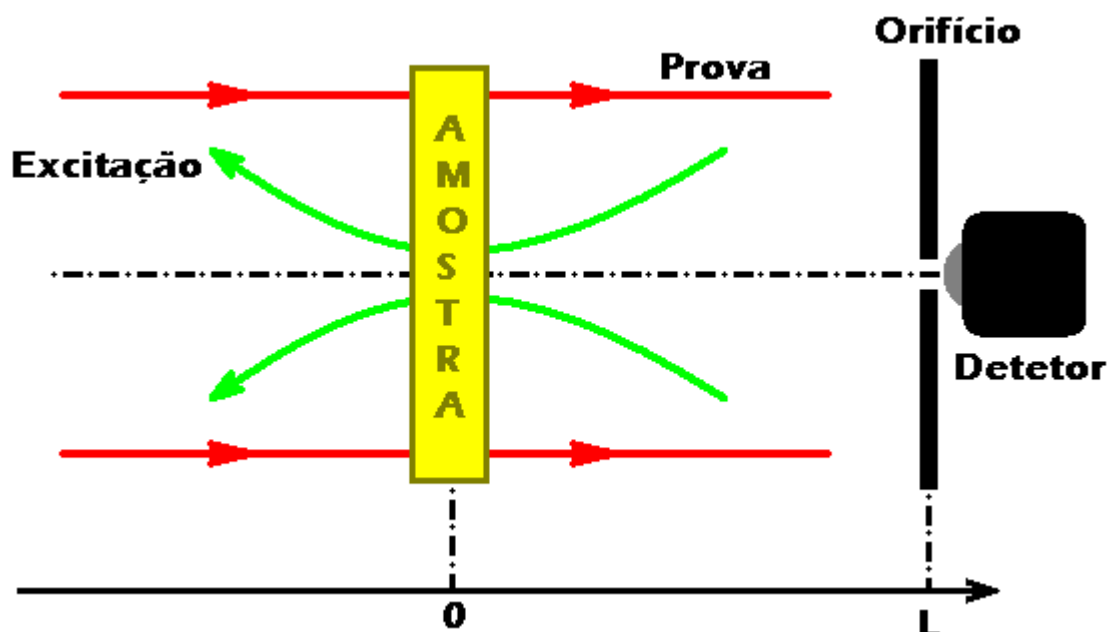


Figura 4.1 – Esquema do feixe de prova otimizado e colimado.

Segundo Marcano esta forma corresponde a um valor de m da equação (1.104) muito grande (≥ 5000). Observou-se que se deslocarmos a amostra em torno da cintura mínima do feixe de excitação, mantendo fixa a configuração dos mesmos, dará origem a um diagrama cuja curva é aproximadamente simétrica em torno da referida cintura, apresentando um máximo no centro desta curvatura.

Usando a equação (1.104) e atribuindo valores razoáveis para seus componentes, é possível construir um gráfico (figura 4.2) que compara as amplitudes dos sinais de LT devido as configurações cruzadas e otimizadas, em função de Z e a origem deste gráfico é em relação à cintura mínima do feixe de prova.

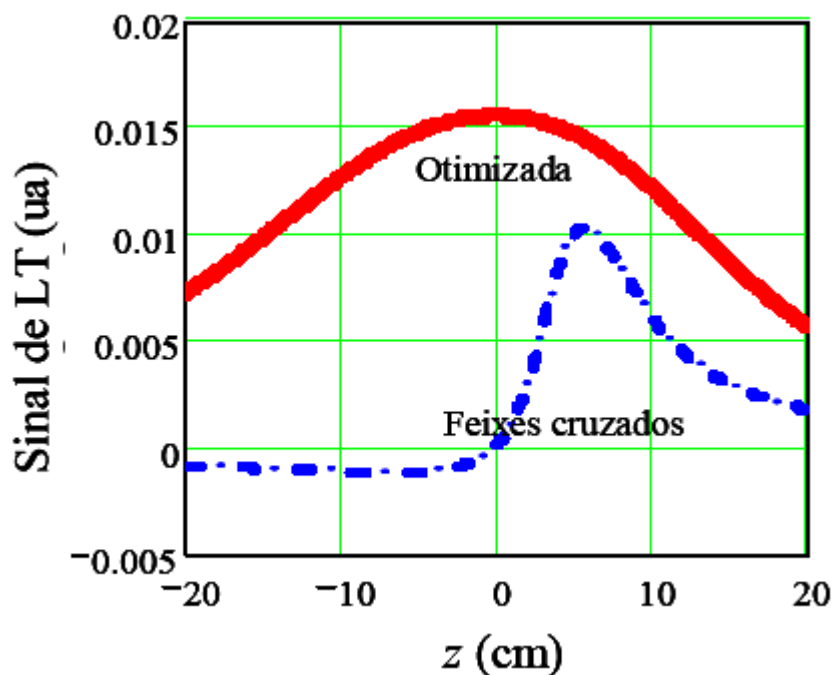


Figura 4.2 – Amplitude do sinal da LT, para as configurações, Otimizada Colimada e de Feixes Cruzados (figura da referência [14]).

Em relação às posições das respectivas cinturas de excitação, o sinal de LT para a configuração otimizada é cerca de 50% maior do que a configuração do modo cruzado descasado, para um mesmo valor de amplitude de fase e este gráfico também revela que na configuração otimizada devemos usar amostras espessas, pois isso aumenta a sensibilidade da técnica, de acordo com a referência [14].

4.3 – A MAXIMIZAÇÃO DALENTE TÉRMICA

Para obtermos a maximização do sinal de LT, no modelo de feixes duplos, precisamos lembrar a equação (1.104) definida na secção anterior e encontraremos a variação fracional da intensidade do sinal de LT em relação ao tempo. Seja $S(t)$ a variação fracional da intensidade que será definida por:

$$S(t) = \frac{I(t) - I(\infty)}{I(t)} \quad (4.1)$$

onde $I(t)$ é a intensidade do feixe que atinge o fotodetector num determinado tempo qualquer t e $I(\infty)$ é a intensidade quando o sinal atinge o estado estacionário, em $t \Rightarrow \infty$. A figura 4.3, mostra claramente a posição $I(t)$ e $I(\infty)$, num gráfico de LT.

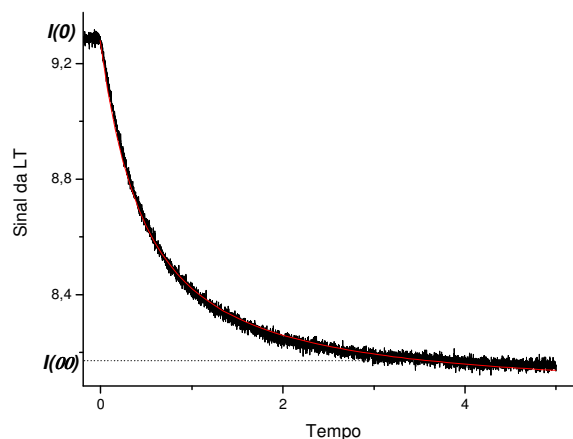


Figura 4.3 - Diagrama do sinal de LT indicando $I(t)$ e $I(\infty)$. Estes dados são fundamentais para determinar a variação fracionada S.

De acordo com a equação (1.104) podemos determinar o valor de $I(\infty)$, conforme demonstração a seguir:

$$I(t) = I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right) \right]^2$$

Se $t \Rightarrow \infty$, então:

$$I(\infty) = I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{1+2m+V^2} \right) \right]^2 \quad (4.2)$$

Substituindo as equações, (1.104) e (4.2), na equação (4.1) teremos:

$$S(t) = \frac{I(t) - I(\infty)}{I(t)} = \frac{I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right) \right]^2 - I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{1+2m+V^2} \right) \right]^2}{I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right) \right]^2}$$

$$S(t) = 1 - \frac{I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{1+2m+V^2} \right) \right]^2}{I(0) \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right) \right]^2} \quad (4.3)$$

Fazendo a expansão binomial dos termos quadráticos, considerando apenas os dois termos iniciais, teremos:

$$S(t) = 1 - \frac{1 - \theta t g^{-1} \left(\frac{2mV}{1+2m+V^2} \right)}{1 - \theta t g^{-1} \left(\frac{2mV}{[(1+2m)^2 + V^2] \frac{t_c}{2t} + 1 + 2m + V^2} \right)}$$

A equação (4.3) mostra a variação fracionada S, num tempo t qualquer. No entanto, é conveniente determinar a variação total da intensidade, e isto é possível quando fazemos $t = 0$, então o sinal S ficará:

$$S(0) = \frac{I(0) - I(\infty)}{I(0)} = 1 - \left[1 - \frac{\theta}{2} t g^{-1} \left(\frac{2mV}{1+2m+V^2} \right) \right]^2 \quad (4.4)$$

Nos diversos experimentos de LT é possível verificar uma propriedade particular, que define a alta sensibilidade da técnica, e desta forma então será necessário se obter a maximização do efeito. Isto só é possível se a amostra for colocada numa dada posição a qual podemos obter quando a derivada da equação (4.4) em relação a V for igual a zero. Neste caso faremos esta operação matemática. Note que:

$$S(0) = 1 - \left[1 - \frac{\theta}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{2mV}{1+2m+V^2} \right) \right]^2, \text{ então}$$

$$\frac{dS(0)}{dV} = \frac{d}{dV} \left[1 - \theta \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{2mV}{1+2m+V^2} \right) \right]^2 = 0 \quad (4.5)$$

Usando a definição $\frac{d}{dV} \operatorname{arc} \operatorname{tg} u = \frac{1}{1+u^2} \frac{du}{dV}$ com $u = \frac{2mV}{1+2m+V^2}$

Efetuada a derivada da equação (4.5) pela definição exposta acima, podemos afirmar que:

$$V = \pm \sqrt{1 + 2m} \quad (4.6)$$

A equação (4.6) estabelece uma relação entre os parâmetros V e m da equação principal da intensidade, para o caso dos feixes duplo. Se o fotodetector estiver numa distância muito grande da amostra, é válida a equação (1.93), e neste caso a posição Z_1 da amostra pode ser determinada por [2]:

$$V = \frac{Z_1}{Z_c} \quad \text{ou} \quad Z_1 = [\pm \sqrt{1 + 2m}] Z_c \quad (4.7)$$

Especialmente para o valor de $m = 1$, teremos um $V = \pm \sqrt{3}$, ou seja:

$$Z_1 = [\pm \sqrt{3}] Z_c \quad (4.8)$$

que seria a posição da amostra no caso do feixe único.

Simulações computacionais mostram a relação entre V e m para o modelo aberrante com feixes duplo e serão discutidas posteriormente neste trabalho.

Diferente da otimização proposta por Marcano, nosso trabalho tomou como foco principal a colimação do feixe de prova e a maximização do sinal de LT, quando variamos o valor do parâmetro V da equação (1.104) em função da distância Z_2 medida entre a posição da amostra e a do fotodetector. Os valores de V em função de Z_2 podem ser verificados através da equação (1.90).

A partir da equação (4.5) podemos ver que, para uma taxa fixa de bombeamento o máximo sinal de LT será obtido quando o argumento da função arco tangente for máxima e $I(t)$ é uma função dos dois parâmetros geométricos m e V , sendo que ambos dependem de ω_{1p} (cintura do feixe de prova sobre a amostra), mas por questão de simplicidade, vamos analisá-las como parâmetros independentes. Ao analisar a dependência da equação (4.5) em relação à m verificou-se que o sinal de LT tende ao máximo valor quando m tende ao infinito. Uma análise da dependência do sinal S em V revela que S tem um máximo quando a condição mostrada na equação (4.6) for satisfeita. Na verdade um aumento na cintura do feixe (ω_{1p}) aumentará tanto m como V , e certamente S aumentará também.

Marcano e seus colaboradores [18] na sua otimização do sinal LT, abordam um valor teórico, através da expansão e colimação do feixe de prova, de modo que em seus experimentos, o diâmetro do feixe de prova na posição da amostra foi de cerca de 6mm, que corresponde a um valor de m da ordem de 10000.

Isto sugere que o aumento tanto de m e V , de acordo com a relação citada, irá aumentar o sinal de LT. Na figura 4.4 mostramos um gráfico das curvas de LT para vários valores de m . É claro que os maiores valores de m dá origem a maiores sinais de LT, mas também se percebeu que esse

comportamento é saturado para valores de m em torno de algumas centenas de valores. Por exemplo, o sinal máximo para LT em $m = 300$ é muito próximo do sinal de LT para $m = 10000$. No entanto, uma investigação aprofundada da dependência do sinal LT com o valor do parâmetro V deve ser cuidadosamente investigada, porque às vezes os parâmetros teóricos não podem ser obtidos na prática.

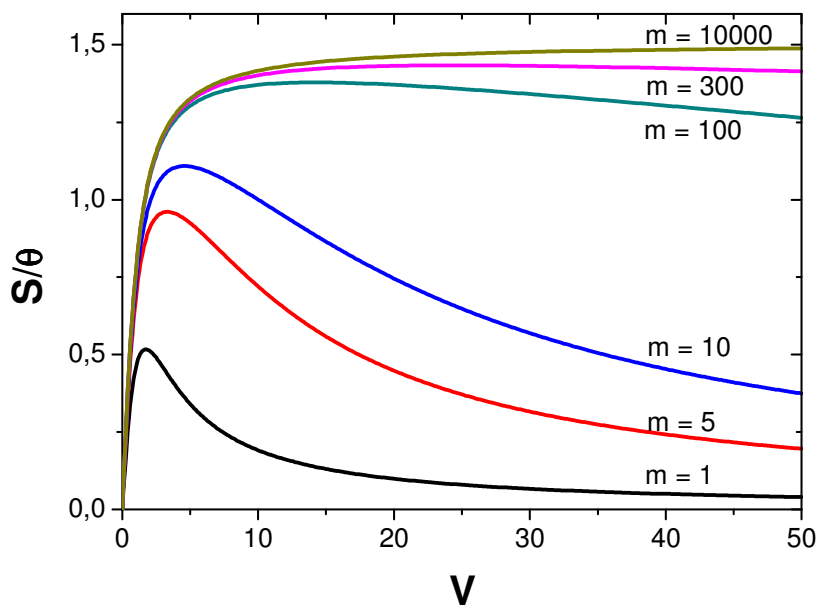


Figura 4.4 – Amplitude do sinal de LT dividido por θ em função de V para diversos valores de m , obtidos através de simulação computacional.

Um parâmetro muito importante em um experimento é a rapidez de ocorrência de um fenômeno físico, e em quanto tempo uma medida irá acontecer. Em LT, o t_c , dado pela equação (1.104), é o parâmetro que chamamos de tempo característico de formação da LT, considerado constante e é inversamente proporcional à difusividade térmica do material. Mas esse não é o único parâmetro que mede o tempo de evolução do sinal de LT. É sabido que quanto maior for o parâmetro m , mais tempo leva o sinal para chegar ao

regime estacionário e, conseqüentemente, maior será o tempo de medição. A fim de otimizar o sinal de LT, a amplitude deve aumentar sem afetar muito o tempo da medição.

Para fazer uma análise quantitativa do tempo decorrido em um experimento de LT, definimos uma quantidade de tempo necessário para que o sinal atinja a semi- amplitude ($t_{1/2}$), representado na figura 4.5, e pode ser determinado pela relação:

$$I(t_{1/2}) = \frac{I(0)+I(\infty)}{I(0)} \quad (4.9)$$

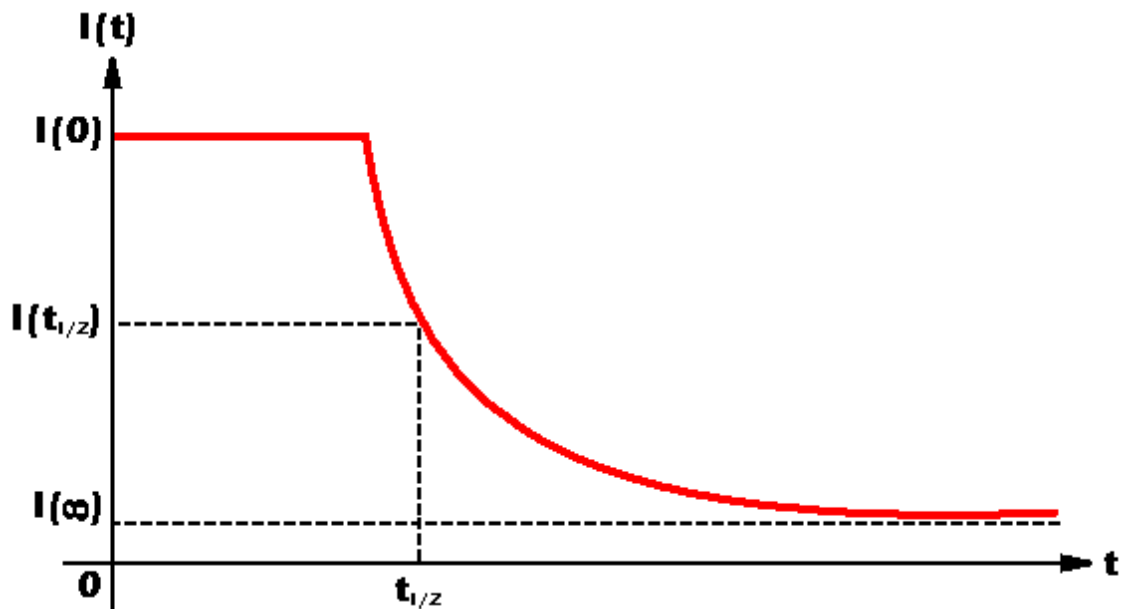


Figura 4.5 – Diagrama que representa a equação 4.9, indicando a posição de $t_{1/2}$

Substituindo a expressão acima teremos de acordo com a equação (1.104) fazendo as devidas expansões matemáticas o valor de:

$$t_{1/2} = \frac{t_c [V^2 + (1+2m)^2] [\sqrt{\delta^2 + 4m^2 V^2} - \delta]}{2 [4m^2 V^2 - \delta(\sqrt{\delta^2 + 4m^2 V^2} - \delta)]} \quad (4.10)$$

$$\text{Onde } \delta = V^2 + 2m + 1 \quad (4.11)$$

A figura 4.6 representa o tempo de medição da semi-amplitude ($t_{1/2}$) por unidade do tempo característico (t_c) em função do parâmetro V , obtidos com a equação 4.10 para diversos valores de m . Através de simulação computacional a equação citada pode ser aproximada nas condições de $m > V \gg 1$, e dada por:

$$t_{1/2} \approx \left(\frac{m}{V}\right) t_c \quad (4.12)$$

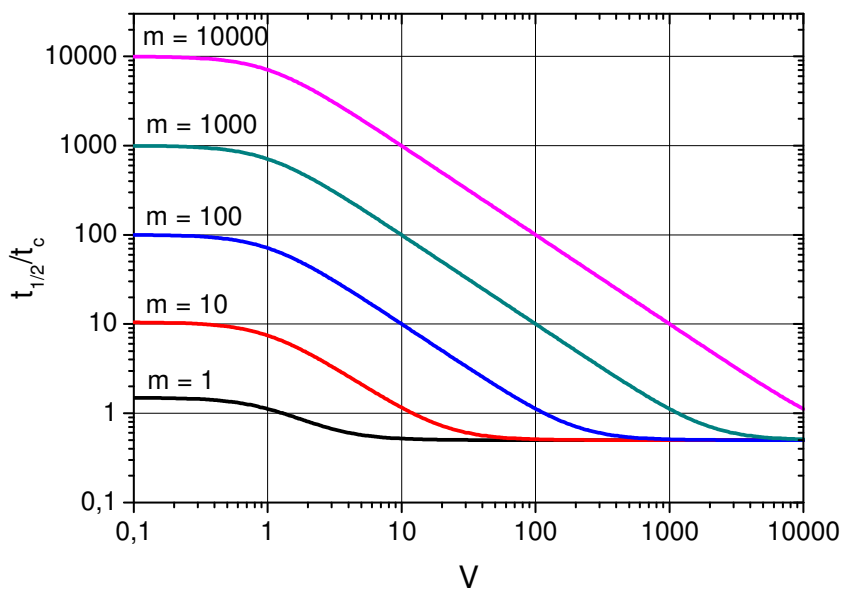


Figura 4.6 – Diagrama da razão $t_{1/2}/t_c$, em função de V , para valores de $m = 1; 10; 100; 1000$ e 10000 .

O resultado desta simulação mostra que para um valor de m fixo, o gráfico da figura 4.6, referente a semi amplitude do sinal de LT, tem o tempo $t_{1/2}$, dependente apenas do parâmetro V , de modo que podemos diminuir o tempo $t_{1/2}$ aumentando-se o valor de V . Na prática isso pode ser realizado reduzindo o raio de curvatura do feixe de prova, bem como a distância Z_2 , entre o fotodetector e a posição da amostra.

CAPÍTULO 5

Procedimento Experimental

Neste capítulo, descreveremos, sucintamente, os arranjos experimentais aplicados na técnica de LT, evidenciando as montagens diferentes relatadas neste trabalho, com objetivo principal de realizar medidas confiáveis da difusividade térmica de determinados materiais.

Para tal, os arranjos foram organizados de três maneiras, sempre com duplo feixe de lasers, o de excitação e o de monitoramento, com perfil gaussiano modo TEM₀₀: na primeira, foram utilizados feixes contra propagante *Modo Cruzado e Descasado*, na qual as cinturas mínimas do feixe de excitação e de monitoramento estão distanciadas de certo valor; na segunda, alteramos o arranjo de modo que o feixe de monitoramento tivesse uma propagação desfocalizada, diferenciada do modo anterior, a qual irá denominar-se de *Feixe de Prova não Focalizado* e finalmente na terceira, refizemos a montagem experimental com diferença significativa das montagens anteriores, que preferimos denominar de *Feixe de Prova Colimado*.

Em seguida nossa abordagem irá concentrar-se em detalhar como foram feitas as medidas das cinturas do feixe de excitação (ω_e) e do feixe de monitoramento (ω_p), usando métodos já descritos no capítulo 3, haja vista que

elas são fundamentais para determinar outros parâmetros, tais como parâmetro confocal (Z_c) e os parâmetros m e V , bem como, ainda, a distância entre as cinturas mínimas dos feixes (Z_1), que não depende diretamente das cinturas mínimas, mas sim das diversas distâncias definidas na montagem e que estão envolvidas nas equações do estudo de LT que usaremos a seguir, já mostradas no capítulo 1.

5.1- Montagem dos Feixes Cruzados e Descasados

O arranjo experimental para os feixes cruzados e descasados, usado em nosso trabalho, está mostrado na figura 5.1. Verifica-se que o cruzamento dos feixes ocorre de forma contra propagante e cada elemento que compõe esta montagem será especificamente identificado, bem como o relato de seus objetivos e finalidades em compor o aparato específico apresentado.

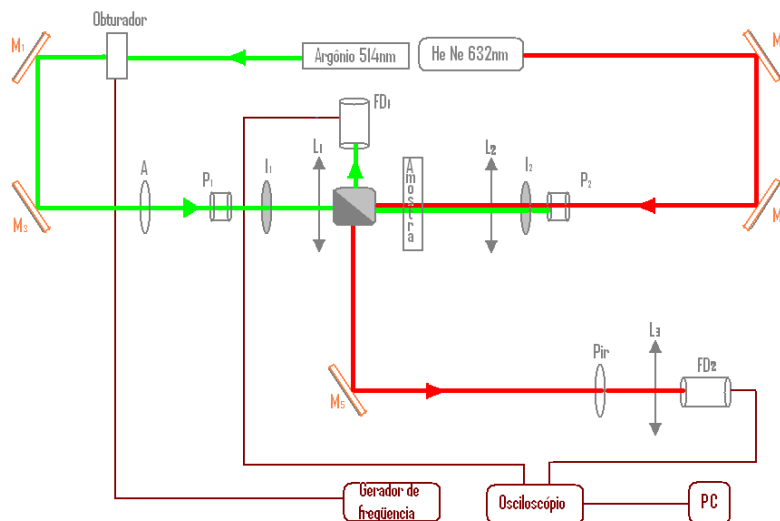


Figura 5.1 – Esquema do arranjo experimental do modo cruzado descasado para a formação da LT.

Na figura 5.1, M_1 , M_2 , M_3 , M_4 e M_5 são espelhos; L_1 e L_2 são lentes convergentes de distâncias focais 20 cm e 15 cm, respectivamente, responsáveis pela focalização dos lasers; D_1 e D_2 são os fotodetectores cuja função é receber o sinal de luz que atinge sua superfície e enviá-lo para análise; A é um atenuador que serve para diminuir a intensidade de incidência do feixe laser, sobre a amostra e I_1 e I_2 são íris de abertura variável que servem para ajudar no alinhamento dos feixes.

Para a excitação, usamos um laser de Argônio (Ar^+ 514 nm), da marca LEXEL 95, que pode atingir até 1W de potência. No entanto, em nosso experimento, operamos com potência fixada entre 2mW até 300 mW, dependendo da amostra utilizada e do sinal da LT.

O feixe de excitação incide sobre um “Obturador”, responsável pela descontinuidade da propagação do laser, controlado por um gerador de frequência variável do tipo TEKTRONIX AFG 3192 (de até 100MHz). Todavia, em nosso experimento, ele aciona o obturador efetuando bloqueios com uma frequência fixada em 200 mHz a 900 mHz, devidamente controlada conforme a formação nítida do sinal de LT, focalizado com uma lente L_1 de distância focal 20 cm.

Após a passagem do feixe de excitação pela lente L_1 , o sinal incide no prisma (P_r) do tipo forma cúbica, feito da união das bases de dois outros prismas de vidro, cujas faces são unidas permitindo o desvio óptico da luz que o atravessar. Neste prisma (P_r), o feixe é dividido, sendo que uma fração incide diretamente na amostra e outra fração serve para acionar o disparo do nosso sistema, conhecido com “ trigger”, que é recebido pelo fotodetector (FD_1).

Além disso, também se observa que o feixe de excitação é bloqueado no polarizador (P_2), evitando, assim, sua penetração na cavidade do feixe de laser de monitoramento ou de prova.

O feixe de Monitoramento é produzido pelo laser He-Ne (632.8 nm) da marca UNIPHASE, que opera com uma potência fixa e em torno de 5mW sobre a amostra, quando devidamente estabilizado. Ele é focalizado pela lente L_2 de distância focal 15 cm e, ao incidir na amostra, é atravessado até atingir o prisma (P_r), onde o sinal é dividido, da seguinte maneira: uma parte atinge o polarizador (P_1), responsável pelo bloqueio do mesmo a fim de não permitir que o mesmo adentre na cavidade do laser de excitação; outra parte do feixe é desviado para o espelho M_5 , que o direciona para um *pinhole* (furo) (P_i), de abertura 400 μ m a fim de centralizar o sinal já maximizado, que, posteriormente, atinge a lente L_3 de distância focal 10 cm colocada, para melhor focalizar o centro do feixe até atingir o fotodetector D_2 que é do tipo fotodiodo de Silício *BR-Labs PD0607* com o sinal de saída de até 10 V. Sendo assim, os sinais de D_1 e D_2 são remetidos para o osciloscópio do modelo TEKTRONIX DPO 3012 (ver figura 5.2), o qual efetua a média dos sinais e armazena, em sua memória, até que seja retirada e enviada a um computador do tipo AMD ATHLON (TM) 64 x 2 Dual Core Processor 5000, 2,6 GHz, para tratamento dos dados.

Em nossos experimentos, utilizamos uma média obtida da aquisição de 64, 128, 256 ou 512 medidas capturadas e processadas e, para tratamento dos dados, o programa de ajuste utilizado no computador foi o ORIGIN 7.5.

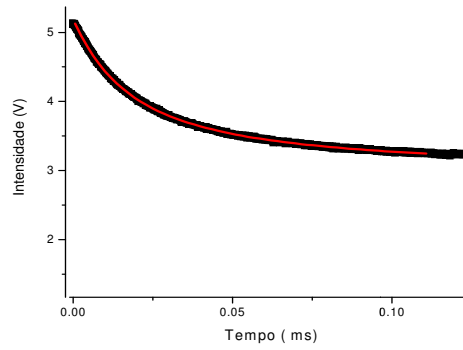
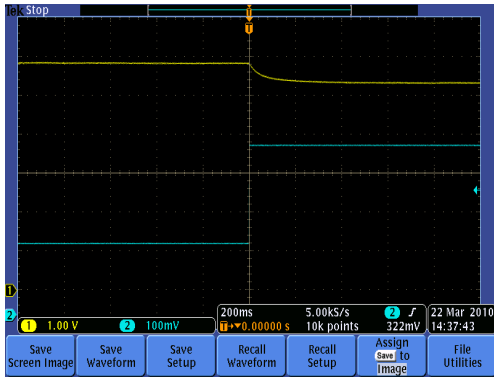


Figura 5.2 – Na esquerda temos a fotografia do Osciloscópio depois de gerado a média dos dados e, a direita, o gráfico do ajuste da função correspondente processados no Origin 7.5.

A figura 5.3, representa um esquema pictórico dos feixes cruzados, indicando os parâmetros que servirão de dados para o uso das equações discutidas no capítulo 1. Nela, pode ser observado que a posição da amostra deve ser a mesma da cintura mínima do feixe de excitação, motivada pela formação do melhor sinal, que é provocada pela potência máxima deste feixe, uma vez que os feixes de perfil gaussiano atingem o seu valor máximo de intensidade neste ponto.

Feixes Cruzado e Descasado

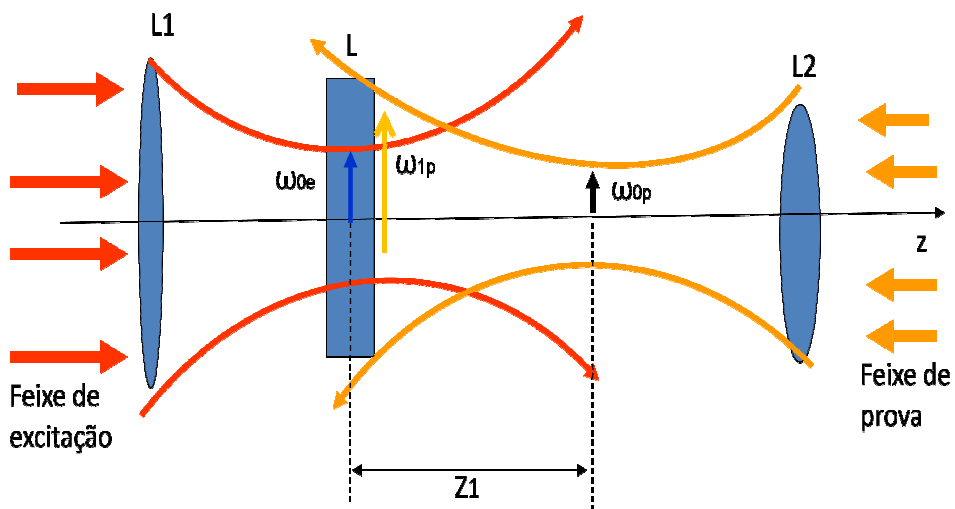


Figura 5.3 – Esquema representativo dos feixes contra propagante e descasados, identificando alguns parâmetros, que serão importantes para o ajuste das equações.

Para um realce maior do arranjo usado em nosso trabalho, a figura 5.4 exibe fotos dos equipamentos os quais servirão para melhor visualização e entendimento sobre as informações até aqui prestadas.

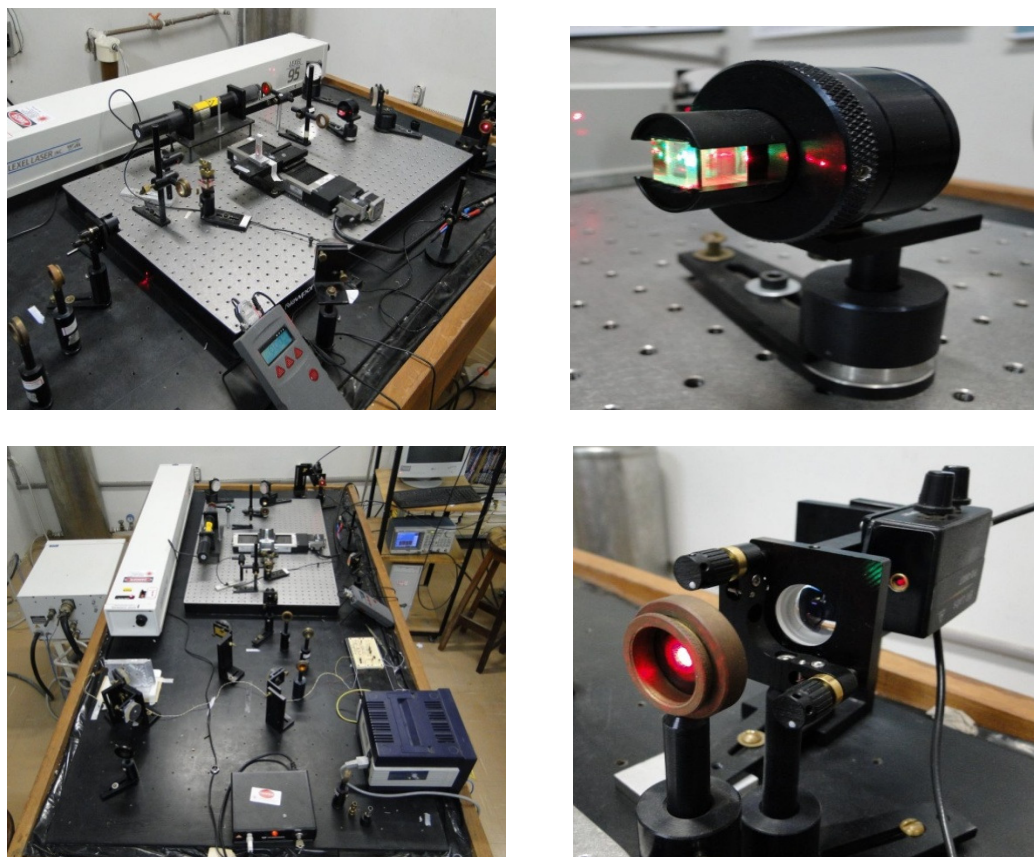


Figura 5.4 – Fotos dos equipamentos usados em nosso trabalho (acima temos vista lateral da bancada e ao lado dela o polarizador, e junto temos a bancada vista de cima e ao lado dela o sistema do fotodetector).

Assim, as potências dos lasers são obtidas com o uso de um medidor digital de marca OPHIR, com medição máxima de até 30 mW, cuja foto está mostrada na figura 5.5, em detalhes. Por intermédio do mesmo, podemos obter, com precisão, a medida da potência incidente dos feixes dos lasers de excitação e de prova captada no fotodetector.



Figura 5.5 – Medidor de potência dos feixes de lasers com precisão de até 30 mW.

5.2 - Montagem do Modo Feixe de Prova não Focalizado.

Um dos fatos importantes neste trabalho é estabelecermos uma forma de sugestão em termos de mudanças na disposição dos elementos ópticos necessários para a realização das medidas. Para tal, este trabalho sugere uma organização um pouco diferenciada no aparato experimental, distinta das estudadas até o presente momento. Denominaremos esta montagem de “Feixe de Prova não Focalizado”.

Nesta montagem, a novidade em relação ao modo anterior, é a retirada da lente L_2 , que focaliza o feixe de prova, deixando o mesmo incidir sobre a amostra de forma natural. Desse modo, não precisamos determinar o valor da cintura mínima do feixe de prova, precisando, apenas, determinar o valor da cintura deste feixe sobre a amostra (ω_{1p}).

O processo para determinar esta cintura é da mesma maneira que usamos no caso dos feixes descasados, mas a única diferença é que os valores das cinturas, em uma dada posição em relação à lente L_1 , têm uma

variação linear, o que nos permite achar a distância da possível localização da cintura mínima e da amostra. Tal distância denominou-se de R_1 e será definida como o raio da frente de onda do feixe de prova sobre a amostra. Isto mudará a forma de se calcular os parâmetros m e V , que veremos ainda neste trabalho em secção posterior.

A figura 5.6 mostra a forma pictórica deste tipo de feixe. Nesta ilustração, notamos que a posição da amostra continua na cintura mínima do feixe de excitação.

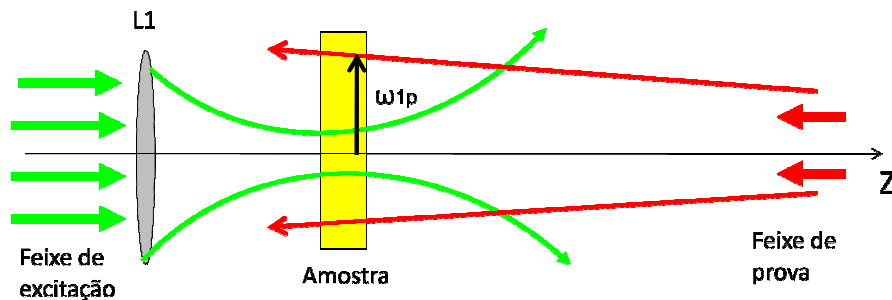


Figura 5.6 - Esquema do modo feixe de prova não focalizado, ou seja, sem o uso da lente L_2 .

Neste modo, após a medição das várias cinturas do feixe de prova, em relação à lente L_1 de focalização do feixe de excitação, verificamos que a mesma tem uma variação linear e que por intermédio do ajuste de equação desta variação é possível determinar a distância R_1 como sendo o raio da frente de onda, já mencionada anteriormente.

A figura 5.7 mostra o esquema indicativo desta distância, que poderá ser determinada com a ajuda da equação linear do tipo $y = az + b$, proveniente do ajuste das cinturas. O centro das frentes de onda está na posição $(-b/a, 0)$.

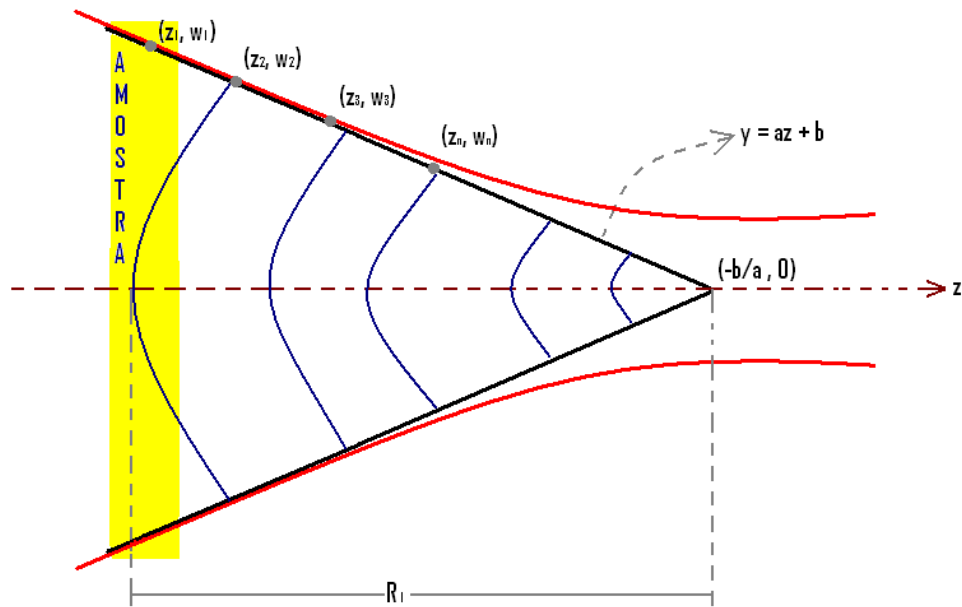


Figura 5.7 - Esquema do feixe de prova não focalizado, com o ajuste da função linear, que relaciona as cinturas w em função da distância z , para a posterior determinação do raio R_1 da frente de onda.

5.3- Montagem do Modo Feixe de Prova Colimado.

Neste tipo de montagem, foram feitas modificações nas disposições de alguns elementos do aparato experimental, de tal forma que o feixe de laser de prova tenha sua propagação com raios “quase” paralelos, ou de forma “quase” cilíndrica. A montagem difere da exposta no caso do feixe de prova não focalizado, descrita na secção anterior, pois agora teremos a introdução de duas lentes convergentes L_2 e L_3 com distâncias focais de 50 mm e 62,5 mm, respectivamente, elas serão responsáveis pela mudança de direção da propagação do feixe de prova, o que provoca sua colimação. Os demais elementos da configuração são mantidos nas suas posições e com as mesmas finalidades, tal como no modo não focalizado. A figura 5.8, mostra o esquema representativo desta nova montagem.

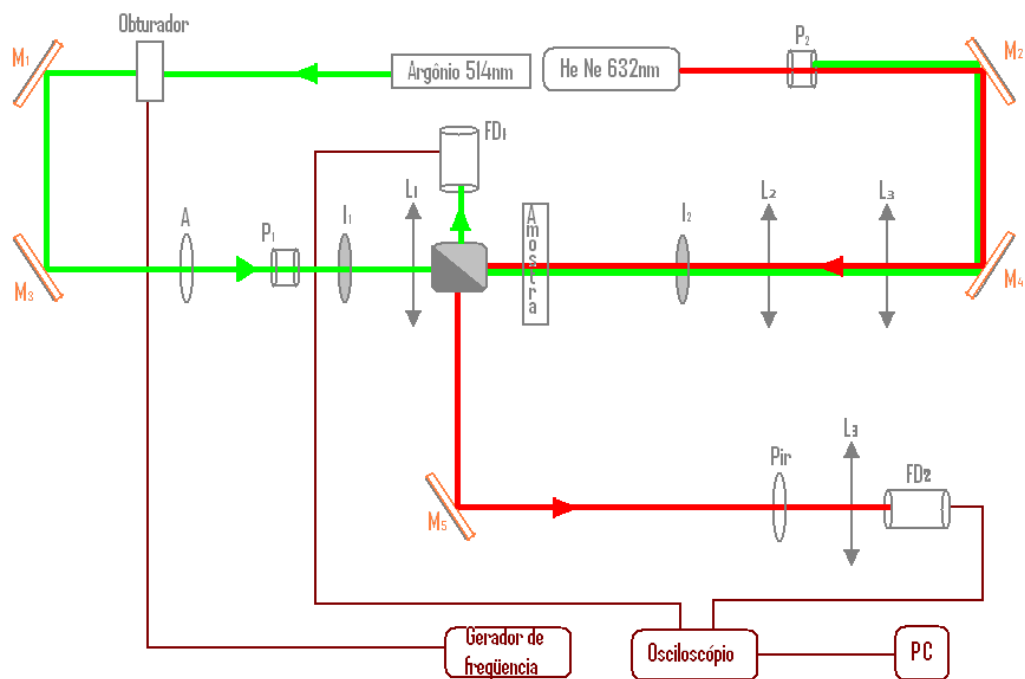


Figura 5.8 - Esquema experimental para o modo otimizado colimado.

Usando a Técnica da Lâmina, descrita no capítulo 3, necessária para a determinação da cintura do feixe, foram feitas diversas medidas ao longo do eixo de propagação do feixe de prova e da mesma maneira descritas no modo não focalizado, obtêm-se uma função de ajuste, através da qual se determina o raio (R) da frente de onda sobre a amostra e a cintura (ω_p) do feixe de prova na mesma. Estes valores são importantes para a determinação dos parâmetros de ajuste m e V que estão em evidência na equação (1.103), para se determinar a intensidade do feixe no fotodetector. A figura 5.9 mostra os feixes de prova e de excitação para o caso mencionado acima.

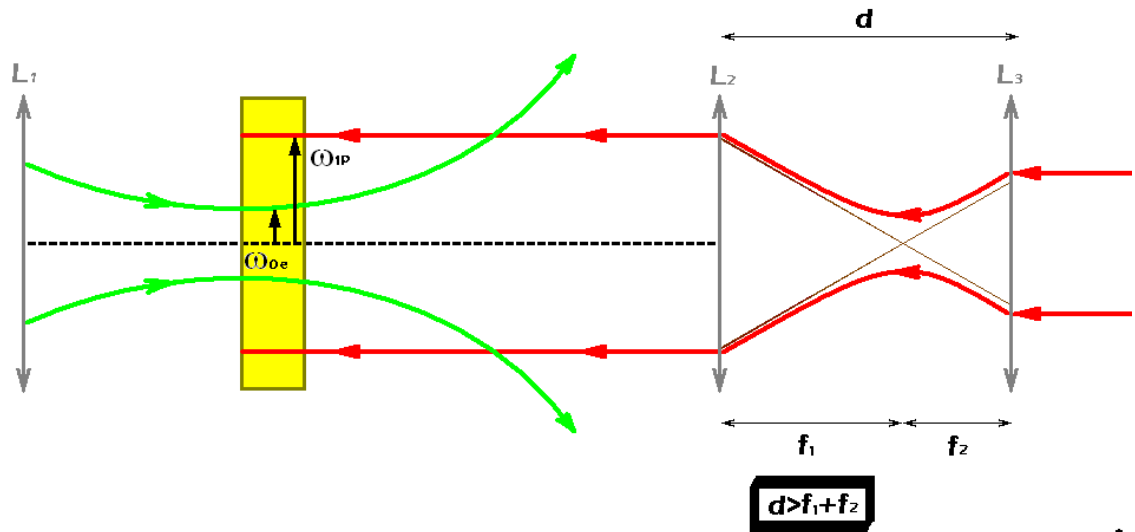


Figura 5.9 – Esquema pictórico do Modo Feixe de Prova Colimado

5.4 - Alinhamento dos Feixes.

Como procedimento básico, antes de efetuarmos qualquer medida, precisávamos ter certeza de que o sistema estava maximizado e alinhado. Diante da sensibilidade desta técnica, são necessários alguns cuidados especiais para obtenção das medidas. Vários passos podem ser seguidos para conseguir êxito neste processo. Um deles é alinhar os lasers de modo contra propagante e de maneira que suas propagações tenham a mesma altura em relação ao plano da mesa óptica.

Para facilitar esse passo, introduzimos, no aparato, duas íris, I_1 e I_2 , mostradas na figura 5.1, cuja função é simplesmente contribuir na rapidez do alinhamento dos feixes. Nesta fase, não é necessário presença de nenhuma lente no percurso óptico dos feixes.

A seguir, coloca-se a lente convergente L_1 (com distância focal 20 cm em nossas medidas) de modo que o feixe de excitação passe exatamente

no centro da mesma, sem perder o alinhamento inicial contribuído pelas íris. Após este passo, então se coloca agora a lente convergente L_2 , para o modo descasado, que focaliza o feixe de prova, que em nosso experimento possui distância focal de 15 cm, verificando-se novamente o alinhamento por meio das íris.

No caso do Modo do Feixe de Prova não Focalizado, esta lente é dispensável. Em seguida, colocamos os polarizadores com finalidade de bloqueio dos feixes, de modo que um não entre na cavidade do outro e novamente verificamos as propagações dos feixes por meio do centro das íris.

O resultado desse procedimento nos garante uma medição de valores confiáveis e que, certamente, influenciará na análise final. A posição da amostra deve ser a mesma da cintura mínima do feixe de excitação (ω_e).

Conforme informado anteriormente, é nessa posição que o feixe atinge sua maior intensidade. Geralmente, essa posição fica nas proximidades da distância focal da lente L_1 de focalização do feixe. A cintura mínima (ω_p) do feixe de monitoramento está a uma distância Z_1 da amostra e tem uma cintura de raio (ω_{1p}) sobre a amostra, conforme indicado na figura 5.3, a qual pode ser determinada pela equação 1.6.

Para o modo feixe de prova colimado, o procedimento fica em alinhar os feixes depois da introdução de duas lentes L_2 e L_3 no aparato, e que provocam a colimação, posteriormente foi feita a maximização dos sinais e observada no osciloscópio, verificando-se a formação de LT. Especificamente para este modo, a posição do fotodetector em relação à amostra e o valor do parâmetro V são alterados, verificando o comportamento do sinal após cada

posição ocupada pelo fotodetector. O motivo desta variação de posição já foi detalhado no capítulo 4.

5.5 - Os Parâmetros m e V

A determinação correta destes parâmetros é de fundamental importância em nosso trabalho. Por isso, os cuidados com as medições e alinhamentos são fundamentais para se chegar aos valores corretos dos mesmos.

Como vimos no capítulo 1, as expressões que determinam m e V são dadas pelas equações 1.75 e 1.91 respectivamente, caso os feixes sejam do modo contra propagante descasado.

Desta forma, o conhecimento das cinturas ω_{1p} e ω_e , bem como os valores da distância entre as cinturas mínimas no modo descasado (Z_1), da distância entre a amostra e o fotodetector do monitoramento da LT (Z_2) e do parâmetro confocal, definido pela constante de Rayleigh (Z_c) são de fundamental importância em nossos ajustes.

A presença maior dos parâmetros m e V estão na equação 1.103, que determina a intensidade $I(t)$ do sinal da LT. Por intermédio desta equação, é possível determinar o tempo característico de formação da LT (t_c), que é necessário para se obter a difusividade térmica da amostra (ver equação 1.65), usadas neste trabalho.

Simulações computacionais, verificadas no capítulo 1, demonstram que os valores de m e V do nosso arranjo estão dentro das estimativas, cujos resultados apresentaremos no capítulo seguinte.

No caso do feixe de prova não focalizado, a lente L_2 é retirada conforme já citamos e os valores de m e V são alterados, em função da nova montagem realizada. A equação que determina m continua sendo a mesma. Entretanto, para se determinar o valor de V , a equação deve conter o parâmetro R_1 , conforme dado pela equação 1.91.

Com tais valores é possível se ter um efeito comparativo entre os dois modos de propagação dos feixes e notar que eles são bem diferentes. Contudo, o resultado que será discutido no próximo capítulo revela que os dois modos de sistemas estão em concomitância entre si.

Para o modo feixe de prova colimado, o valor de m é mantido fixo, enquanto que o V assume valores determinados pela equação (1.91), dependendo da distância entre a amostra e fotodetector, visto que tal distância é alterada para cada aquisição do sinal de LT. No capítulo seguinte faremos um detalhamento desta variação e aplicaremos as equações já citadas e conhecidas, dentro desta nova configuração de LT.

5.6 - Preparações das amostras de óleos vegetais

Em nossas experiências, utilizamos amostras dos seguintes óleos vegetais: *Oleina de Palma, Castanha do Brasil, Azeite de Oliva e Ácido Oleico Puro*. Todos eles, de maneira isolada e com detalhes importantes, foram estudados no capítulo 2 deste trabalho, restando apenas nesta seção detalhar o procedimento de manipulação destas amostras.

No primeiro momento, com o aparato experimental já devidamente alinhado, utilizamos as amostras dos óleos vegetais citados e, usando em torno de 1,5 ml das amostras e introduzindo-as numa cubeta de vidro de caminho

óptico 2mm para o modo cruzado descasado e 3ml numa cubeta de 10 mm para os modos não focalizado e colimado, que é colocada num porta amostra adequado (ver figura 5.10), devidamente posicionada na cintura mínima do feixe de excitação. A escolha de uma cubeta maior, no caso do modo não focalizado e colimado, é motivada pelo significativo aumento de sensibilidade da técnica quando a espessura da amostra é aumentada, pois segundo a lei de Beer-Lambert, a absorção da amostra varia diretamente com a espessura da mesma e certamente para manter a amplitude de fase do feixe de laser sobre a amostra, com o aumento da espessura e da absorção da amostra temos uma diminuição da potência sobre a mesma, isso pode ser facilmente mostrado pela equação (1.62) que define a amplitude de fase ou potência da LT.

As amostras utilizadas já possuem as medidas de difusividade térmica estudadas por vários autores. Todavia, em nosso trabalho, elas terão importância fundamental na ratificação dos valores da difusividade térmica de cada uma e, também, como ponto fundamental de nosso experimento, garantindo a aferição do mesmo, o que nos assegura medidas de outros elementos confiáveis. Por esse motivo, achamos, então, de grande valor usar estes óleos para certificar que nosso equipamento está de acordo com todo o procedimento de otimização e de sensibilidade para medir qualquer substância, independente de sua origem, desde que o sinal de LT seja observado.



Figura 5.10 – Foto dos portas amostras para cubetas de 2mm e de 10mm, construídos especificamente para garantir a manipulação das amostras sem alterar suas características em nossas medidas.

As amostras da Oleína de Palma, Azeite de Oliva, Castanha do Brasil e Ácido Oleico Puro (99,9% de pureza) foram, gentilmente, cedidas pelo Laboratório de Óptica da Universidade Federal do Pará (UFPA), que já, há bastante tempo, faz estudo desses óleos, pesquisando, principalmente, suas propriedades termo ópticas e que possui vários trabalhos de reconhecimento científico nesta área.

5.7 - Preparações das Amostras com Corantes

Em nosso trabalho, a preparação das amostras, com a introdução de corantes, nos casos específicos da Água Deionizada, do Etanol e do Ácido Oleico, transcorreram com cuidados especiais, a fim de termos a certeza de que os corantes usados foram diluídos, formando uma composição uniformizada.

Num primeiro momento, preparamos as amostras de Água Deionizada com o Corante Amarelo Crepúsculo (CAC). A amostra base foi obtida com

concentração de 50 mg/L, ou seja, 50mg de CAC foi diluído em 1L de Água Deionizada. A partir desta concentração base, foi possível obter-se as demais concentrações, fazendo fracionamentos de 1/2 ou 1/3.

Em nosso experimento, utilizamos 8 amostras, enumeradas de 1 a 8, com suas correspondentes concentrações obtidas da concentração base. A figura 5.11 representa a foto das amostras de Água Deionizada + CAC, utilizadas em nosso experimento e a Tabela 5.1 mostra os valores destas concentrações com suas respectivas amostras de Água Deionizada contendo o corante CAC.



Figura 5.11 – Foto das amostras de Água Deionizada + CAC, em ordem decrescente de concentração.

ÁGUA DEIONIZADA + CAC	CONCENTRAÇÃO (mg/L)
AMOSTRA 1	50,00
AMOSTRA 2	25,00
AMOSTRA 3	16,67
AMOSTRA 4	12,50
AMOSTRA 5	5,56
AMOSTRA 6	6,25
AMOSTRA 7	1,85
AMOSTRA 8	3,12

Tabela 5.1 – Valores das concentrações de Água Deionizada e o corante CAC, com suas respectivas denominações de amostras utilizadas.

No caso das amostras de Etanol e corante CAC, tomamos como base a concentração 22,5 mg/L. A partir desta solução base, seguindo os critérios de fracionamento descritos anteriormente, obtivemos as concentrações, mostradas na figura 5.12, cujos valores estão descritos na tabela 5.2.



Figura 5.12 – foto das amostras de Etanol + CAC, em ordem decrescente de concentração.

ETANOL + CAC	CONCENTRAÇÃO(mg/L)
AMOSTRA 1	22,50
AMOSTRA 2	11,25
AMOSTRA 3	7,50
AMOSTRA 4	5,62
AMOSTRA 5	2,50
AMOSTRA 6	2,81
AMOSTRA 7	0,83
AMOSTRA 8	1,40

Tabela 5.2 – Valores das amostras de Etanol+ CAC, obtidas a partir de uma solução base de 22,5 mg/L

Na preparação das amostras de Ácido Oleico + Rodamina B (Rh B), produzimos a amostra base no valor de $2,4 \times 10^{-4}$ mol/L. Assim, o fracionamento desta amostra base deu origem às demais de acordo com o mesmo critério usado anteriormente.

A figura 5.13 mostra a fotografia e a tabela 5.3, os valores das concentrações destas amostras.

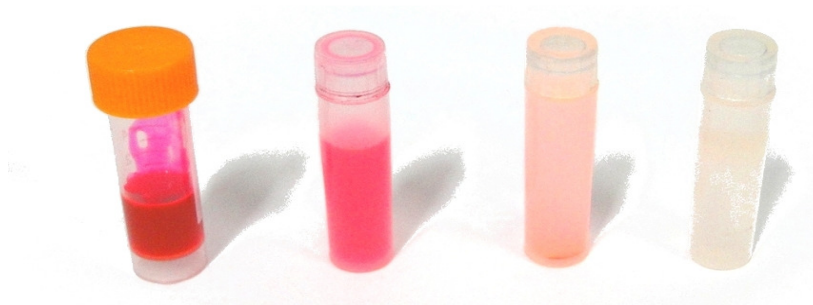


Figura 5.13 - Fotografia de algumas amostras de Ácido Oleico + Rodamina B, utilizada em nosso experimento.

ÁCIDO OLEICO + Rh B	CONCENTRAÇÃO($\times 10^{-4}$ mol/L)
AMOSTRA 1	2,40
AMOSTRA 2	1,20
AMOSTRA 3	0,80
AMOSTRA 4	0,60
AMOSTRA 5	0,26
AMOSTRA 6	0,30
AMOSTRA 7	0,08

Tabela 5.3 - Valores das amostras de Ácido Oleico + Rh B com suas respectivas concentrações.

As fases de preparação destas amostras foram cuidadosamente realizadas para obedecer ao rigor das medidas. Para tal, utilizamos uma balança de precisão, bem como o procedimento de isolamento das amostras do meio externo na obtenção das medidas.

Outro cuidado foi a mistura dos corantes nos líquidos transparentes. Este procedimento foi feito por agitação mecânica durante um tempo suficiente para a uniformização do composto, que ocorre com muita facilidade, devido as suas composições químicas serem favoráveis.

No capítulo 6, mostraremos os resultados operacionais das medições realizadas com o uso destas amostras.

CAPÍTULO 6

Resultados e Análises

Para melhor entendimento e interpretação dos resultados deste trabalho, discutiremos cada etapa do procedimento experimental de maneira sucinta, uma vez que elas têm sua contribuição importante no processo de medição e que influenciarão diretamente nos resultados aqui apresentados.

Com sistema devidamente alinhado e modo de propagação definido, conforme abordado no capítulo 5, apresentaremos na secção 6.1, os resultados para medição das cinturas mínimas dos feixes, nos modos cruzado descasado, não focalizado e colimado.

Na secção 6.2, daremos continuidade à série de determinação de parâmetros que estão ligados diretamente às cinturas mínimas dos feixes. Por fim, na secção 6.3, determinaremos os tempos característicos da formação das LT e, conseqüentemente, a difusividade térmica das amostras preparadas anteriormente.

6.1- Resultados das medidas de cintura mínima dos feixes

As medidas das cinturas mínimas dos feixes de prova e de excitação foram obtidas levando em conta o que já descrevemos no capítulo 3. Faremos

a determinação das cinturas para cada modo de propagação utilizada neste trabalho e que serão descritas nas secções seguintes.

6.1.1 – Modo Cruzado e Descasado

Inicialmente, abordaremos a modo descasado e contra propagante, no qual o laser de Argônio 514 nm será o feixe de excitação e o He-Ne 632,8 nm será o nosso feixe de Prova.

Com o uso da “Técnica da Lâmina” e do modelo de melhor ajuste da mesma, identificamos os valores encontrados, após sucessivas medidas de diversas cinturas ao longo do eixo z de propagação do feixe.

A figura 6.1 mostra a medida de uma dada cintura ω_i numa posição Z_i obtida por intermédio do gráfico da potência do laser recebida no fotodetector em função da distância x, de secção de corte transversal realizada pela lâmina. O ajuste neste gráfico fornece o valor da cintura ω .

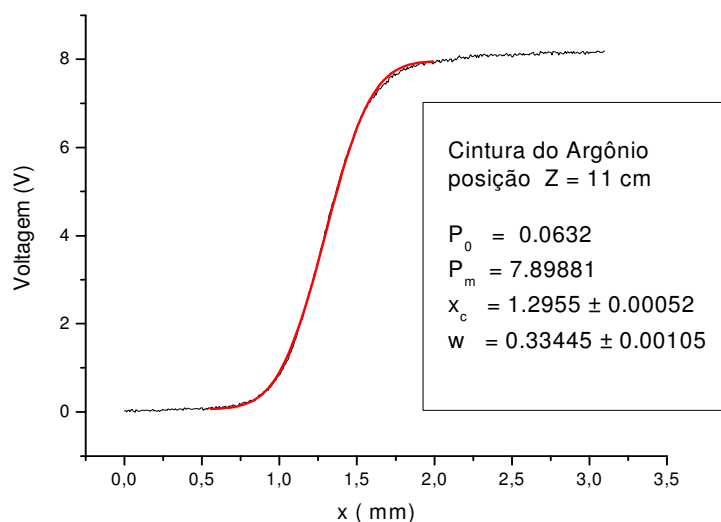


Figura 6.1- Diagrama do sinal recebido no fotodetector e captado no osciloscópio como voltagem (V) em função da distância x (mm) percorrida pela lâmina transversal ao feixe.

A Tabela 6.1 mostra os valores das cinturas do feixe de excitação medidas por meio do método citado em função da distância z ao longo do eixo de propagação.

Tabela de Valores para o Laser de Ar⁺⁺

Modo Cruzado e Descasado

Z (cm)	ω^2 (mm ²)	Z (cm)	ω^2 (mm ²)	Z (cm)	ω^2 (mm ²)
11	0,12471	17,5	0,02168	24	0,00783
11,5	0,11186	18	0,01506	24,5	0,01052
12	0,09925	18,5	0,01218	25	0,01389
12,5	0,08739	19	0,00942	25,5	0,01697
13	0,07729	19,5	0,00697	26	0,01966
13,5	0,06576	20	0,00505	26,5	0,02731
14	0,0586	20,5	0,00293	27	0,03426
14,5	0,05201	21	0,00212	27,5	0,03947
15	0,04604	21,5	0,00135	28	0,04602
15,5	0,03936	22	0,00144	28,5	0,05001
16	0,03355	22,5	0,00199	29	0,05977
16,5	0,02727	23	0,00316	29,5	0,06536
17	0,02389	23,5	0,00537		

Tabela 6.1- Valores quadráticos de ω medidos para uma determinada posição Z da secção transversal de corte da luz do laser no modo cruzado descasado.

A partir dos dados da tabela 6.1 foi possível construir um diagrama do quadrado destas cinturas em função da posição Z, ocupada pela lâmina, cujo perfil do ajuste se adéqua a uma equação do 2º grau.

Por intermédio deste gráfico, podemos determinar, com precisão, a cintura mínima (ω_0) e a posição da mesma (Z_0), uma vez que o ponto mínimo da parábola, descrita depois do ajuste, forma o par ordenado (Z_0 , ω_0).

A figura 6.2 mostra a parábola com sua respectiva equação, com a qual podemos determinar a cintura mínima e sua posição ao longo do eixo Z.

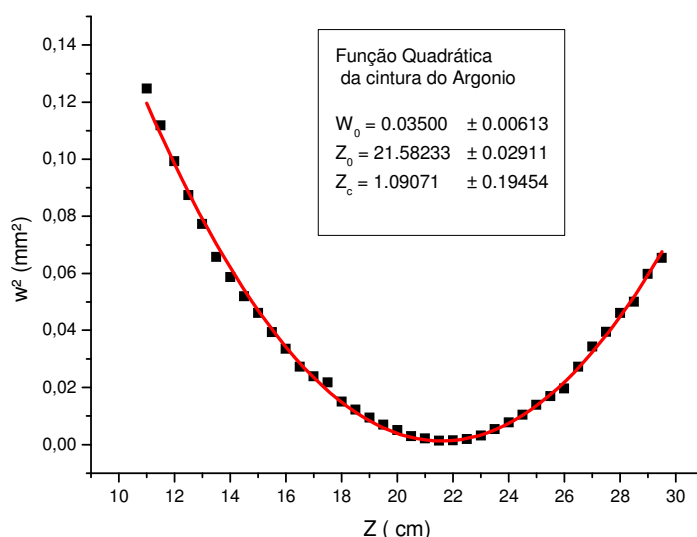


Figura 6.2 – Diagrama da função quadrática de ω em função da posição Z, da secção de corte na propagação do laser de Argônio.

A curva acima descrita é do tipo $y = a + bx + cx^2$, na qual o valor de Z_0 , ponto central da cintura mínima, é dado por $Z_0 = -b/2c$ e o parâmetro confocal Z_c pode ser determinado pela equação: $Z_c = \sqrt{a/c}$. Portanto se conhecemos a função quadrática é possível determinar os valores de Z_0 e Z_c . No entanto estes valores podem ser determinados diretamente pelo ajuste da função definida pela equação (1.7), aplicada ao gráfico da figura 6.2.

O procedimento foi o mesmo para o laser de prova He-Ne 632,8 nm. A figura 6.3 representa o diagrama da potência no fotodetector em função da distância x percorrida pela lâmina transversalmente durante o corte do raio luminoso, pela “Técnica da Lâmina”.

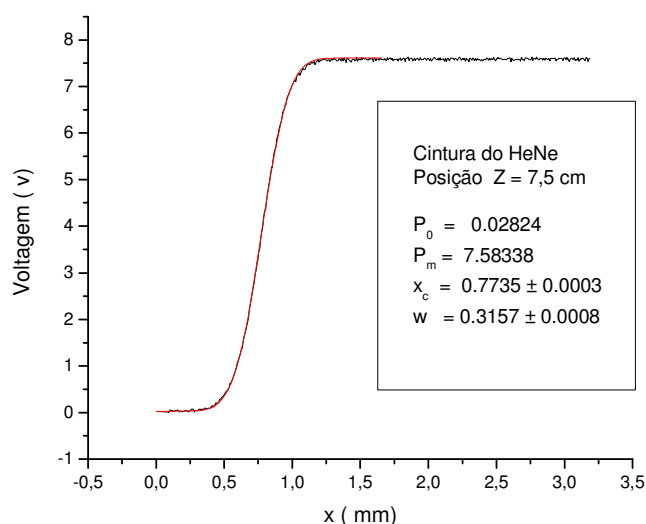


Figura 6.3 - Diagrama do sinal que atinge o fotodetector na posição $Z = 7,5$ cm da lente de focalização do feixe de prova, e captada no osciloscópio como Voltagem (V) em função da distância x (mm) percorrida pela lâmina transversal à propagação.

A tabela 6.2 são os dados do valor quadrático das cinturas do feixe do He-Ne nas posições Z medidas a partir da lente de focalização do feixe de prova.

Tabela de Valores para o Laser de HeNe 632,8nm			
Modo Cruzado e Descasado			
Z (cm)	ω^2 (mm ²)	Z(cm)	ω^2 (mm ²)
7	0,11385	16,5	0,00405
7,5	0,10031	17	0,0048

8	0,0887	17,5	0,00584
8,5	0,08175	18	0,00726
9	0,07195	18,5	0,00943
9,5	0,06279	19	0,01213
10	0,05585	19,5	0,01524
10,5	0,04878	20	0,01823
11	0,04348	20,5	0,02334
11,5	0,0275	21	0,02848
12	0,02713	21,5	0,03413
12,5	0,02183	22	0,03939
13	0,01774	22,5	0,04627
13,5	0,01436	23	0,05608
14	0,01098	23,5	0,06494
14,5	0,00824	24	0,07424
15	0,00704	24,5	0,08158
15,5	0,00545	25	0,09025
16	0,00459		

Tabela 6.2 – Tabela de valores das cinturas quadráticas medidas para o laser de HeNe e da distância Z ao longo da propagação do feixe no modo cruzado e descasado

O diagrama do quadrado das cinturas do feixe do He-Ne em função das posições ocupadas pela lâmina na direção Z é mostrado na figura 6.4. Por meio do ajuste da função quadrática, podemos determinar o par ordenado (Z_0 , ω_0), os quais definem a posição e o valor da cintura mínima do feixe de prova.

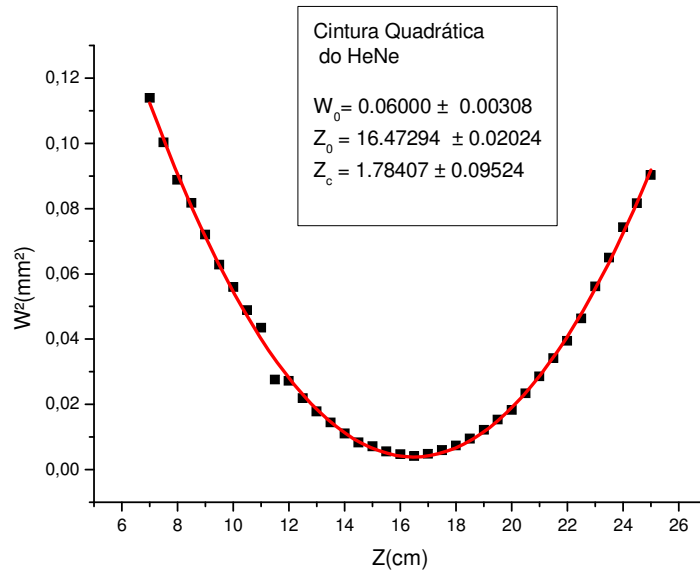


Figura 6.4- Diagrama da equação parabólica dos valores quadráticos das cinturas em função da posição Z ao longo da propagação do feixe.

A tabela 6.3 mostra os valores das cinturas mínimas (ω_0), suas posições (Z_0) sobre o eixo Z, as cinturas sobre a amostra (ω_1), o valor do parâmetro confocal (Z_c), e os comprimentos de onda (λ) dos feixes envolvidos em nosso experimento para o caso do modo cruzado descasado.

Tabela de Dados (Modo Cruzado Descasado)		
Laser	Argônio	He-Ne
Comprimento de onda (λ)	514 nm	632,8 nm
Cintura mínima do feixe (ω_0)	(35,00±6,13) μ m	(60,00± 3,08) μ m
Cintura do feixe na amostra (ω_1)	(35,00± 6,13) μ m	(259,00±3,08) μ m
Posição Z_0 da cintura mínima	(21,58±0,03)cm	(16,47±0,02) cm
Parâmetro Confocal (Z_c)	(1,10± 0,19)cm	(1,78±0,10) cm

Tabela 6.3 – Tabela de dados importantes medidos através de operações analíticas e características dos lasers de excitação (Argônio) e de monitoramento (He-Ne) para o modo cruzado descasado.

6.1.2 - Modo Feixe de Prova Não Focalizado

Para o caso do Modo Feixe de Prova não Focalizado, onde o feixe de prova tem sua lente de focalização retirada da montagem os dados do feixe de excitação são os mesmos do modo anterior. Nesta situação novas cinturas do feixe de prova terão de ser determinadas seguindo as técnicas citadas. A figura 6.5 mostra a potência que atinge o fotodetector em função da distância transversal de corte percorrida pela lâmina.

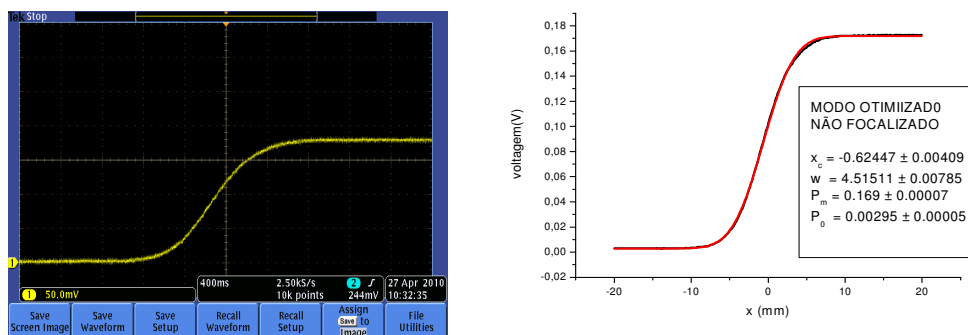


Figura 6.5 – Do lado esquerdo, temos a foto do osciloscópio e do lado direito temos o valor da potência luminosa em função da distância x de corte transversal da lâmina, correspondente à foto para o modo não focalizado do feixe de prova.

A tabela 6.4 representa as cinturas medidas ao longo do eixo Z de deslocamento longitudinal da lâmina. Notamos que, neste caso específico, podemos obter uma quantidade de pontos suficientes para o ajuste gráfico a fim de que possamos notar o comportamento da curva característica formada. Com esse procedimento, determinaremos o raio $R1$ da frente de onda sobre a amostra devido ao feixe de monitoramento

Valores da Cintura HeNe	
Modo não Focalizado	
Z(cm)	ω (mm)
16	0,63767
19	0,62447
22	0,61295
25	0,60540
28	0,59521

Tabela 6.4 - Valores medidos das cinturas do feixe de propagação em função da distância Z ao longo desta propagação, para o feixe de prova otimizado não focalizado.

Com o ajuste destes dados, podemos verificar o comportamento linear da função (ver figura 6.6) que representa os pontos (Z, ω). Por meio desta curva linear, é possível determinar o ponto (Z_1 , 0), no qual, teoricamente, teríamos a posição do ponto central de partida das frentes de onda, local onde a intensidade do laser de prova seria máxima, de acordo com a teoria do feixe de perfil Gaussiano. A distância Z_1 seria em relação à lente de focalização do feixe de excitação (L_1). Com este valor, será possível obter o raio R_1 da frente de onda, que atingirá a amostra posicionada na cintura mínima do feixe de excitação.

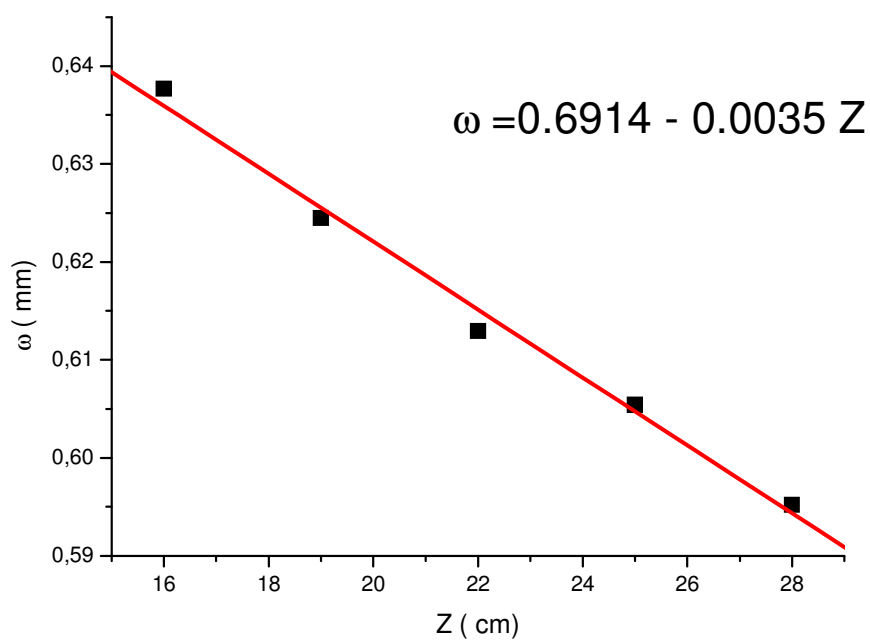


Figura 6.6 - Diagrama que representa os valores da cintura do feixe de prova não focalizado, em função da posição Z, ao longo do eixo de propagação.

A cintura do feixe de prova sobre a amostra, neste caso é determinada pela equação ajustada de acordo com o gráfico da figura (6.6), quando o valor de z é igual ao valor da posição da cintura mínima do feixe de excitação. Em nosso caso quando $z = 21,58$ cm, o valor da cintura do feixe de prova não focalizado sobre a amostra será $\omega = 0,613$ mm.

A tabela 6.5 representa estes valores característicos para o feixe de excitação e de prova no modo não focalizado.

Tabela de Dados (Modo Não Focalizado)		
Laser	Argônio	He-Ne
Comprimento de onda (λ)	514 nm	632,8 nm
Cintura mínima do feixe (ω_0)	(35±6,13) μm	-
Cintura do feixe na amostra (ω_1)	(35± 6,13) μm	(613,00±0.06) μm
Posição Z_0 da cintura mínima	(21,60±0,03) cm	-
Raio na frente de onda sobre a amostra (R1)	-	(177,5± 0,03) cm

Tabela 6.5 - Valores característicos dos feixes de excitação e de monitoramento no modo feixe de prova não focalizado.

6.1.3 - Modo Feixe de Prova Colimado.

Este modo tem seu processo de montagem diferenciada do modo discutido na secção 6.1.2. Enquanto lá o feixe de prova era desfocalizado, com a retirada da sua lente de focalização, neste modo foi introduzido na montagem duas lentes convergentes que permitiram a colimação do feixe de prova. Porém há necessidade de determinar a nova cintura do feixe colimado ou “quase” paralelo. Especialmente por motivo da nova disposição do aparato, muitos componentes tiveram de mudar de posição para melhor adequação do espaço sobre a mesa óptica, com isso tivemos de refazer os cálculos das cinturas dos feixes de prova e de excitação. A figura 6.7 mostra a foto do sinal da potência luminosa captada pelo medidor numa dada posição após o corte transversal da Técnica da Lâmina de melhor ajuste, e abaixo o gráfico do melhor ajuste aplicada neste processo para o feixe de excitação.

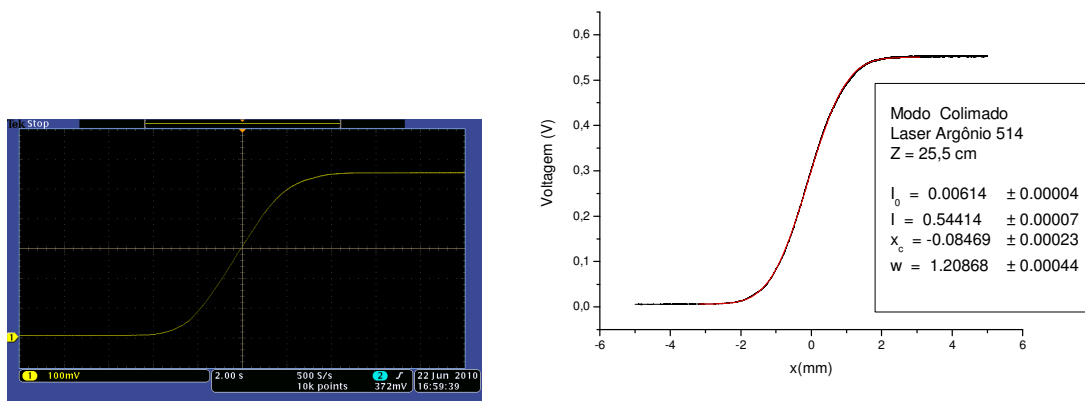


Figura 6.7 – A esquerda temos o sinal no osciloscópio e a direita a função de melhor ajuste na posição $Z = 25,5$ cm do feixe de propagação, em relação a lente L1 do feixe de excitação.

Com a aquisição de vários pontos pela Técnica da Lâmina ao longo do eixo Z da propagação do feixe de excitação, foi possível construir uma tabela de dados do valor de cada cintura numa da posição. A Tabela 6.6, mostra estes valores.

Valores da Cintura Argônio 514 nm	
Modo Colimado	
Z(cm)	W^2 (mm ²)
18,5	0,02437
19,5	0,01185
20,5	0,00467
21,5	0,00185
22,5	0,00256
23,5	0,0073
24,5	0,01687
25,5	0,03063

Tabela 6.6 – Tabela de valores para as cinturas do feixe de excitação, em diversas posições Z ao longo de sua propagação.

Com a tabela 6.6, é possível montar o gráfico da função quadrática em função da posição Z, conforme mostra a figura 6.8.

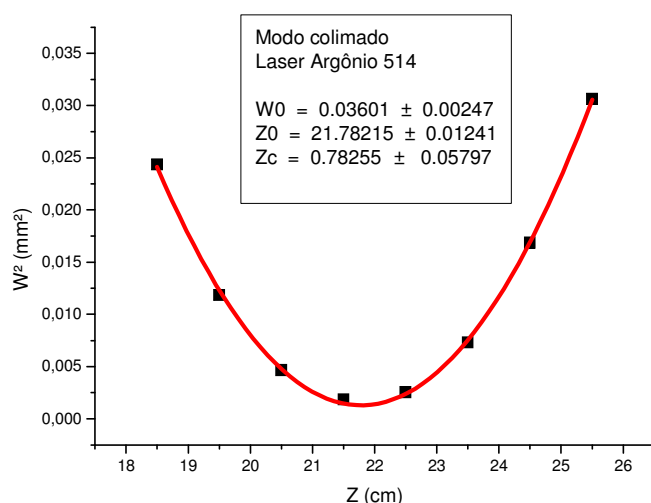


Figura 6.8 - Diagrama da função quadrática das cinturas do feixe de excitação ao longo da propagação na direção Z, em relação a sua lente de focalização.

No diagrama da figura 6.8, é possível identificar após o ajuste da função quadrática, os valores da cintura mínima (ω_0), de sua posição (Z_0) ao longo do eixo Z e do parâmetro confocal (Z_c). Tais valores estão em destaque no gráfico da figura 6.8.

Para o caso do feixe de prova a cintura foi determinada do mesmo modo do feixe não focalizado, da secção anterior, lembrando que agora ele está colimado, ou seja, “quase” paralelo. A figura 6.9 mostra o sinal no osciloscópio e o gráfico de ajuste linear obtido pelo mesmo método do melhor ajuste numa dada posição.

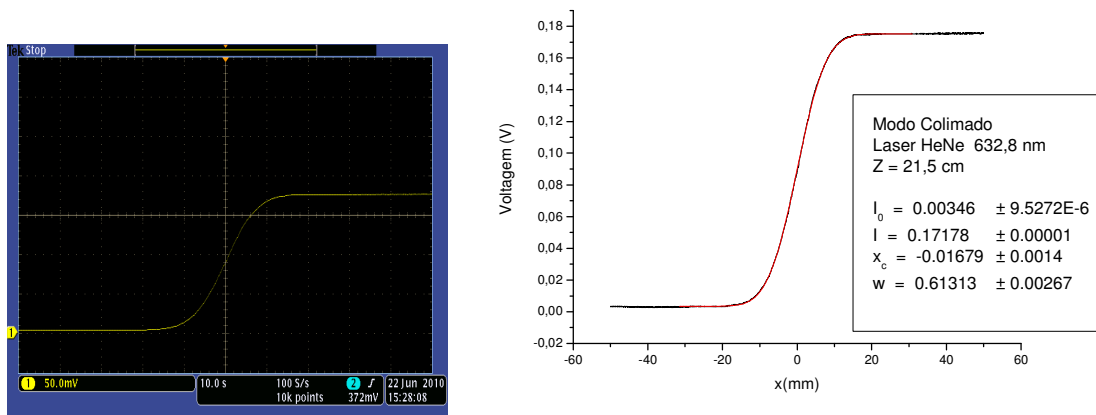


Figura 6.9 – A esquerda temos a imagem no osciloscópio e a direita o gráfico de ajuste numa dada posição para o cálculo da cintura do feixe do HeNe, pelo Modo Colimado.

A tabela 6.7 mostra valores das cinturas do feixe colimado em diversas posições Z ao longo do eixo de propagação, obtidas pelo método já discutido no capítulo 3.

Valores da Cintura HeNe	
Modo Colimado	
Z(cm)	W (mm)
21,5	0,61313
23,5	0,61215
28,5	0,61062
32,0	0,60890
37,0	0,60712

Tabela 6.7- Tabela de valores das cinturas do feixe colimado na direção Z de propagação, valores medidos em relação a lente de focalização do feixe de prova.

Pela mesma maneira que usamos para determinar o raio R_1 da frente de onda no caso do feixe não focalizado, usaremos no modo colimado. A figura 6.10 representa o diagrama do ajuste linear para este modo e quando na função linear o valor de w tender a zero, teremos a posição da cintura mínima, que é o ponto central de partida da frente de onda, o qual permite calcular R_1 , já que ele é a distância entre o ponto central da cintura mínima e a posição da amostra sobre o eixo Z.

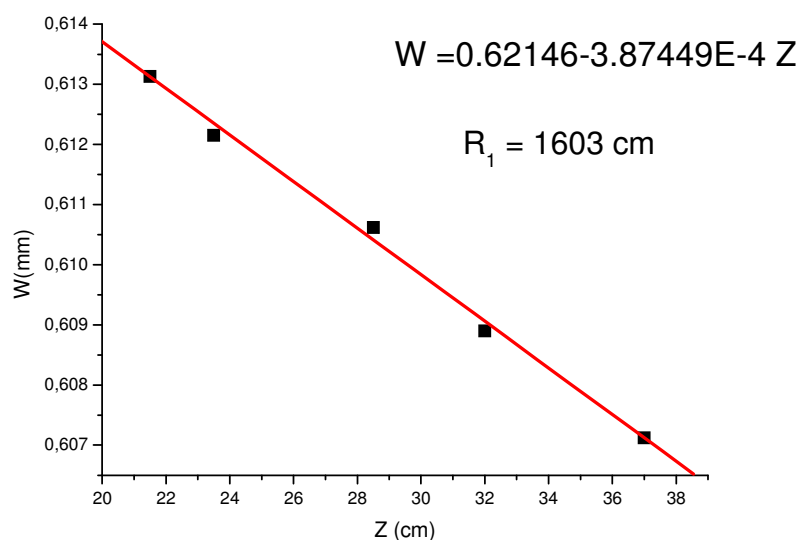


Figura 6.10 - Gráfico das medidas da cintura do feixe colimado ao longo de sua propagação no eixo Z e o valor do raio da frente de onda

A tabela 6.8 mostra os valores das cinturas mínimas, da cintura do feixe de prova sobre a amostra, de sua posição da cintura mínima no eixo Z, do parâmetro confocal, para o modo colimado.

Tabela de Dados (Modo Colimado)		
Laser	Argônio	He-Ne
Comprimento de onda (λ)	514 nm	632,8 nm
Cintura mínima do feixe (ω_0)	(36,00±2,00) μm	-
Cintura do feixe na amostra (ω_1)	(36,00± 2,00) μm	(613,00±4,00) μm
Posição Z_0 da cintura mínima	(21,60±0,01)cm	-
Posição Z_c (parâmetro confocal)	(0,78±0,06)cm	-
Raio na frente de onda sobre a amostra (R_1)	-	(1603,00± 0,02)cm

Tabela 6.8 - Tabela de dados de elementos importantes de caracterização dos feixes de lasers.

6.2 – Valores dos Parâmetros

Após a determinação das cinturas dos feixes, nos casos especificados, em nosso trabalho, é importante agora obtermos os demais parâmetros. Dois deles, m e V , já mencionados anteriormente no capítulo 5, são fundamentais para o ajuste final dos dados medidos. O valor de m , que depende das cinturas dos feixes sobre a amostra, de um modo geral, é determinado pelo quadrado da razão entre a cintura do feixe de prova sobre a amostra (ω_{1p}) e o a cintura mínima do feixe de excitação (ω_{0e}), conforme definido pela equação (1.75).

Como previsto, a cintura do feixe de prova sobre a amostra, nos modos estudados, possui diferenças significantes, isso nos leva a valores de m discrepantes entre si. Para o cálculo de V , utilizamos equações aparentemente diferentes, mas na verdade elas têm relações diretas entre si e para tal procuramos usar os valores sem aproximações. No caso do modo descasado,

utilizamos a equação (1.91), explicitamente dependente dos valores Z_1 , Z_2 e Z_c , e os demais fatores encontrados nas tabelas citadas anteriormente. Porém, no caso do feixe de prova não focalizado e no colimado, utilizamos para determinação de V a equação (1.91), dependente do R_1 .

A tabela 6.9 mostra os valores dos parâmetros m e V , as distâncias Z_1 e Z_2 , e o raio R_1 da frente de onda sobre a amostra, nos modos específicos aqui detalhados.

Tabela de Valores			
Modo	Descasado	Não Focalizado	Colimado
Parâmetro m	59,9	307	290
Parâmetro V	4,47	2,59	Variável
Distância entre as cinturas mínimas (Z_1)	7,23 cm	***	***
Raio da frente de onda na amostra (R_1)	***	177,5cm	1603cm
Distância da amostra ao fotodetector (Z_2)	123,2 cm	123,2cm	Variável

Tabela 6.9 – Tabela de dados de parâmetros importantes nos seus respectivos modos de focalização utilizados neste trabalho.

Para melhor entender a variação deste V com a distância Z_2 foram feitas diversas medidas de sinal da LT com amostra fixa de Ácido Oleico (AO), como líquido transparente, portanto de pouca absorção óptica. A figura 6.11 representa um sinal de LT no osciloscópio e o ajuste deste sinal para a amostra de AO numa dada posição Z_2 .

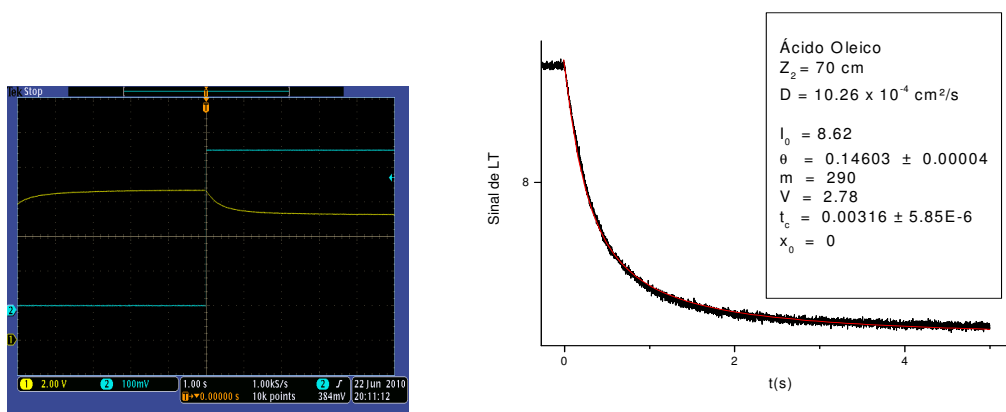


Figura 6.11 – À esquerda temos a foto do osciloscópio e a direita o gráfico do sinal da LT na distância especificada Z_2 . Verifica-se o valor da difusividade do AO nesta posição.

A relação entre valor de V e de Z_2 , no modo colimado, foi detalhada no capítulo 4. Também aplicamos a definição de variação fracional do sinal S , ver equação (4.1) e determinamos a razão S/θ , entre esta variação e a amplitude de fase do sinal, e para cada situação encontramos a difusividade térmica do Ácido Oleico por ser um material transparente de pouca absorção. A tabela 6.10 mostra estes dados, além da amplitude de fase para se determinar a relação S/θ , bem como o tempo necessário para que o sinal da LT caia a metade do valor inicial ($t_{1/2}$), através de análise deste tempo podemos verificar o comportamento do tempo de medição ou formação da LT neste modo comparado com os outros modos de configuração.

TABELA DE DADOS									
Z ₂ (cm)	I(0)	I(∞)	θ(rad)	V	S	S/θ	t _c (ms)	t _{1/2} (s)	Dx(10 ⁻⁴ cm ² /s)
207,5	8,01	7,13	0,159	1,02	0,110	0,691	2,97	0,489	10,92
140,5	9,26	8,16	0,141	1,44	0,119	0,842	2,98	0,403	10,88
105,0	9,52	8,20	0,142	1,89	0,139	0,976	2,95	0,353	10,99
70,0	8,62	7,23	0,146	2,78	0,161	1,104	3,16	0,28	10,26
50,5	8,3	6,86	0,147	3,81	0,173	1,180	3,06	0,202	10,59
29,0	9,53	8,17	0,110	6,55	0,143	1,297	3,37	0,128	9,62
20,0	9,62	8,13	0,115	9,44	0,155	1,347	3,51	0,092	9,24
15,0	8,84	7,42	0,118	12,55	0,161	1,361	3,40	0,072	9,54
145,7	0,84	0,69	0,133	15,58	0,179	1,343	2,81	0,054	9,13
28,7	3,95	3,27	0,127	19,92	0,172	1,356	2,65	0,052	9,78
21,7	5,13	4,43	0,123	21,66	0,136	1,109	2,80	0,034	9,26
15,5	8,48	7,01	0,128	24,52	0,173	1,354	2,60	0,029	9,97
11,2	6,16	5,08	0,129	28,36	0,175	1,359	2,65	0,026	9,78

Tabela 6.10 - A Tabela representa os valores de diversos elementos de medidas, para a mesma amostra de AO, submetido a mesma potência de excitação.

A figura 6.12 mostra o sinal de LT para diversos valores do parâmetro V, relativo a cada posição Z₂ ocupada pelo fotodetector, de modo que a curva mais acima terá V = 1 relativo a uma distância Z₂ = 208 cm e a curva mais baixa tem um valor de V = 12,6 para Z₂ = 15 cm.

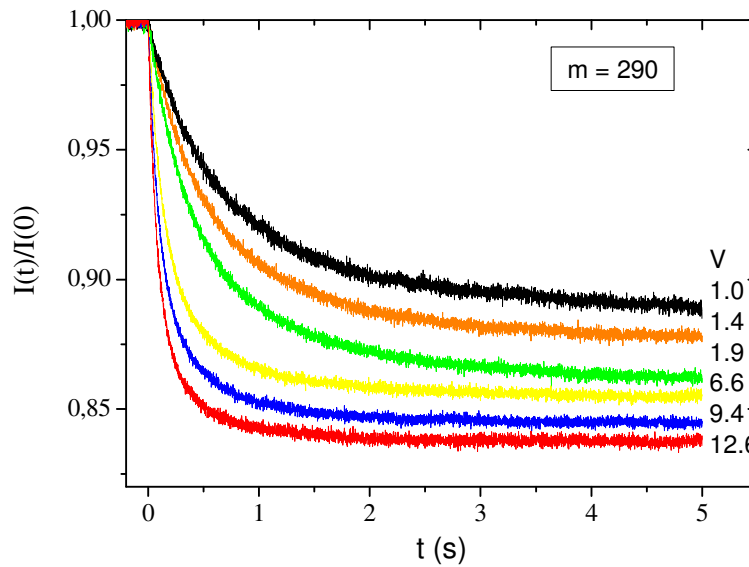


Figura 6.12 – Sinal de LT normalizado para $m = 290$, e valores variáveis do parâmetro V

Com os dados da tabela 6.10 foi possível obter os gráficos das figuras 6.13 e 6.14, neles pode-se observar o comportamento da razão S/θ e $t_{1/2}$ em função do parâmetro V , lembrando que V depende de Z_2 , e de acordo com o mesmo, o sinal da LT tende a uma saturação para valores elevados de V .

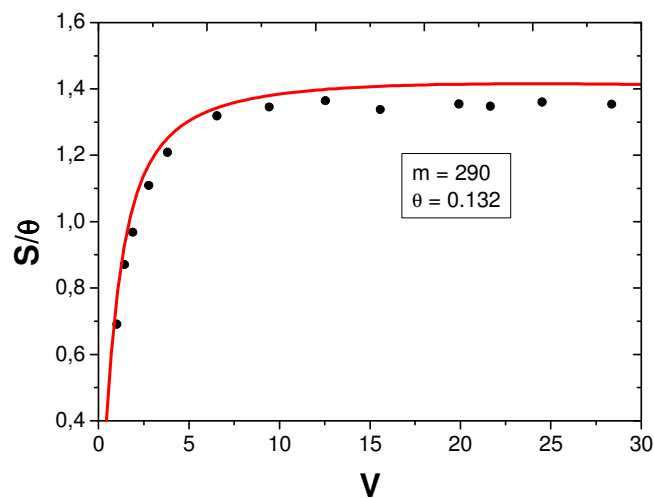


Figura 6.13 – Amplitude do sinal de LT em função do parâmetro V . Os dados apontam para um V até 15 que foram obtidos na configuração colimada, e acima de 15 foram obtidos na

configuração do feixe focalizado. A curva cheia vermelha representa a curva teórica e a pontilhada os dados experimentais

Em relação a tabela 6.10, construímos o diagrama (ver figura 6.14) do valor do tempo ($t_{1/2}$), necessário para que a intensidade do sinal seja reduzido a metade do valor inicial em função do parâmetro V , para $m = 290$, valor usado em nosso experimento. Fazendo uma análise específica para esta curva, foi possível comprovar experimentalmente a relação entre as equações 4.10 e 4.12, discutidas no capítulo 4 e que foi demonstrada por simulação.

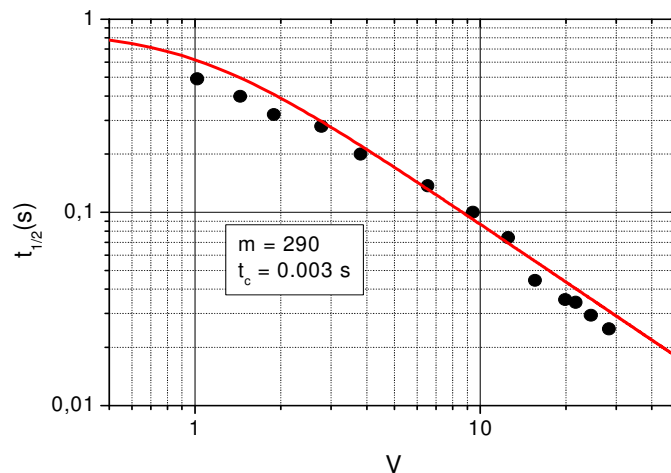


Figura 6.14 – Diagrama da função $t_{1/2}$ versus V para um $m = 290$. A linha cheia vermelha é a curva teórica e a linha pontilhada representa os dados experimentais.

A difusividade térmica para o AO encontrada nos casos acima, conforme o mostrado no gráfico da figura 6.15, foi determinada pela média dos valores da tabela 6.10, então $D_{\text{média}} = (10,0 \pm 0,18) \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$, que esta de acordo com a literatura.

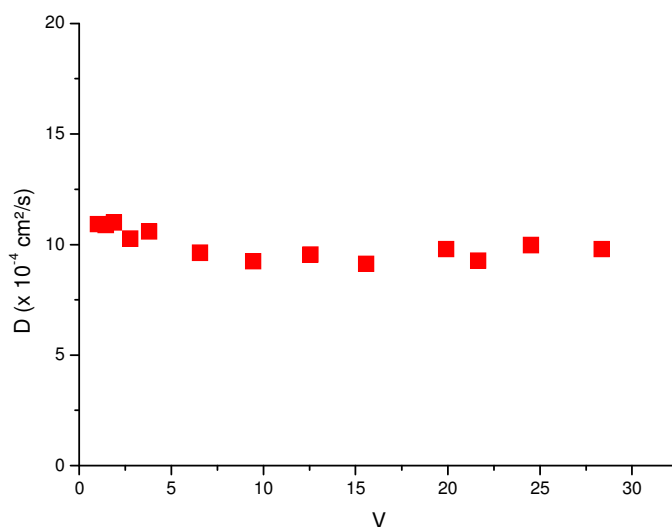


Figura 6.15 – Gráfico que exibe os valores medidos da Difusividade Térmica do AO em função do parâmetro V.

6.3 – Resultados das difusividades térmicas dos óleos vegetais.

Com os dados das tabelas 6.3, 6.5 e 6.8, conforme mencionado nas secções anteriores, identificamos a intensidade do feixe de laser que atinge o fotodetector, determinada pela equação (1.103), já abordada no capítulo 1.

As figuras 6.16(a), (b), (c) e (d) representam as intensidades, com seus respectivos ajustes, das amostras Oleina de Palma, Azeite de Oliva, Castanha do Brasil e Ácido Oleico Puro pelo modo feixes cruzado e descasado. Todas estas amostras servirão como referência para a aferição do aparato. Em todos os gráficos os valores são representados pela seguinte nomenclatura: P_e (potência de excitação), D_{Exp} (difusividade térmica experimental da amostra), I_0 (intensidade inicial do sinal), θ (amplitude de fase ou potência da LT), m e V

(parâmetros de ajuste), t_c (tempo característico de formação da LT), x_0 (tempo inicial) e a potência do laser He-Ne 632,8 nm, o qual denominamos de laser de monitoramento ou de prova que se estabilizou em 5,37 mW para todos os gráficos abaixo,

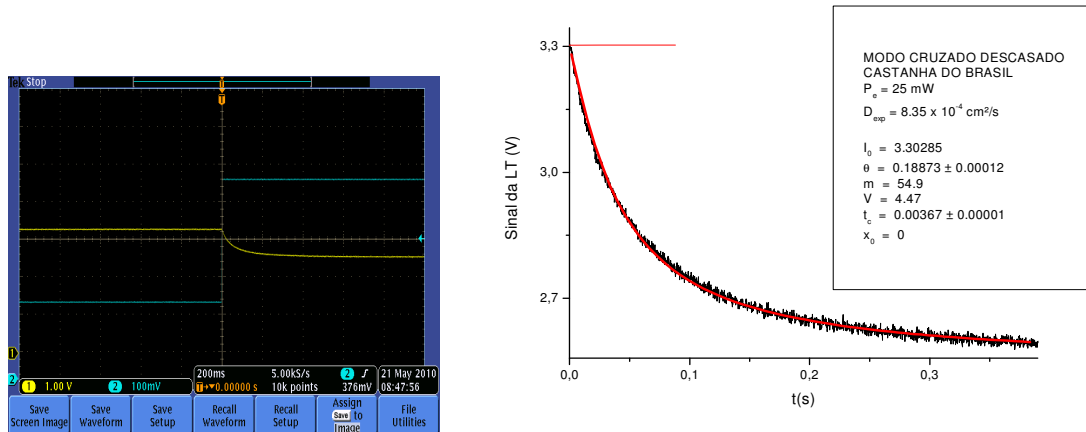


Figura 6.16 (a) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama da Castanha do Brasil, no modo descasado, com difusividade térmica medida no valor de $8.35 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$.

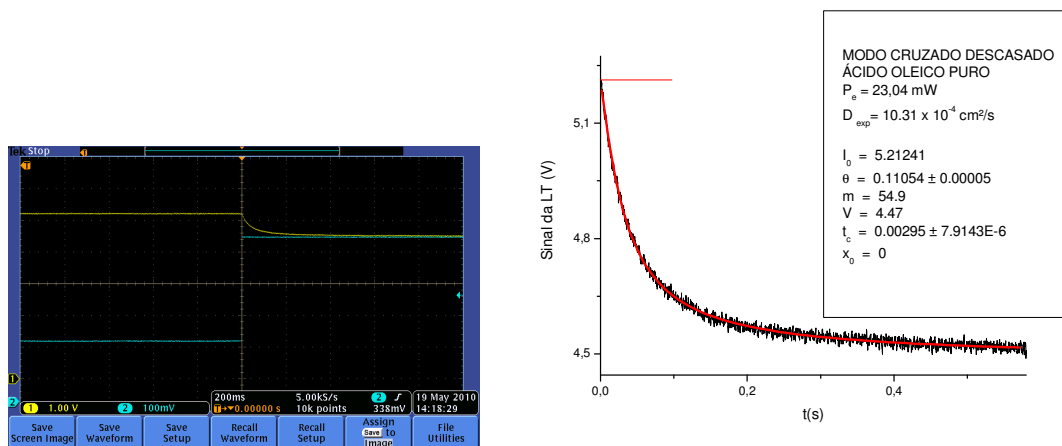


Figura 6.16 (b) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama do Ácido Oléico Puro com difusividade térmica medida de $10,31 \text{ cm}^2/\text{s}$.

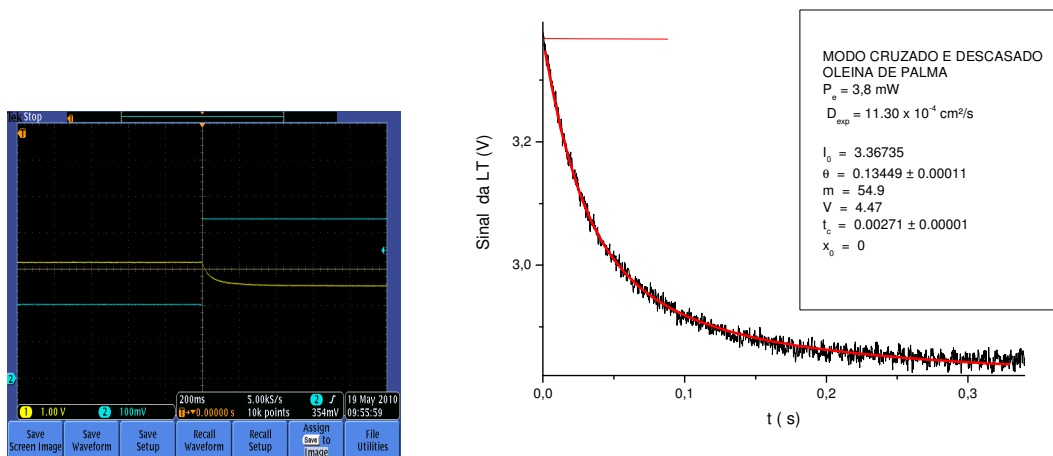


Figura 6.16 (c) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama da Oleina de Palma, no modo descasado, com difusividade térmica medida no valor de $11,30 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$.

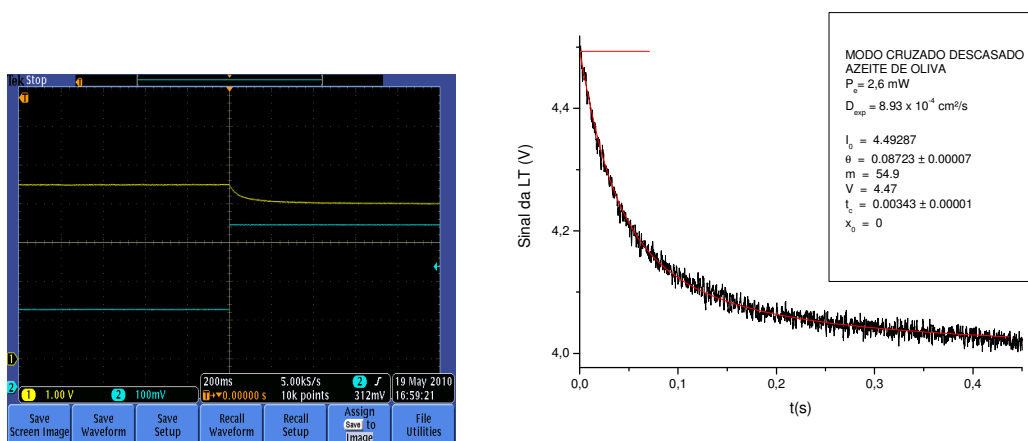


Figura 6.16 (d) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama do Azeite de Oliva modo descasado com difusividade térmica medida de $8.93 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$.

Da mesma maneira exibida anteriormente, mostraremos agora uma seqüência de fotos do osciloscópio e ajustes gráficos relativos às mesmas amostras, indicadas pelas figuras 6.17 (a), (b), (c) e (d) obtidas pelo modo não focalizado do feixe de prova, com a mesma nomenclatura dos valores e com mesma potência do laser de monitoramento.

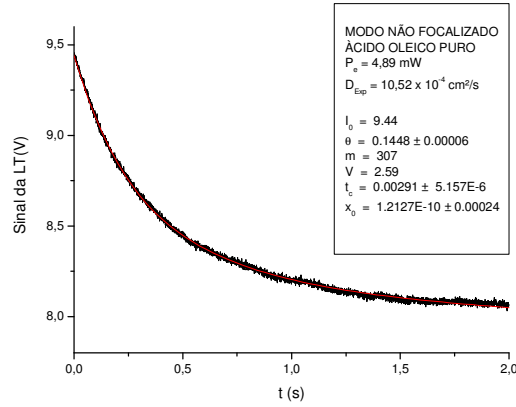
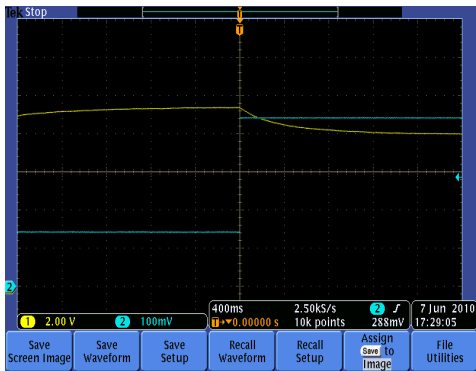


Figura 6.17 (a) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama do Ácido Oleico, modo não focalizado com difusividade térmica medida de $10,52 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$.

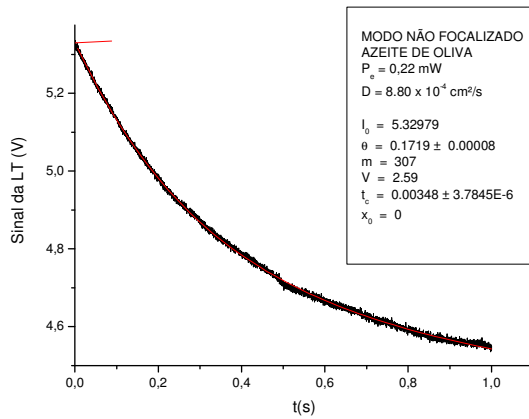
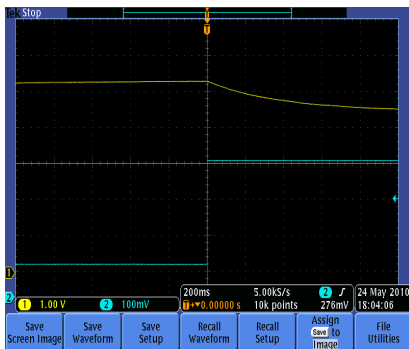


Figura 6.17 (b) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama do Azeite de Oliva, modo não focalizado com difusividade térmica medida de $8,80 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$.

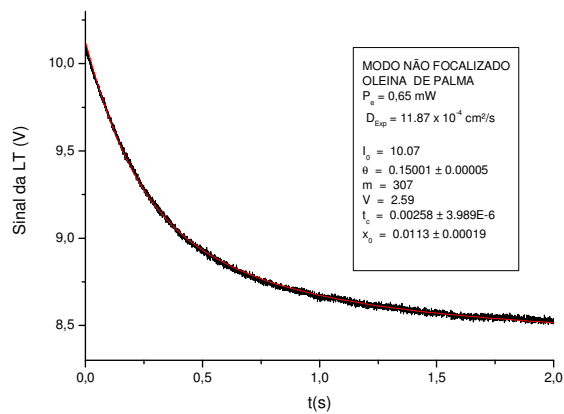
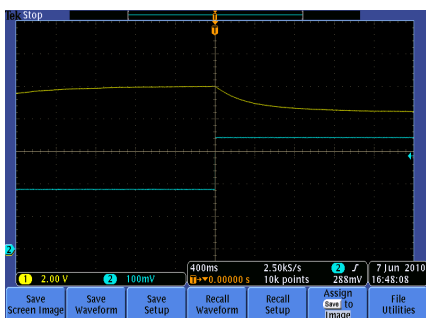


Figura 6.17 (c) – A esquerda, tem a foto do osciloscópio e, a direita, o respectivo diagrama da Oleína de Palma, modo não focalizado com difusividade térmica medida de $11,87 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$.

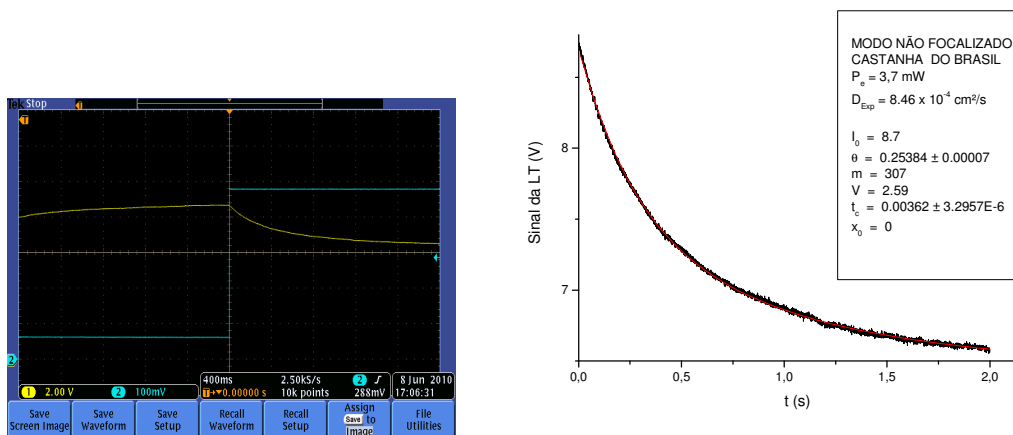


Figura 6.17 (d) – Acima, tem a foto do osciloscópio e, abaixo, o respectivo diagrama da Castanha do Brasil, modo não focalizado com difusividade térmica medida de $8,46 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$.

Dos diagramas citados anteriormente, foi possível criar a Tabela 6.11, pela qual identificamos de forma mais explícita, os valores da potência do laser de excitação, da amplitude de fase, e do tempo característico de formação da LT, nos dois modos utilizados, para as amostras usadas.

	Potencia de Excitação		Amplitude de Fase		Tempo Característico	
	Cruzado	Não focalizado	Cruzado	Não focalizado	Cruzado	Não focalizado
	Pe (mW)		θ (rad)		$t_c \times 10^{-3}$ (s)	
Castanha do Brasil	25,00	3,70	0,19	0,25	3,67	3,62
Oleína de Palma	3,80	0,65	0,13	0,15	2,71	2,58
Azeite de Oliva	2,60	0,22	0,09	0,17	3,43	3,48
Ácido Oleico	23,04	4,89	0,11	0,14	2,95	2,91

Tabela 6.11 – Valores de P_e , θ , e t_c obtidos pelos Modo Cruzado Descasado e Modo não Focalizado

De acordo com os diagramas dos sinais de LT, mencionados nos itens das figuras 6.13 e 6.14 podemos gerar a tabela 6.12, a qual apresenta os valores da difusividade térmica medida experimentalmente, com seus respectivos erros, nos dois modos estudados e os encontrados na literatura [67-68] e [72 -73].

Tabela de Difusividades Térmicas (em $\times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$)			
AMOSTRAS	Modo Descasado	Modo não Focalizado	Literatura
Ácido Oleico	$10,38 \pm 0,62$	$10,52 \pm 0,63$	10,10
Oleína de Palma	$11,30 \pm 0,68$	$11,87 \pm 0,71$	11,80
Azeite de Oliva	$8,93 \pm 0,54$	$8,80 \pm 0,53$	8,81*
Castanha do Brasil	$8,35 \pm 0,50$	$8,46 \pm 0,51$	8,43*

(*) Fonte: Grupo de Físicos de Materiais da Amazônia

Tabela 6.12 – Valores das difusividades térmicas das amostras indicadas obtidos pelos dois modos e comparados com os reportados na literatura.

Chamamos a atenção para o caso da Castanha do Brasil, que ainda não tem uma literatura definida, e o Azeite de Oliva existente no mercado, que apresenta uma série de composições diferenciadas pela sua acidez de modo que trabalhos realizados no Laboratório de Óptica da Universidade Federal do Pará indicam o valor marcado na tabela por (*) como sendo o de suas

Difusividades Térmicas. Portanto, os valores encontrados neste trabalho estão em concordância com estas medidas.

6.4 – Resultados das Difusividades Térmicas da Água Deionizada, do Ácido Oleico e do Etanol com o uso de Corantes

Para o caso da Água Deionizada, do Ácido Oleico e do Etanol, a presença dos corantes foi fundamental para se atingir o resultado de forma correta e sustentada pelas equações matemáticas envolvidas. O corante Amarelo Crepúsculo (CAC), usado na Água Deionizada e no Etanol, foi cuidadosamente diluído uniformemente por agitação mecânica de modo a formar as diversas concentrações analisadas neste trabalho. No caso específico destas concentrações, verificou-se que, numa determinada faixa da mesma, entre um intervalo definido experimentalmente, as curvas de ajuste são de natureza linear e que, pelo método de extrapolação, é possível obter a difusividade térmica da amostra sem a presença do corante.

A figura 6.18 mostra o diagrama da difusividade térmica da amostra Água Deionizada + CAC em função das concentrações.

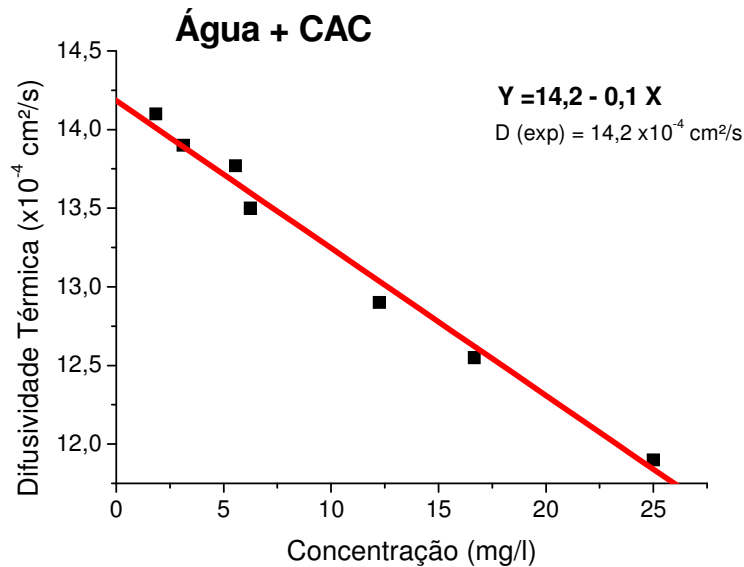


Figura 6.18– Diagrama da difusividade térmica das amostras de Água + CAC, em função das respectivas concentrações, de modo que, por meio da extrapolação pelo ajuste linear da função, poderemos encontrar o valor experimental da difusividade térmica da água sem a presença do corante.

Notamos, neste diagrama, que, após o ajuste da curva, é possível obter a equação linear do tipo $y = ax + b$, de modo que, pelo método da extrapolação, podemos determinar a difusividade térmica da água pura, ou seja, sem a presença do corante CAC. Este valor está em conformidade com os reportados na literatura.

Na figura 6.19, representamos, nas mesmas condições anteriores, o Etanol + CAC e, pelo mesmo modo de extrapolação, obtivemos o valor da difusividade térmica do Etanol puro, ou seja, sem a presença do corante.

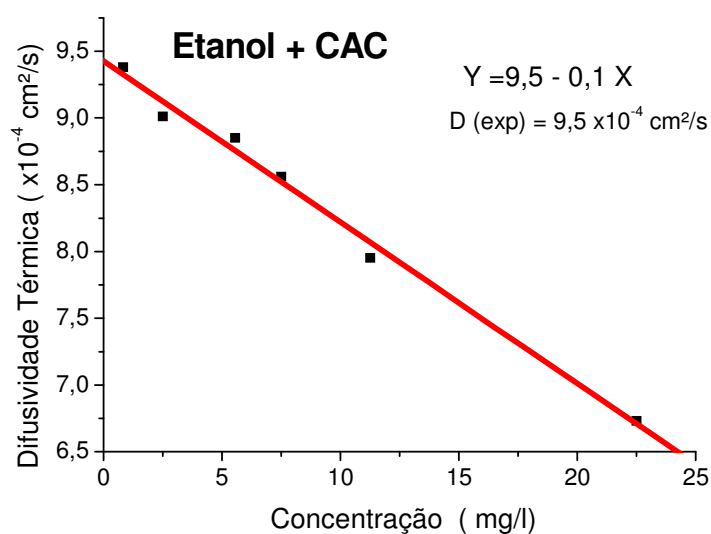


Figura 6.19 - Diagrama representativo da difusividade térmica das amostras de Etanol + CAC, em função das respectivas concentrações, de modo que, por meio da extrapolação pelo ajuste linear da função, poderemos obter o valor experimental da difusividade térmica do Etanol sem a presença do corante.

O Ácido Oleico, por ser um ácido graxo, não é solúvel em água. Por isso, o corante usado em nosso trabalho foi a Rodamina B (Rh B), figura 2.7.

A figura 6.20 representa o gráfico da difusividade térmica das amostras de AO+RhB, em função de suas respectivas concentrações. Nota-se que a difusividade do AO, sem a presença do corante, também foi obtida por meio do método de extrapolação já usado anteriormente.

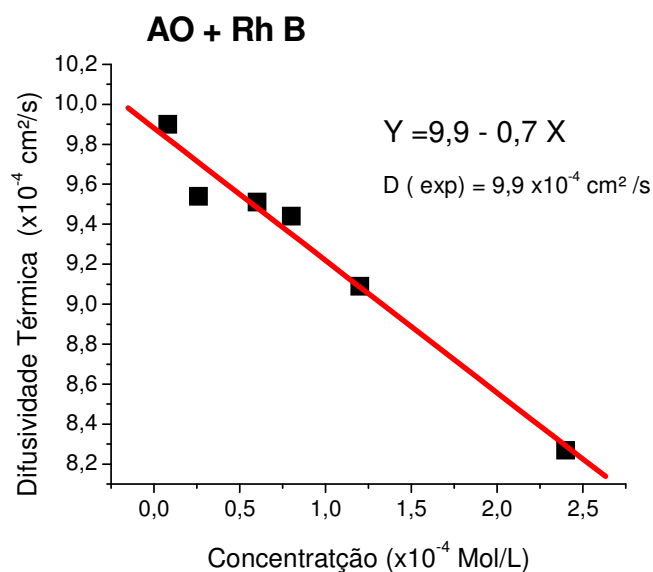


Figura 6.20 – Diagrama da difusividade térmica das amostras de Ácido Oleico+ Rh B, em função das respectivas concentrações, de modo que, por meio da extrapolação pelo ajuste linear da função, poderemos verificar o valor experimental da difusividade térmica do Ácido Oleico sem a presença do corante.

A tabela 6.13 mostra os valores das difusividades térmicas da Água deionizada, do Etanol e do Ácido Oléico, sem a presença dos corantes, obtida pelo método da extrapolação do ajuste da função linear e seus valores comparados com os reportados nas literaturas, de acordo com as referências [67-68] e [74-76].

Tabela de Difusividades Térmicas (em x 10 ⁻⁴ cm ² /s)		
Amostras	Medida	Literatura
Ácido Oleico	9,9 ± 0,1	10,1
Água Deionizada	14,2 ± 0,1	14,3
Etanol	9,5 ± 0,1	9,6

Tabela 6.13 - A tabela mostra os valores das difusividades térmicas obtidas experimentalmente, das amostras e encontrados nas literaturas.

No capítulo a seguir faremos a abordagem geral conclusiva, bem como indicaremos as perspectivas deste trabalho, com base nos resultados aqui apresentados.

CAPÍTULO 7

Conclusões e Perspectivas

A importância da técnica de Lente Térmica (LT), mediante aos fatos experimentais apresentados neste trabalho, destaca as diversas informações da espectroscopia de determinados materiais, mostrando suas propriedades e características fundamentais, que lhes são peculiares.

Neste trabalho, destacamos o estudo teórico geral sobre a propagação de um laser, e a conseqüente difusão de calor, como ponto fundamental das aplicações da técnica de LT, conforme detalhado no capítulo 1. A contribuição deste fundamento teórico serviu de motivação para fazer o detalhamento matemático das operações envolvidas, facilitando assim o entendimento da técnica e suas aplicabilidades, reforçando o conhecimento necessário para desenvolver trabalhos complementares que envolvam a técnica de LT.

No capítulo 2, destacamos um pouco do histórico de cada material utilizado neste trabalho, suas funções, suas origens, suas aplicações, seus cuidados especiais de manuseio, etc. É de fundamental importância esse conhecimento teórico, pois, delas foram extraídas as informações básicas e necessárias para seu uso no processo experimental.

A determinação das cinturas dos feixes, passo importante e necessário para o uso da técnica de LT, nos levou a pensar numa proposta para a chamada Técnica da Lâmina, pois, é de conhecimento geral que essa técnica é usada há mais de 30 anos, conforme referência [59]. Diante da evolução computacional e de programas com grande precisão, criamos a Técnica da Lâmina com melhor ajuste, mostrada no capítulo 3 e detalhado na referência [66], na qual foi possível mudar os coeficientes matemáticos da equação original e determinar novos coeficientes, compactando assim a expressão. A importância deste feito vem na rapidez do melhor ajuste matemático e no resultado obtido com grande precisão.

No capítulo 4, apresentamos uma otimização diferenciada das configurações já estudadas e verificamos que muito detalhe deve ser levado em consideração quando se trata de otimização de um sinal de LT. No caso da proposta deste trabalho, a distância Z_2 , entre a amostra e a posição do fotodetector foi variável e certamente o valor do parâmetro V também. Então concluímos que a otimização de um sistema com uma configuração diferente, não requer valores fixos para certos parâmetros e a medida da difusividade térmica de qualquer material pode ser obtida com valores satisfatórios, é o caso do ácido oléico aqui estudado.

Do Capítulo 5, que ressalta o uso dos óleos vegetais, Ácido Oleico, Oleína de Palma, Azeite de Oliva e Castanha do Brasil, foi possível concluir que neste trabalho, aprimoraram-se as informações já existentes, desenvolvidas pelo Laboratório de Física de Materiais da Amazônia, da Universidade Federal do Pará, que vem trabalhando nas caracterizações termo óptica, há algum tempo. O interesse por este estudo é explicado pelas suas

utilidades na ciência moderna, destacando importantes pesquisas nas diversas áreas, tais como física, química, biológica, geofísica, engenharia, farmacológica, etc.

Para o caso dos líquidos transparentes, tais como Água Deionizada, Etanol, e o Ácido Oleico Puro, usados neste trabalho, a aplicação da técnica de Lente Térmica, e o sinal de LT foram melhor observados quando introduzimos os Corantes Amarelo Crepúsculo (CAC) ou a Rodamina B (Rh B), formando baixas concentrações a fim de obtermos um mínimo de absorção pelo composto, haja vista que os líquidos transparentes apresentam absorção praticamente nula. Também destacamos que a difusividade dos compostos (líquido transparente + corante), varia com as concentrações usadas. Devido a esse dado importante, tomou-se o cuidado de verificar o comportamento dessa variação notando que dentro de um intervalo específico, a mesma apresenta uma curva de ajuste linear, permitindo o uso do método de extrapolação matemática, para a determinação da difusividade térmica do líquido transparente sem a presença do corante. Para concentrações acima deste intervalo, verifica-se uma flutuação nos valores da difusividade medida, produzido pela grande interação molecular devido à forte presença do corante. Já no caso das concentrações abaixo deste intervalo específico, a presença do corante é quase nula, o que não favorece a formação da LT.

O controle da potência do laser em nossa experiência também é fundamental, pois, para o caso de líquidos transparentes, a potência é aumentada, produzindo uma presença forte de ruídos no sinal de LT, dificultando a medição da difusividade térmica. Para resolver esse problema,

aumentamos a quantidade das captações dos sinais obtidas pelo osciloscópio, que realiza a média total dos mesmos.

A técnica de LT foi usada neste trabalho, restringindo apenas o cálculo da Difusividade Térmica (D) das amostras estudadas, pois através da mesma é possível conhecer outras propriedades termo ópticas destas amostras, tais como: condutividade térmica (k), a variação do índice de refração da amostra em relação à temperatura (dn/dT), etc. No entanto o foco de nosso trabalho é mostrar uma nova teoria do cálculo das cinturas de um feixe de laser, o qual denominamos de “Técnica da Lâmina” em seu melhor ajuste, descrita no capítulo 3, e a apresentação de novas montagens experimentais, diferenciando das já existentes, as quais denominamos de Modo Feixe de Prova não Focalizado e o Modo de Feixe de Prova Colimado. A aplicabilidade destas montagens tem alguns pontos positivos e de extrema importância, em relação ao tradicional “Feixe Cruzado Focalizado”.

Os pontos positivos do uso das montagens dos Modos Feixe de Prova não Focalizado e Colimado são justificados pelas seguintes observações:

- a) Com a retirada da lente focalizadora do feixe de prova, teremos uma mudança na forma de determinar as cinturas deste feixe, eliminando a obrigatoriedade de se determinar sua cintura mínima, fato que deve ser levado em consideração no Modo Cruzado e Focalizado.
- b) A montagem experimental tornar-se-á mais simples, com a eliminação de um integrante tido como fundamental, a lente focalizadora do feixe de prova. Isto facilita o alinhamento e a otimização do sistema operacional que são primordiais diante da sensibilidade que a técnica exige.

- c) Para o caso desta montagem, inicialmente colocamos nossa amostra em cubetas de 2 mm, e verificamos um erro sistemático considerado muito alto para esse tipo de experimento, então, usamos cubetas de 10 mm, atingindo um excelente resultado.
- d) Teremos maior precisão nas medidas do tempo característico de formação da LT e, por conseguinte a medida da difusividade térmica também. Isto devido ao simples fato dessas medidas não dependerem criticamente da posição ocupada pelas cinturas dos feixes.
- e) O sistema apresenta um aumento significativo na sensibilidade de medida.

Por outro lado estas configurações apresentam algumas desvantagens em relação ao modo cruzado, são elas:

- a) A necessidade de amostras grandes ou em grandes quantidades, isso é uma dificuldade visto que estes materiais são comercializados com altos valores de custos, tornando inviável um mau procedimento com o mesmo.
- b) Estes modos requerem a necessidade de um feixe de prova bem gaussiano.
- c) O tempo de medição são mais longos, podendo variar um fator entre 30 a 40 vezes maior.

Diante dos pontos positivos analisados, concluímos que o Modo Feixe de Prova não Focalizado e do Colimado, surgem como mais uma opção de

montagem experimental, dentre as já existentes, o que vem dar uma contribuição significativa para aplicação da técnica de LT.

Uma análise mais concreta fica por conta dos resultados investigados, quer nos valores das medidas realizadas, quer nas propriedades espectroscópicas relacionadas diretamente e indiretamente com a determinação da Difusividade Térmica das amostras.

Para trabalhos futuros, podemos enumerar pontos que deverão ser investigados e que certamente mostrarão resultados importantes diante de uma pesquisa aprofundada. São eles:

- a) Aplicação da técnica de LT, em outros ácidos graxos, tais como linoléico, esteárico, linolênico, etc. Procurar entender numa composição destes ácidos graxos, quais as propriedades térmicas que cada um exerce isoladamente dentro de um dado composto.
- b) Fazer aplicação da técnica de LT em substâncias que dão origem ao biodiesel, visto que a produção deste combustível alternativo tem despertado grande interesse na comunidade científica, e verificar se a condutividade térmica tem alguma relação com a combustão do mesmo.
- c) Fazer um estudo completo do índice de refração das substâncias utilizadas, analisando os aspectos não lineares que eventualmente possam surgir. Desta forma seria possível comparar os resultados da técnica de LT e da técnica de Z-scan.
- d) Fazer uso de outros lasers como fonte de excitação, com outros comprimentos de onda. Fazer a análise comparativa dos resultados adquiridos nestas etapas.

e) Fazer o uso da técnica de LT em materiais sólidos transparentes, ou em sólidos dopados com material absorvedor, por exemplo, Corantes. Determinar o valor da taxa de variação do caminho óptico em relação a temperatura (dS/dT) no interior deste sólido, o que provavelmente indicará o índice de refração não linear do mesmo.

Referências Bibliográficas

- [1] BIALKOWSKI, S. E, "Photothermal spectroscopy methods for chemical Analysis". New York: John Wiley & Sons, p.584, 1996.
- [2] COSTA, G. G. G,"Espectroscopia de Lente Térmica: Teoria e Aplicações", Tese de Doutorado, Intituto de Física de São Carlos, USP, Brasil, 2005.
- [3] SHEN, J., LOVE, R. D. and SNOOK, R. D., "Chemical & Physical". **165**, 385 (1992)
- [4] PEREIRA, J. R. D., "Estudo da valorizabilidade eletrônica e da difusividade térmica em cristais líquidos isotrópicos, através do efeito de lente térmica". Tese de Doutorado. IFGW, Universidade Estadual de Campinas, Brasil, (2001).
- [5] BAESSO, M. L., SHEN, J. and SNOOK, R. D., "Chemical & Physical". **197**, 255 (1992).
- [6] SHELDON, S. J., KNIGHT, L. V. and THORME, J. M., Applied Optics, **21**, 1663(1992).
- [7] GORDON, J. P., LEITE, R. C. C., MOORE, R. S. and WHINERV, J. R., Appl. Phys. Lett. **5**, 141 (1964).
- [8] PEREIRA, J. R. D., "Espectroscopia de lente térmica: propriedades térmicas de cristais líquidos". Tese de Mestrado. IFGW, Universidade Estadual de Campinas, Brasil, (1997).
- [9] PEREIRA, J. R. D., PALANGANA, A. J., BENTO, A. C., BAESSO, M.L.,

- MANSANARES, A. M., DA SILVA, E. C., Rev. Sci. Inst. **74(1)**, 822 (2003).
- [10] GORDON, J. P. et al, "Long-transient effects in lasers with inserted liquid sample". Journal of Applied Physics. **V. 36**, n.1, p.3-8, 1965.
- [11] HU, C., WHINNERY, J. "R. "New thermo-optical measurement method and a comparison with other methods". Applied Optics, **v. 12**, n. 1, p. 72-79, 1973.
- [12] SHELDON, S. J., KNIGHT, L. V. and THORPE, J. M., "Laser-induced thermal lens effect – a new theoretical-model". Applied Optics, **v.21**, n. 9, p 1663-1669, 1982.
- [13] SHEN, J., LOWE, R. D., SNOOK, R. D., "A model of CW laser-induced mode-mismatched Dual-Beam Thermal Lens spectrometry". Chemical Physics, **v. 165**, n.2/3, p. 385-396, 1992.
- [14] CRUZ, R. A., "Espectroscopia de Lente Térmica de alta sensibilidade", Tese de Doutorado, Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, Brasil, 2008.
- [15] PILLA, V. et al, "Radioative Quantum Efficiency of CdSe/ZnS quantum dots suspended in different solvents". Optics Communications, **v.280**, n. 1, p. 225-229, 2007.
- [16] JACINTO, C., et al, "Thermal Lens and Z-scan measurements: thermal and optical properties of laser glasses- a review". Journal of Non-Crystalline Solids, **v.352**, n. 32/35, p. 3582-3597, 2006.
- [17] JACINTO, C., et al. "Thermal Lens Spectroscopy of Nd: YAG". Applied Physics Letters, **v. 86**, n. 3, 2005.
- [18] MARCANO, A., et al. "Optimizing and calibrating a mode-mismatched thermal lens experiment for low absorption measurement". Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics, **v. 23**, n. 7, p. 1408-1413, 2006.
- [19] SIGMAN, A. E., "Introduction to Lasers and Masers", 2nd Ed. McGraw-Hill, New York, 1971

- [20] YOUNG, M., “Óptica e Lasers: fibras e guias de ondas ópticas”. São Paulo: Edusp, p.270, 1998.
- [21] YARIV, A., Quantum Electronics, (5th Ed), Califórnia: John Wiley e Sons, p.214, 1998.
- [22] GERRARD, A., BURCH, J. M., “Introduction to matrix Methods in Óptics”, London: John Wiley e Sons Inc. 1975.
- [23] INCROPERA, F. P., DE WITT, D.P., “Fundamentals of Heat and Mass Transfer“, 4º ed, Wiley, 1966.
- [24] CARSLAW, H.S., JAEGER, J.C., “Conduction of Heat in Solids”, 2º ed., Oxford: Oxford University Press, 1954.
- [25] CARSLAW, H.S., JAEGER, J.C., “Operacional Methods in Applied Mathematics”, 1º ed., Oxford: Oxford University Press, 1941.
- [26] YARIV A., Optical Electronics (4th Ed.), California Intitute of Tecnology, p. 47, 1991.
- [27] SIEGMAN, A. E., “Lasers”, California: University Science Books, 1986.
- [28] FANG, H. L., SWOFFORD, R. L.,” In Ultrasensitive Laser Spectroscopy”, Editado por D. S. Kliger, New York: Academia, Cap. 3, p. 176 – 232, 1983.
- [29] YARIV, A., YEH, P., “Optical Waves in Cristal: Propagation and Control of Laser Radiation”, N. York: Wiley-Interscience Publication, 1984.
- [30] BORN, M., WOLF, E., “Principles Optics”, New York: Pergamon Press, 1959
- [31] NUNES, E. C. B., “Propriedades Ópticas e térmicas da Oleina de Palma”, Dissertação de Mestrado, Instituto de Ciências Exatas e Naturais, Faculdade de Física, UFPA, 2008.
- [32] IZUMITANI, T., TORATANI, H., “Temperature Coefficient of Eletronic Polarizability in Optical Glasses”, Journal of Non-Crystalline Solids, **40**, 611, 1980.
- [33] LIMA, S. M., “Aplicações da Técnica de Lente Térmica em Materiais Ópticos”, Dissertação de Mestrado, São Carlos, 1999.
- [34] CATUNDA, T., “Conjugação de Fase e Modulação Transversal de Fase em Cristais Dopados com Cr⁺³”, Tese de Doutorado, São Carlos, 1989.
- [35] BAESSO, M. L., SHEN, J., SNOOK, R. D., “Mode-mismatched thermal lens determination of temperature-coefficient of optical-path length in

- soda lime glass at different wavelengths”. *Journal of Applied Physics*, **75 (8)** 3732-3737, 1994.
- [36] PASSOS, J. P. R.; “Espectroscopia de lente térmica aplicada ao sistema ácido oléico/beta caroteno”, Dissertação de Mestrado, Instituto de Ciência Exatas e Naturais, Faculdade de Física, UFPA. 2007.
- [37] ENCICLOPÉDIA BARSA (Enciclopedia Britannica do Brasil Publicações Ltda, Rio de Janeiro – RJ), **v. 11**, p. 371, Ed. 1999.
- [38] SILVA, R.; “Estudo das propriedades ópticas de absorção e fotoluminescência do ácido oléico diluído com beta-caroteno”, Dissertação de Mestrado do ICEN, Faculdade de Física, UFPA. 2004.
- [39] ZAPPI, DR. ENRIQUE V. Tratado de Química Orgânica, Tomo II, 2ª Edição, p. 1122-1123, publicado em 10/10/1952.
- [40] HOLMAN, R. T.; LUNDBERG, W. O.; LAUER, W. M.; BURR, G. O.; “Spectrophotometric Studies of the Oxidation of Fats 1”. Oleic Acid, Ethyl Oleate and Elaidic Acid, *Journal of the American Chemical, Societ*, **67(8)**: 1285-1292, 1945.
- [41] CEDENO, F. O.; PRIETO, M. M.; ESPINA, A.; GARCIA JR.; “Measurements of temperature and melting heat os some purê fatty and their binary and ternary mixtures by diferencial scanning calorimetry, *Thermochemica*”. *Acta* **369(1-2)**: 39-50 Mar 22, 2001.
- [42] KOBAYASHI, M.; KANECO, F.; SATO K.; SUZUKI M.; “vibrational Spectroscopia Study on Polymerphism and order-desorder Phase-transition in Oleic Acid”, *Journal os Physical Chemistry* **90 (23)**: 6371-6378, Nov 6 1986.
- [43] LOMNITSKI, L.; BARNATAN, R.; SKLAN, D.; GROSSMAN, S.; “The Interaction Between beta-Carotene and Lipo Xygenase in Plant and Animal Systems, *Biochimica Et Biophysica*” *Acta* **1167(3)**: 331-338 Apr 23 1993.
- [44] SITE: www.cenipalma.org, CENIPALMA, Centro de investigación em palma de aceite, Columbian Oill Palm Research Center , Acessado em 12/03/2010.
- [45] SITE: www.oliva.org.br, Associação Brasileira dos Produtores de Oliva. Acessado em 12/03/2010

- [46] SITE: www.brasilecola.com/equipe. Equipe Brasil Escola, texto produzido por Patrícia Lopes. Acessado em 13/03/2010
- [47] SITE: www.pluryquimica.com.br. Laboratório de Produtos Químicos, Acessado em 13/03/2010.
- [48] SITE: <http://pt.wikipedia.org/wiki/ELISA>, WIKIPÉDIA, Enciclopédia Livre, Fundação Wikimédia, Acessado em 26/04/2010
- [49] SITE: <http://pt.wikipedia.org/wiki/Rodamina>, WIKIPÉDIA, Enciclopédia Livre, Fundação Wikimédia, Acessado em 26/04/2010
- [50] SITE : <http://www.merck-chemicals.com.br>, Laboratório Merck, Fabricante e Revenda, Acessado em 01/04/2010.
- [51] NEMOTO S.; “Determination of waist parameters of a Gaussian beam”, Appl. Opt. **25**, 3859 – 3863, (1996)
- [52] SHEIK-BAHAE, M.; SAID, A. A.; WEI, T, H.; HAGAN, D..J.; and VAN STYLAND, E. W.; “Sensitive measurements of optical nonlinearities using a single beam”, IEEE J. Quantum Electron. **26**, 760-769, (1990).
- [53] MCCALLY, R. L.; “Measurement of Gaussian beam parameters”. Appl.Opt. **23** 2227 (1984).
- [54] CHAPPLE, P. B.; “Beam waist and M^2 measurements using a finite slit”, Opt. Eng. **33** 2461-2466 (1964).
- [55] SHAYLER, P, J.; “Laser beam distribution in the focal region”. Appl. Opt. **17**, 2673-2674 (1978).
- [56] WRIGHT, D.; GREVE, P.; FLEISCHER, J. and AUSTRIN, L.” Laser beam width divergence and beam propagation factor: an international standardization approach”. Opt. Quantum Electron. **24**, S993-S1000 (1992).
- [57] ARNOUD, J. A.; HUBBARD, W. M.; MANDEVIL, G. D.; CLAVIERE, B. D.; FRANKE, E. A.; FRANKE, J. M. “Technique for fast measurement os Gaussian laser beam parameters”. Appl. Opt. 1971, **10(12)**, 2775.
- [58] SKINNER, D. R.; WHITCHER, R.E. “Measurement of radius of a higt-power laser beam near focus of a lens”. J. Phys. E – Sci. Instrum.1972, **5(3)** 237.
- [59] KHOSROFIAN, J. M.; GARETZ, B. A. “Measurement of a Gaussian laser beam diameter through the direct inversion of knife-edge data”. Appl. Opt.

- 1983, **22 (21)** 3406-3410.
- [60] BACHMANN, L.; ZECELL, D. M.; MALDONADO, E. P.; “Determination of beam width and quality for pulsed lasers using the knife-edge method”. *Instrum. Science e Technology*. **31**, N° 1, pp 47-52 (2003).
- [61] URIBE, R.D.; AGUILAR, M.R.; MARTINEZ, R.O.; “Position sensing of a Gaussian beam with a Power Meter and a Knife Edge”. *Revista Mexicana de Física* **39**. N° 3 (1993) pp 484-492.
- [62] MAUCK, M.; “Knife-edge profiling of Q-switched Nd:YAG laser beam and waist”, *Appl.Opt.* 18, 559-600 (1979)
- [63] O’CONNEL, R. M. and VOGEL, R. A. “Abel inversion of knife-edge data from radially symmetric pulsed laser beam”. *Appl. Opt.* **26**, 2528-2532 (1987)
- [64] TALIB, Z. A and YUNUS, W. M.M. “Measuring Gaussian laser beam diameter using piezoelectric detection”, *Meas. Sci.Technol.* **4**, 22-25 (1993)
- [65] VAN HALEN, P. “Accurate analytical approximations for error function and its integral”, *Electron Lett.* **25**, 561-563 (1980)
- [66] ARAUJO, M. A. C.; SILVA, R.; LIMA, E.; PEREIRA, D. P.; OLIVEIRA, P. C. “Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis”. *Applied optics*, **Vol. 48**, No. 2, 2009,
- [67] DARDALAT, D.; VISSEE, H.; BICANICT, D., *Mens. Sci. Thechnol*, **6** (1995) 1215.
- [68] BICANIC, D.; FRANKO, M.; GIBKES, J.; GERKEMA, E.; FAVIER, J. P.; JALINK, H.; MANDELIS, A.; HESS, P.. eds. *Progresso in Photothermal and Photoacoustic Science and Tecnology*, **Vol. 3**: Life and Earth Sciences, (SPIE Press Bellingham, Wash) 1997, P.169.
- [69] SITE: www.agropalma.com.br, Agropalma, acessado em 15/08/2009
- [70] SITE: <http://pt.wikipedia.org/wiki/Azeite>, WIKIPÉDIA, Enciclopédia Livre, Fundação Wikimédia, acessado em 26/12/2009.
- [71] SITE:<http://www.campestre.com.br/oleo-de-castanha-do-brasil.shtml>, Óleo de castanha do Brasil, acessado em 27/12/2009.
- [72] BALDEIRAS-LOPEZ, J. A.; MANDELIS, A.; GARCIA, J. A.; *Ver. Sci. Instrum.* **71** (2000) 2933.

- [73] CABRAL, A. J. F. “Caracterização Térmica de Compostos Orgânicos Usando a Técnica de Lente Térmica”, Dissertação de Mestrado da Pós Graduação em Física do ICEN da UFPA, em fevereiro de 2010.
- [74] BIALKOWSKI, S. E. “Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis”, Wiley, Hoboken, NJ (1996).
- [75] WEAST, R. C.; RCR handbook of Chemistry and Physics, CRC Press. Boca Raton (1987).
- [76] BENITEZ, M.; MARCANO, A.; MELIKECHI, N. “Thermal diffusivity measurement using the mode-mismatched photothermal lens method”. Optical Engineering. **Vol. 48 (4)**, 043604 .April 2009.

ANEXOS

Anexo - 1: ARTIGOS

- A)** Publicado em 10 de Janeiro de 2009 / Vol. 48, No. 2 / APPLIED OPTICS.

Measurement of Gaussian laser beam radius using the knife-edge technique: improvement on data analysis

Marcos A. C. de Araújo,¹ Rubens Silva,^{1,2} Emerson de Lima,¹ Daniel P. Pereira,^{1,3}
and Paulo C. de Oliveira^{1,4}

¹Departamento de Física, Universidade Federal da Paraíba, João Pessoa 58051-970, Paraíba, Brazil

²Faculdade de Física, ICEN, Universidade Federal do Pará, Belém 66075-110, Pará, Brazil

³Centro Federal de Educação Tecnológica do Pará, Belém 66093-020, Pará, Brazil

⁴Corresponding author: pco@fisica.ufpb.br

Received 13 October 2008; accepted 17 November 2008;
posted 26 November 2008 (Doc. ID 102613); published 0 MONTH 0000

We revisited the well known Khosrofián and Garets inversion algorithm [Appl. Opt. 23, 3406–3410 (1984)] that was developed to analyze data obtained by the application of the traveling knife-edge technique. We have analyzed the approximated fitting function that was used for adjusting their experimental data and have found that it is not optimized to work with a full range of the experimentally-measured data. We have numerically calculated a new set of coefficients, which make the approximated function suitable for a full experimental range, considerably improving the accuracy of the measurement of a radius of a focused Gaussian laser beam. © 2009 Optical Society of America
OCIS codes: 140.3285, 070.2580, 060.4430, 130.3940.

- B)** Artigo submetido, 15 julho 2010 na revista APPLIED OPTICS.
Aguardando resposta.

Optimized geometry for dual-beam mode-mismatched thermal lens spectroscopy

Rubens Silva^{1,2}, Marcos A. C. de Araújo¹, Petrus Alcântara Jr.², and P. C. de Oliveira^{1,4}

¹Departamento de Física, Universidade Federal da Paraíba, João Pessoa 58051-970, Paraíba, Brazil and

²Faculdade de Física, Instituto de Ciências Exatas e Naturais,
Universidade Federal do Pará, Belém, 66053-020, Brazil


Based on a model introduced by Shen *et al.* for cw laser induced mode-mismatched dual-beam thermal lens spectrometry (TLS) we explored the geometrical parameters of the experimental apparatus that influence the amplitude and time evolution of the thermal lens (TL) signal. By keeping the sample cell at the minimum waist of the excitation beam, we investigated the TL signal behaviour when the curvature radius of the probe beam and the distance between the sample and the detector were varied. Our results show that high amplitude TL signals, very close to the optimized value, combined with short measurement times, may be obtained by reducing the curvature radius of the probe beam and the distance between the sample cell and the detector.

© 2010 Optical Society of America

OCIS codes:

Anexo - 2: TRABALHOS APRESENTADOS EM CONGRESSOS

- A) Trabalho apresentado no XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, em 2007 – Natal - RN



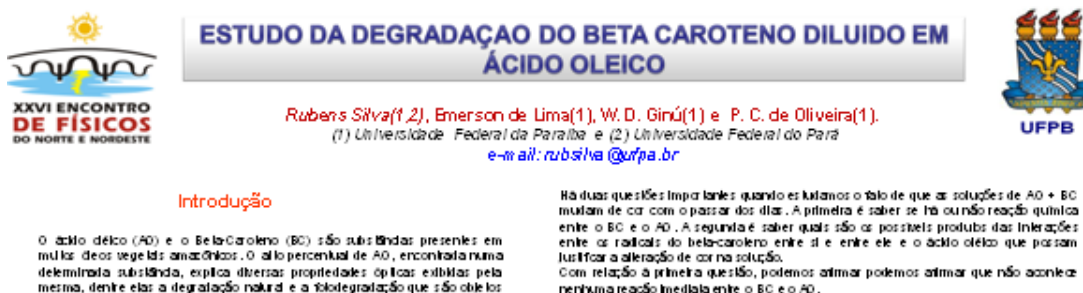
UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA

DETERMINAÇÃO DAS CONCENTRAÇÕES DE ÁCIDO OLEICO DILUÍDO COM BETA-CAROTENO

Autores:
 UFPA: Rubens Silva, Paulo César de Oliveira
 UFPA: Petrus Alcântara, Jordan Del Nero, Sanclayton Geraldo Carneiro Moreira

E-mail: rubsilva@ufpa.br

- B) Trabalho apresentado no XXVI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, em 2008 – Recife – PE.



ESTUDO DA DEGRADAÇÃO DO BETA CAROTENO DILUÍDO EM ÁCIDO OLEICO

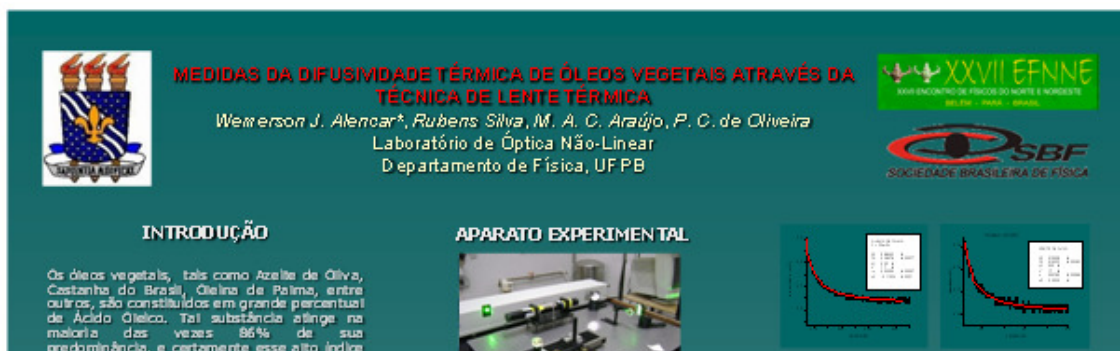
Autores:
 Rubens Silva(1,2), Emerson de Lima(1), W. D. Girú(1) e P. C. de Oliveira(1).
 (1) Universidade Federal da Paraíba e (2) Universidade Federal do Para
 e-mail: rubsilva@ufpa.br

Introdução

O ácido oleico (AO) e o Beta-Caroteno (BC) são substâncias presentes em muitos dos vegetais amazônicos. O alto percentual de AO, encontrado numa determinada substância, explica diversas propriedades ópticas exibidas pela mesma, dentre elas a degradação natural e a fotodegradação que são objeto

Há duas questões importantes quando estudamos o fato de que as soluções de AO + BC mudam de cor com o passar dos dias. A primeira é saber se há ou não reação química entre o BC e o AO. A segunda é saber quais são os possíveis produtos das interações entre os radicais do beta-caroteno entre si e entre ele e o ácido oleico que possam justificar a alteração de cor na solução. Com relação à primeira questão, podemos afirmar podemos afirmar que não acontece nenhuma reação imediata entre o BC e o AO.

- C) Trabalho apresentado no XXVI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, em 2009 – Belém – PA.



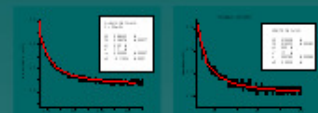
MEDIDAS DA DIFUSIVIDADE TÉRMICA DE ÓLEOS VEGETAIS ATRAVÉS DA TÉCNICA DE LENTE TÉRMICA

Autores:
 Emerson J. Alencar, Rubens Silva, M. A. C. Araújo, P. C. de Oliveira
 Laboratório de Óptica Não-Linear
 Departamento de Física, UFPA


INTRODUÇÃO

Os óleos vegetais, tais como Azeite de Oliva, Castanha do Brasil, Óleo de Palma, entre outros, são constituídos em grande percentual de Ácido Oleico. Tal substância atinge na maioria das vezes 86% de sua predominância, e certamente esse alto índice

APARATO EXPERIMENTAL



D) Trabalho apresentado no XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, em 2008 – Águas de Lindóia – SP.



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA

ESTUDO DA FORMAÇÃO DE DÍMEROS NAS SOLUÇÕES DE ÁCIDO OLÉICO DILUÍDO COM BETA-CAROTENO

Autores:
 UFPB: *Rubens Silva, Paulo Cesar de Oliveira*
 UFPA: *Petrus Alcântara, Jordan Del Nero, Sanclayton G. C. Moreira*
 E-mail: rubsilva@ufpa.br

INTRODUÇÃO: O ácido oléico (AO) é um ácido graxo freqüente em muitos óleos vegetais, chegando à proporção de 86% de predominância na substância. O alto percentual de AO, encontrada numa

RESULTADOS E CONCLUSÕES: A partir dos espectros de absorção e luminescência (**Figura 2**), verificamos que a banda referente ao beta-caroteno é proporcional à sua concentração na

E) Trabalho apresentado no XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, em 2009 – Águas de Lindóia – SP.

Thermal Lens Spectrometry applied to the study of dilute solutions of dyes in oleic acid.



Rubens Silva, T. M. Cordeiro, M. A. C. de Araújo, Emerson de Lima and P. C. de Oliveira

Laboratório de Óptica Não-Linear, Departamento de Física, Universidade Federal da Paraíba,
Campus Caixa Postal 5008 - 58051-970, João Pessoa - PB - Brasil

XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada
Águas de Lindóia - 11 a 15 de maio de 2009

Introduction

The thermal lens spectrometry is a high sensitive technique that is used to measure optical and thermal properties of various materials, analyzing the thermal diffusivity (D), the thermal conductivity (k), the fluorescence quantum efficiency (η) and variation of the refraction index in relation to temperature (dn/dT). In this work, we have used the counter-propagating misaligned dual-beam configuration to determine the thermal and optical properties of laser dyes of the rhodamine family (rhodamine B and rhodamine 6G) in oleic acid solutions, varying their molar concentration. In the experiments the solutions are subjected to an modulation $\Delta\omega$ laser operating at a wavelength of 488 nm in continuous mode, temporally modulated to produce square pulses with periods of 500 ns to 1.5 μ s, and a HeNe probe laser with wavelength of 632.8 nm, whose purpose is to monitor the formation of the thermal lens (TL) in the sample. Analyzing the response time of the formation of the TL, which is characteristic of such material, we obtained the thermal diffusivity (D) of our samples. The importance of studying this system is linked to the fact that oleic acid is a fatty acid found in high percentage in most vegetable oils and is therefore interesting to

Experimental Results

The **Figure 4** represents the diagram of the TL signal, depending on the characteristic time (t) of their raising to the solutions of RhB/R6G and diluted in AO. The **Figure 5** shows the thermal diffusivity (D) as a function of concentration of RhB + AO. Note that the greater the concentration is lower thermal diffusivity it tells us that some cations may be used as a means of heat transfer to liquid.



TABELA DE VALORES		
D = 1.2E-07 (m²/s)		
Ap. wavelength - probe	632.8 nm	1.00
Ap. focal length - probe	100 mm	1.00
Ap. focal length - pump	1.00 m	1.00

F) Trabalho apresentado no XXXI Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, em 2010 – Águas de Lindóia – SP.



Thermal Lens Spectroscopy in Transparent Liquids

Rubens Silva, Gustavo de M.P. da Costa, M. A. C. Araújo, P. C. de Oliveira

Laboratório de Óptica Não-Linear, Departamento de Física, UFPB

XXXI ENFIMAC 2010
Águas de Lindóia
São Paulo - Brasil



INTRODUCTION

Studies of thermo-optical properties of transparent materials has attracted the attention of the scientific community, since these materials are characterized by low absorption of energy when subjected to a light wave. For these cases the application of the Thermal Lens (TL) technique, is possible only if some sort of dye are diluted in these materials, thus forming a compound of low concentration, so that the





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](#)