

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS

PEDRO STEFANO VERONESE

Calibração de Termografia de Fluidos por Fluorescência Induzida a
Laser com Aplicação em Galeria de Aquecimento de Combustível
para Injeção em Motores a Combustão Interna.

São Carlos,
2025

PEDRO STEFANO VERONESE

Calibração de Termografia de Fluidos por Fluorescência Induzida a Laser com Aplicação em Galeria de Aquecimento de Combustível para Injeção em Motores a Combustão Interna.

Trabalho de conclusão de curso apresentado ao Curso de Engenharia Mecânica, da Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Engenheiro Mecânico.

Orientador: Prof. Dr. Arthur Vieira da Silva Oliveira

Versão Final

São Carlos
2025

AUTORIZO A REPRODUÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO,
POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS
DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Prof. Dr. Sérgio Rodrigues Fontes da
EESC/USP com os dados inseridos pelo(a) autor(a).

V549c Veronese, Pedro Stefano
Calibração de Termografia de Fluidos por
Fluorescência Induzida a Laser com Aplicação em Galeria
de Aquecimento de Combustível para Injeção em Motores a
Combustão Interna. / Pedro Stefano Veronese;
orientador Arthur Vieira da Silva Oliveira. São Carlos,
2025.

Monografia (Graduação em Engenharia Mecânica) --
Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de
São Paulo, 2025.

1. Termografia. 2. Fluorescência. 3. Spray. 4.
Motor. I. Título.

FOLHA DE AVALIAÇÃO

Candidato: Pedro Stefano Veronese - 11917160


Título: Calibração de Termografia de Fluidos por Fluorescência Induzida a Laser com Aplicação em Galeria de Aquecimento de Combustível para Injeção em Motores a Combustão Interna.

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à
Escola de Engenharia de São Carlos da
Universidade de São Paulo
Curso de Engenharia Mecânica.

BANCA EXAMINADORA

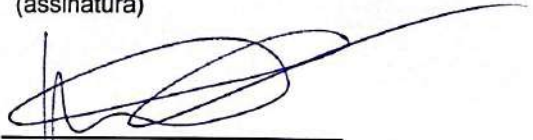
Prof. Dr. Arthur Vieira da Silva Oliveira
(Orientador)

Nota atribuída: 10 (dez)


(assinatura)

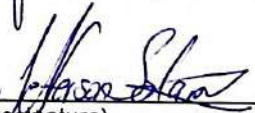
Prof. Dr. Gherhardt Ribatski

Nota atribuída: 10 (dez)


(assinatura)

Doutorando Jefferson David Salamanca Cárdenas

Nota atribuída: 10 (dez)



(assinatura)

Média: 10 (dez)

Resultado: Aprovado

Data: 14/07/2025.

Este trabalho tem condições de ser hospedado no Portal Digital da Biblioteca da EESC

SIM ☒ NÃO ☐ Visto do orientador 

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus pais, Rosangela e Paulo, por serem os gigantes cujos ombros pude subir para enxergar longe. Por todos os incentivos. Pela presença constante durante toda minha vida. Pela disposição infindável para apoiar e ajudar. Pela garantia de um porto seguro em momentos de mar turbulento. Pelo amor incondicional depositado em mim. Por me darem liberdade para voar, mas não sem saber que sempre haverá um lar para onde eu sempre poderei voltar. Por garantirem que sempre haverá um caminho sem pedra, por onde eu possa retornar.

Aos meus irmãos, Letícia e Caio, por todo apoio. Por pavimentarem o caminho. Por serem meus companheiros. Por todos os momentos felizes. Vocês me inspiram.

Às amigadas, por caminharem lado a lado comigo durante cada desafio dessa jornada. Por proporcionarem os tantos momentos inesquecíveis. Por me motivarem. Por compartilhar os momentos de desespero. Vocês fizeram a caminhada menos árdua.

Ao meu professor orientador, Prof. Dr. Arthur Oliveira. Por ser, muitas vezes, um orientador para muito além das linhas da pesquisa, mas também não faltar dentro delas – por sobrar dentro delas. Pelas conversas, pelo apoio, pela confiança no meu trabalho e na minha capacidade.

À todo o grupo de pesquisa GOTAS (Group of Optical Techniques Applications in Sprays) e também aos técnicos do laboratório, por criarem um ambiente de trabalho seguro, confortável e profissional, que já fornece e continuará fornecendo pesquisas de alto nível.

À Universidade de São Paulo, à Escola de Engenharia de São Carlos, e à todo seu corpo técnico, pelo esforço e dedicação na arte da licenciatura. Pela busca constante por excelência, refletindo em destaque internacional. Por fornecerem o mais alto grau de conhecimento técnico e também social. Por fornecerem um ambiente acolhedor e inspirador.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo financiamento da bolsa de Iniciação Científica (processo 2022/16400-7), através do qual foram obtidos muitos dos dados e resultados que permitiram o desenvolvimento do presente trabalho.

Este trabalho foi feito de perguntas mais do que de respostas — e é assim que pretendo seguir.

RESUMO

Veronese, P. S. **Calibração de Termografia de Fluidos por Fluorescência Induzida a Laser com Aplicação em Galeria de Aquecimento de Combustível para Injeção em Motores a Combustão Interna**. 2025. 84p. Monografia (Trabalho de Conclusão de Curso) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2025.

O uso da fluorescência induzida por laser (LIF, do inglês Laser-Induced Fluorescence) para a medição de grandezas termodinâmicas em fluidos representa um avanço relevante nas técnicas experimentais em engenharia térmica. Aplicações que vão desde o estudo da transferência de calor provocada pelo impacto de gotas em superfícies quentes até a análise da distribuição de combustível em câmaras de combustão de motores evidenciam sua utilidade. Em comparação com métodos tradicionais de medição de temperatura, como termopares, sensores termorresistivos, sensores bimetálicos e termografia infravermelha, a LIF se destaca por permitir medições pontuais, volumétricas ou espaciais de forma minimamente intrusiva e com alta resolução temporal. Essa capacidade é particularmente útil em casos como escoamentos em reatores e configurações com difícil acesso físico, como sprays. Com isso em vista, o presente trabalho desenvolveu o processo de estudo e calibração da técnica para aplicações em termografia, bem como análises relacionadas à qualidade da técnica aplicada. Dessa etapa, foi possível obter, além da técnica totalmente disponível para aplicações, parâmetros que traduzem a qualidade da medição. Finalmente, utilizou-se a técnica para a termografia do spray de injeção de combustível (no entanto, substituindo o fluido por água) previamente aquecido, com aplicação em sistemas de aquecimento prévio de combustível para partidas a frio. A partir do experimento, foi possível obter a curva de temperatura do spray, em comparação à temperatura dentro da galeria de combustível, além da distribuição de temperatura no interior do spray. Com esses resultados, foi possível compreender como a temperatura do spray varia ao longo do tempo após o aquecimento, identificar riscos e propor melhorias. Por fim, também foi desenvolvido um modelo físico para estimativa da temperatura do spray, visando aplicações em que a termografia do mesmo não é viável, como no mapeamento de injeção do motor.

Palavras-chave: Termografia, Fluorescência, Spray, Motor.

ABSTRACT

Veronese, P. S. **Calibration of Fluid Thermography by Laser-Induced Fluorescence with Application in Fuel Heating Rails for Injection in Internal Combustion Engines**. 2025. 86p. Bachelor's Thesis (Course Conclusion Paper) – São Carlos School of Engineering, University of São Paulo, São Carlos, 2025.

The use of Laser-Induced Fluorescence (LIF) for measuring thermodynamic properties in fluids represents a significant advancement in experimental techniques within thermal engineering. Applications ranging from the study of heat transfer caused by droplet impact on heated surfaces to the analysis of fuel distribution in engine combustion chambers highlight its practical utility. Compared to traditional temperature measurement methods—such as thermocouples, resistance temperature detectors (RTDs), bimetallic sensors, and infrared thermography—LIF stands out for enabling pointwise, volumetric, or spatial measurements in a minimally intrusive manner, with high temporal resolution. This capability is particularly valuable in complex flow scenarios and physically inaccessible configurations, such as sprays and nuclear reactors. In light of this, the present work developed the experimental methodology and calibration process of the technique for thermographic applications, along with analyses related to the measurement quality. As a result, not only was the technique fully prepared for application, but quality parameters associated with the measurement process were also established. Subsequently, the technique was applied to the thermographic study of a fuel injection spray—replacing the fuel with water—after preheating, with relevance to fuel preheating systems used for cold starts. From the experiment, it was possible to obtain the temperature profile of the spray over time in comparison to the temperature within the fuel rail, as well as the internal temperature distribution across the spray. These results allowed for a better understanding of how spray temperature evolves after heating, identification of potential risks, and the proposal of improvements. Finally, a physical model was developed for estimating spray temperature in scenarios where thermographic measurements are not feasible, such as in engine injection mapping.

Keywords: Thermography, Fluorescence, Spray, Engine.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Diagrama de dois estados energéticos de uma molécula.	23
Figura 2 – Diagrama Energético de Di-Iodo.	25
Figura 3 – Espectros da Sulforodamina 101.	27
Figura 4 – Princípio de Franck-Condon em diagrama Energia-Distancia internucleica. .	28
Figura 5 – Diagrama de Pierre-Jablonski.	29
Figura 6 – curva de saturação de corantes típicos.	32
Figura 7 – Arranjo óptico esquemático típico usado em LIF.	34
Figura 8 – Representação esquemática da atenuação do laser.	35
Figura 9 – sensibilidade de a) Fluoresceína em pH 5.6; b)Sulforodamina 640; c)Kiton Red; d)Rhodamina B; à temperatura em função do comprimento de onda de emissão. sensibilidade apresenta unidade de $\%/^{\circ}\text{C}$	37
Figura 10 – Exemplo de arranjo óptico para medição de duas cores.	40
Figura 11 – comparação de medições com 1 (esquerda) e 2 (direita) corantes. Neles, a) e b) representa medições de cada uma das bandas. Para 1 corante, c) é a medição instantânea e d) é media de uma certa quantia de medições. Para dois corantes, c) é a medição instantânea e d) é a incerteza.	41
Figura 12 – Campo de temperaturas instantâneo por PLIF 2C com traçador cetona. . . .	44
Figura 13 – a) Medição instantânea da temperatura de chama por PLIF b) comparação entre as medições feitas por PLIF-OH e CARS.	44
Figura 14 – Espectro de emissão de Sulforhodamina 101 e Fluoresceína Dissódica, excitadas por laser pulsado de alta potência.	45
Figura 15 – Arranjo experimental de imageamento durante experimento.	48
Figura 16 – Photron NOVA S6 acoplada ao CAIRN Optosplit II e Lente Tokina 100mm f2.8 Macro.	48
Figura 17 – Exemplo de frame cru obtido da câmera rápida, com duas imagens "idênticas". No caso, se trata-se da imagem de calibração de píxel referido ao teste transiente.	49
Figura 18 – Placa de calibração de píxel para sobreposição de imagens.	49
Figura 19 – Porta-cubetas.	50
Figura 20 – Diagrama de blocos do tratamento de sobreposição de píxel.	51
Figura 21 – Imagem da segunda calibração de píxel. Da esquerda para direita: frame obtido através do divisor óptico; sobreposição das imagens antes do tratamento; sobreposição das imagens após o tratamento; zoom da imagem após o tratamento: erro em torno de dois píxels. Nas imagens de sobreposição, os píxels roxos e verdes representam as inconsistências entre os píxels das duas figuras sobrepostas.	52
Figura 22 – Zoom no detalhe do erro de sobreposição para segunda calibração de píxel. .	52
Figura 23 – Frame de um vídeo da calibração, $T = 24.9^{\circ}\text{C}$	53

Figura 24 – Diagrama de blocos do cálculo do mapa de sensibilidade.	54
Figura 25 – (a) Mapa de sensibilidade completo. (b) Exemplo de imagem crua, $T = 72,8$ °C.	55
Figura 26 – Posicionamento do recorte utilizado para o tratamento de dados	56
Figura 27 – Diagrama de blocos do tratamento de incerteza.	57
Figura 28 – Incerteza relativa de R_{12} em função da temperatura.	57
Figura 29 – Incerteza da temperatura para cada medição.	58
Figura 30 – Incerteza média da temperatura comparada com o sinal médio da fluorescência para cada coluna, da esquerda para a direita.	59
Figura 31 – Temperatura média por frame para $T = 31,0$ °C.	60
Figura 32 – Diagrama de blocos do código de tratamento de vídeo transiente.	61
Figura 33 – Imageamento por LIF de uma cubeta aquecida por baixo ao longo do tempo.	63
Figura 34 – Posicionamento dos pontos de análise.	64
Figura 35 – (a) Evolução da temperatura de cada um dos pontos ao longo de todo o experimento. (b) Ajuste polinomial em 2 dos 9 pontos.	64
Figura 36 – Histograma dos resíduos dos 9 pontos juntos. Intervalo de confiança de 2σ e 3σ em vermelho e verde, respectivamente.	64
Figura 37 – Galeria de combustível utilizada no experimento. Termopares enumerados de 1 a 4.	65
Figura 38 – Posicionamento do laser e lente côncava no arranjo.	66
Figura 39 – Bancada completa para termografia de spray.	66
Figura 40 – Diagrama do tratamento de dados aplicado à termografia de spray.	69
Figura 41 – Campo de temperaturas do spray após 30 segundos de aquecimento em: (a) início da injeção; (b) mistura de fluido frio remanescente e fluido aquecido; (c) injeção de fluido majoritariamente aquecido; (d) aproximação do regime permanente na temperatura do spray. Testes realizados com água como fluido de testes.	71
Figura 42 – Zoom na saída do injetor em (a) fase 3 e (b) fase 4. Testes realizados com água como fluido de testes.	72
Figura 43 – Comparação entre temperatura no termopar 4, $T_{Termopar}$ (entrada do injetor) e temperatura do spray (T_{PLIF}). De (a) a (e), são os testes de 1 a 5, respectivamente, com informações de aquecimento conforme Tab. 1. Testes realizados com água como fluido de testes.	73
Figura 44 – Comportamento dos termopares ao longo do experimento. em $t = 1$, início do aquecimento; $t = 2$, fim do aquecimento; $t = 3$, início da injeção. Testes realizados com água como fluido de testes.	74
Figura 45 – Comparação entre temperatura de spray medida através de PLIF e a partir de modelo. De (a) a (e), testes de 1 a 5, respectivamente. Testes realizados com água como fluido de testes.	77

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Energia elétrica total empregada em cada tempo de aquecimento.	67
Tabela 2 – Valores medidos e calculados para desenvolvimento de modelo físico. . . .	75
Tabela 3 – Comparação do impacto de Reynolds entre correlações.	76

LISTA DE SÍMBOLOS

A_{21}	Coeficiente de transição energética por emissão espontânea [s^{-1}]
B_{21}	Coeficiente de Einstein para emissão estimulada - [s^{-1}]
b_{12}	Razão de moléculas sofrendo absorção de energia – [s^{-1}]
b_{21}	Razão de moléculas sofrendo emissão estimulada – [s^{-1}]
C	Fator de conversão do coeficiente de Einstein - [W/m^2]
C	Concentração molar de corante - [C]
c_p	Capacidade térmica a pressão constante - [J/K]
d	Diâmetro interno do bico injetor - [mm]
E_i	Energia do estado molecular i - [eV]
f	Função de Boltzmann - [-]
$g_{0,\lambda}$	Taxa de variação de <i>quantum yield</i> em função da variação da temperatura - [-]
h	Coeficiente de transferência de calor por convecção - [W/m^2K]
H	Eficiência do arranjo óptico - [dB]
I_λ	Intensidade do laser - [W/m^2]
I_f	Intensidade de fluorescência - [J]
I_{sat}	Intensidade de saturação do corante - [W/m^2]
i	Corrente elétrica - [A]
K_{opt}	Constante óptica do sistema - [$sr \cdot dB$]
k	Condutividade térmica - [$W/m \cdot K$]
k_λ	Coeficiente de absorção molar - [$L \cdot mol^{-1} \cdot m^{-1}$]
l	Comprimento do bico injetor - [mm]
\dot{m}	Vazão mássica - [kg/s]
N_i	Densidade de moléculas em dado estado energético i [-]
Nu	Número de Nusselt - [-]

P	Pressão - [Pa]
P_{ot}	Potência elétrica - [W]
Pr	Número de Prandtl - [-]
Q_{21}	Coeficiente de transição energética por <i>quenching</i> [s^{-1}]
R_{12}	Razão de sinal de fluorescência entre duas bandas espectrais - [-]
R_{120}	Razão de sinal de fluorescência entre duas bandas espectrais em medição de referência - [-]
R_{λ}	Razão entre sinal de fluorescência de medição e de referência - [-]
Re	Número de Reynolds - [-]
S	Estado eletrônico da molécula - [-]
s	Sensibilidade do corante à temperatura - [%/°C]
t	Tempo [s]
T_0	Temperatura de referência - [K]
T_1	Temperatura de medição - [K]
$T_{entrada}$	Temperatura de entrada do bico injetor - [K]
T_{parede}	Temperatura na parede interna do bico injetor - [K]
T_{sada}	Temperatura na saída do bico injetor - [K]
$T_{termopar}$	Temperatura medida pelo termopar 4 - [°C]
$T_{termopar,i}$	Temperatura medida pelo termopar i - [°C]
T_{PLIF}	Temperatura de spray medida por PLIF - [°C]
U	Diferença de potencial elétrico - [V]
V	Volume de coleta - [m^3]
W	Densidade de energia espectral - [$W/m^3 Hz$]
X	Fração molar - [-]
α	Coeficiente de absorção térmica - [unidade não especificada]
β	Deformação dos espectros de absorção e emissão de uma molécula - [nm]

δ	Incerteza de medição - [-]
ϵ	Coeficiente de extinção molar - [$L \cdot mol^{-1} \cdot m^{-1}$]
η	Eficiência de transmissão óptica - [dB]
ν	Estado vibracional da molécula - [-]
ϕ	<i>Quantum yield</i> - [-]
σ	Desvio padrão - [-]
τ	Tempo de vida característico [s^{-1}]
Ω	Ângulo sólido de coleta - [sr]
\hbar	Constante de Planck reduzida - [$J \cdot s$]

Subscritos

λ	Comprimento de onda - [nm]
sat	Saturação - [-]
e	Elétron - [-]

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	23
2.1	Fundamentos da Fluorescência	23
2.1.1	O Fenômeno	23
2.1.2	Modelagem Matemática	26
2.1.3	Deslocamento de Emissão	27
2.1.4	Diagrama de Pierre-Jablonski	29
2.1.4.1	Intensidade de Fluorescência	30
2.2	Método de medição por fluorescência induzida por laser (LIF - Laser-Induced Fluorescence)	31
2.2.1	Do Laser	31
2.2.2	Do Arranjo	33
2.2.3	Sensibilidade	36
2.2.4	Abordagem Raciométrica	37
2.3	Uso da LIF para Termografia de fluidos	39
2.3.1	Forma de Medição : xc/yd	39
2.3.2	Termografia de gases	40
2.3.3	Termografia de líquidos	42
2.3.4	Termografia de fluidos reativos	43
3	TERMOMETRIA POR FLUORESCÊNCIA INDUZIDA A LASER: RESULTADOS PRÉVIOS	45
4	PLIF: CALIBRAÇÃO E VALIDAÇÃO DA TÉCNICA DE TERMOGRAFIA DE FLUIDOS POR FLUORESCÊNCIA INDUZIDA POR LASER	47
4.1	Materiais e Métodos	47
4.1.1	Aparato Experimental	47
4.1.2	Calibração de Píxel	50
4.1.2.1	Protocolo Experimental	50
4.1.2.2	Tratamento de dados	50
4.1.3	Calibração de Sensibilidade- Confirmação do Método	52
4.1.3.1	Protocolo Experimental	53
4.1.3.2	Tratamento de dados	53
4.1.4	Termografia – Validação da Técnica	60
4.1.4.1	Protocolo Experimental	60
4.1.4.2	Tratamento de dados	61

4.2	Resultados	62
5	TERMOGRAFIA DE SPRAY APLICADA À SISTEMA DE AQUE- CIMENTO DE COMBUSTÍVEL PARA MOTORES A COMBUSTÃO INTERNA	65
5.1	Materiais e Métodos	65
5.1.1	Aparato Experimental	65
5.1.2	Protocolo Experimental	66
5.1.3	Tratamento de Dados	67
5.2	Limitações	68
5.3	Resultados	69
6	CONCLUSÃO	79
	BIBLIOGRAFIA	81

1 INTRODUÇÃO

Engenharia, enquanto campo da ciência aplicada, se traduz, em grande parte, ao estudo e utilização de energia, em suas mais variadas formas (potenciais, cinética, elétrica, química), manipulando-as em prol de um objetivo específico. Dentre as diversas manifestações dessa prática, destaca-se o papel das máquinas térmicas, dispositivos capazes de converter energia térmica em trabalho mecânico, sendo fundamentais para o funcionamento de sistemas industriais, veículos automotores, geração de energia elétrica e inúmeros processos produtivos. Dessa forma, o entendimento dos fenômenos termodinâmicos é fundamental para a utilização dessas máquinas. Na termodinâmica, em particular, a temperatura desempenha um papel central nas análises, sendo uma das variáveis termodinâmicas fundamentais, influenciando diretamente os demais parâmetros e sistemas. Assim, a medição de temperatura se torna um item crucial para a engenharia térmica.

Medir temperatura de fluidos não é trivial, entretanto. Termopares, termoresistores, sensores bimetálicos, termografia infravermelha, dispositivos de expansão de líquidos e dispositivos de alteração de estado apresentam limitações, como medições pontuais, tempo de resposta alto, ineficácia para alguns tipos de fluido ou, ainda, intrusão no fenômeno, como é o caso dos termopares (OLIVEIRA; AVRIT; GRADECK, 2022), que fornecem apenas medições pontuais, com tempo de resposta relativamente alto e, ainda, podem ser intrusivos a depender do fenômeno, como em escoamentos em reatores nucleares (OLIVEIRA et al., 2020). Nesse cenário, emerge a fluorescência induzida por laser (LIF, na sigla em inglês – *Laser-Induced Fluorescence* – ou ainda, PLIF – *Planar Laser-Induced Fluorescence* –, quando utilizada para medir campos de temperatura): uma técnica capaz de fornecer medições médias de um volume (LABERGUE J.-D. PENA-CARILLO, 2017) ou sua distribuição espacial (CASTANET et al., 2020a), de maneira não ou minimamente intrusiva (a depender do traçador), num intervalo de tempo tão rápido quanto uma câmera possa capturar e um laser possa pulsar, visto que o tempo de resposta do fenômeno é da ordem de 10^{-12} s (LEMOINE; GRISCH, 2013).

Medir temperaturas através da LIF é muito menos trivial, todavia. A complexidade da técnica surge devido aos variados mecanismos quânticos envolvidos no fenômeno físico, bem como na captação de seu sinal. O fenômeno depende de variáveis difíceis de quantificar, que variam de arranjo para arranjo, mesmo utilizando os mesmos equipamentos. Os próprios equipamentos podem ser complexos, como lasers, que podem ser pulsados ou contínuos, com diferentes irradiâncias e distribuições de energia em sua seção transversal, utilizados em forma de feixe linear ou planar. Os traçadores, que podem ser corantes, cada um com seu comportamento característico ou ainda, traçadores naturalmente presentes no meio, como no caso de combustíveis aeronáuticos (LEMOINE; GRISCH, 2013). Tendo isso em vista, a literatura demonstra que utilizar LIF demanda uma calibração prévia dos traçadores utilizados na bancada experimental, isto é, precisa ser feita *in loco*. Entretanto, uma vez calibrada, a técnica permite elevar os estudos térmicos para outro patamar, fornecendo informações poderosas sobre o fenômeno pesquisado.

Neste contexto, surge o presente trabalho: calibrar a técnica para utilização em pesquisas de engenharia. Ainda, para além da calibração da técnica para o laboratório, o trabalho também busca utilizar a técnica para compreender o comportamento térmico de combustíveis quando são sujeitos a aquecimento prévio para partida a frio em motores de combustão interna. Partida a frio foi, no passado, um grande problema para os motores a combustão interna. Enquanto este problema se agrava em países de clima mais frio, no Brasil ele ocorre devido ao uso do etanol como combustível – uma substância química que tem ponto de fulgor consideravelmente maior que o diesel ou a gasolina para iniciar a combustão. Assim, a indústria automobilística desenvolveu sistemas de pré-aquecimento de combustível para partida a frio, que, em uma análise mais simplista, se reduz à adição de uma galeria entre a linha de combustível e os injetores, onde há resistências elétricas que são ativadas momentos antes da injeção, visando aquecer o fluido para facilitar a combustão na partida. Entretanto, não há, em nosso conhecimento, medições confiáveis da temperatura do combustível pré-aquecido após a injeção. Assim, o trabalho visa compreender o comportamento térmico do combustível no spray – parâmetro inviável de se obter durante a operação do motor – em comparação à temperatura observada dentro da galeria aquecedora, de modo a contribuir com a otimização destes sistemas.

Destaca-se, todavia, que, para além da análise térmica do spray na partida a frio, o trabalho visa desenvolver uma técnica de termografia capaz de fornecer não apenas temperatura de spray, mas sim a termografia de fluidos. A consolidação dessa metodologia fornece ao laboratório uma ferramenta robusta, que amplia suas possibilidades de estudo e viabiliza análises térmicas mais precisas em sistemas complexos.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

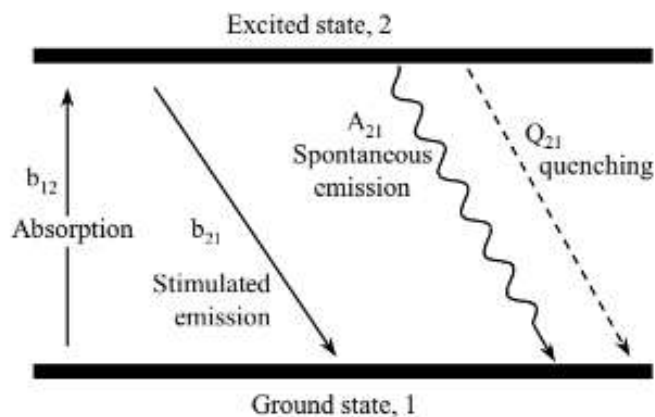
2.1 Fundamentos da Fluorescência

2.1.1 O Fenômeno

O fenômeno de fluorescência está presente na natureza, por vezes em forma de quimiofluorescência, como em vaga-lumes, corais, fungos e plantas. O mesmo mecanismo que rege o fenômeno na natureza, também o faz na termografia. Por isso, é fundamental a compreensão da física do fenômeno para que possamos aplicá-lo de maneira correta - e ciente de suas limitações - na engenharia.

Algumas moléculas específicas da natureza (ou produzidas artificialmente) podem sofrer a ação do fenômeno de fluorescência, que pode ser explicada pelo seguinte diagrama de dois estados quânticos, representado na Fig. 1:

Figura 1 – Diagrama de dois estados energéticos de uma molécula.



Fonte: Imagem adaptada de Chaze et al. (2016)

Supõe-se uma molécula inicialmente no estado energético 1, relaxado. Após receber energia, ela entra em um estado mais energético (estado 2), chamado de estado excitado. Por natureza, átomos e moléculas tendem a buscar o estado menos energético e, para isso, precisam liberar energia. Neste caso há mais de uma maneira disso acontecer: emissão estimulada, espontânea e *quenching*. Ao fenômeno de emissão espontânea de um fóton por parte da molécula para retornar ao estado relaxado, é dado o nome de fluorescência.

Há ainda uma variação da fluorescência conhecida como quimiofluorescência ou quimioluminescência. Este se diferencia da fluorescência na origem da energia de excitação da molécula: ao passo que na fluorescência a origem da energia de excitação advém da absorção de energia de outra fonte de luz (como lasers), no fenômeno de quimioluminescência a energia advém de uma reação química. Nesse caso, as moléculas luminescentes absorvem energia liberada na reação – o que as leva para o estado excitado – e depois a emite na forma de luz para retornarem ao estado relaxado. Em seres vivos, a quimioluminescência é chamada de bioluminescência.

No caso da fluorescência, a absorção dessa energia ocorre na relação entre o fóton excitante e a molécula: ao se chocar com a molécula, o fóton é absorvido por ela, energizando-a e, conseqüentemente, elevando-a para o estado excitado.

Diferentemente da fluorescência, a emissão estimulada precisa de uma energia adicional já no estado excitado para liberar energia. Neste caso, a indução à emissão é causada por um *fóton ressonante* (CHAZE et al., 2016), isto é, estar em fase com primeiro fóton que excitou a molécula, assim como possuir a mesma direção de propagação e energia. A razão de moléculas passando por esse fenômeno, b_{21} , depende de outras variáveis e pode ser escrito da seguinte forma (CHAZE et al., 2016) :

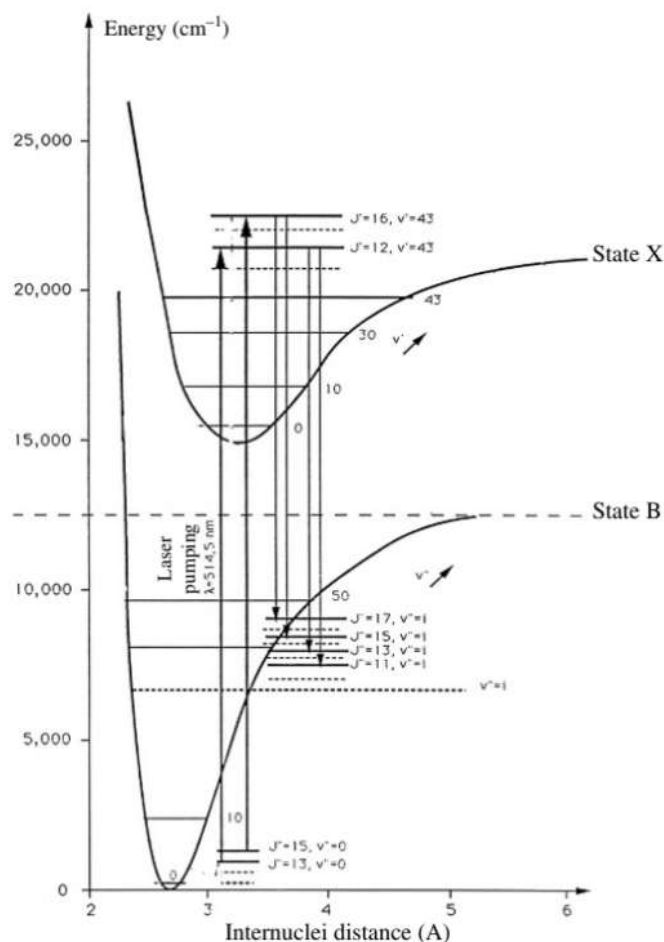
$$b_{21} = \frac{B_{21}I_{\lambda}}{C_{\lambda}} \quad (2.1)$$

onde B_{21} se refere ao coeficiente de Einstein para emissão estimulada. I_{λ} , por sua vez, se refere à intensidade do laser no comprimento de onda λ e C_{λ} , a um fator de conversão, dependente do comprimento de onda, que leva as mesmas unidades de I_{λ} . Note que a razão de moléculas que estão sofrendo emissão estimulada (ou absorvendo fótons) entre todas as moléculas que estão trocando de estado depende diretamente da intensidade do laser.

Outro mecanismo sofrido por moléculas excitadas para liberar energia voltar ao equilíbrio, no estado relaxado, é através da troca de energia com moléculas vizinhas. Uma vez mais energizada, a molécula passa a vibrar mais e em dado momento, parte dessa energia pode ser passada para a molécula vizinha por meio da vibração. A este fenômeno, é dado o nome de *quenching*.

Na prática, observou-se que os estados energéticos de uma molécula não são tão simples. É sabido que em cada estado, há vários **subestados** de mais ou menos energia, e os fenômenos de troca de energia não necessariamente causam mudança de estado energético: a depender do fenômeno e também de outras características da molécula e do meio, podem causar mudança de subestados dentro de um mesmo estado (LEMOINE; GRISCH, 2013). O diagrama de energia da Fig. 2, do di-iodo (I_2), ilustra a relação de estados e subestados energéticos de uma molécula.

Figura 2 – Diagrama Energético de Di-Iodo.



Fonte: Imagem adaptada de Lemoine e Grisch (2013)

nela, são representados dois estados (curvas X e B) e em cada um desses estados, as respectivas linhas horizontais representam os subestados. As setas verticais apontadas para cima representam a transição interestado da molécula após ser energizada por um fóton (através de lasers). Já as apontadas para baixo, representam o retorno da molécula para o estado menos energético B. A absorção da energia do fóton, por sua vez, ocorre da mesma forma que a apresentada para emissão estimulada supracitada, também dependente do *fóton ressonante*. Este, ainda, apresenta relação com outra característica do corante: o *quantum yield* (rendimento quântico, ϕ), que aqui será abreviado para QY. Esse coeficiente é definido como a razão de fótons emitidos pela molécula por fótons absorvidos pela mesma (LEMOINE; GRISCH, 2013). Para o fóton ser absorvido pela molécula, é necessário que ele atinja a molécula em uma angulação específica e esteja em fase com a molécula (ressonância). Caso contrário, o fóton não será absorvido. Na LIF, o rendimento é utilizado como razão da energia do laser que vai ser absorvida pelo corante e depois emitida em fluorescência. Ele também possui dependência de outros fatores e pode variar para um mesmo corante (CHAZE et al., 2016).

A distância internuclear (abscissa da Fig. 2), é influenciada pela energia rotacional da

molécula. A energia total de uma molécula é composta pela energia vibracional, rotacional e eletrônica (referente aos elétrons: orbital e spin) (LEMOINE; GRISCH, 2013). Quanto maior a energia rotacional (e consequentemente o momento angular) de uma molécula, buscando equilíbrio estável, a distância internucleica acaba por aumentar. Consequentemente, é causado um aumento do momento de inércia do corpo. O aumento da distância internucleica influencia diretamente na energia e nos subestados de cada estado, como exibido na Fig. 2 (note a diferença em x para os equilíbrios estáveis de cada um dos estados). Por fim, as energias rotacionais e vibracionais dependem de seus referidos números quânticos (LEMOINE; GRISCH, 2013).

2.1.2 Modelagem Matemática

A depopulação de um estado pode ser equacionada da seguinte forma (CHAZE et al., 2016):

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = N_1 b_{12} - N_2(b_{21} + A_{21} + Q_{21}) \quad (2.2)$$

onde N_i se refere à densidade de moléculas no estado i , e A_{21} e Q_{21} se referem à taxa de transição de moléculas de um estado para outro da Fig. 1, através de emissão espontânea e *quenching*, respectivamente. Por fim, b_{12} se refere à razão de moléculas excitadas por absorção de energia. Ainda é possível escrever (CHAZE et al., 2016):

$$b_{12} + b_{21} + A_{21} + Q_{21} = \frac{1}{\tau} \quad (2.3)$$

onde τ é o tempo de vida ou tempo característico. Também é possível escrever a depopulação do estado relaxado, causado pela absorção utilizando o conceito de densidade de energia espectral (W) (LEMOINE; GRISCH, 2013), ou apenas densidade espectral, que nos fornece a energia carregada pela onda em dado comprimento de onda. A expressão, portanto, fica:

$$\frac{dN_1}{dt} = N_1 B_{12} W \quad (2.4)$$

onde B_{12} é o coeficiente de Einstein para absorção. O equivalente pode ser escrito para a emissão espontânea (fluorescência):

$$\frac{dN_2}{dt} = N_2 B_{21} W \quad (2.5)$$

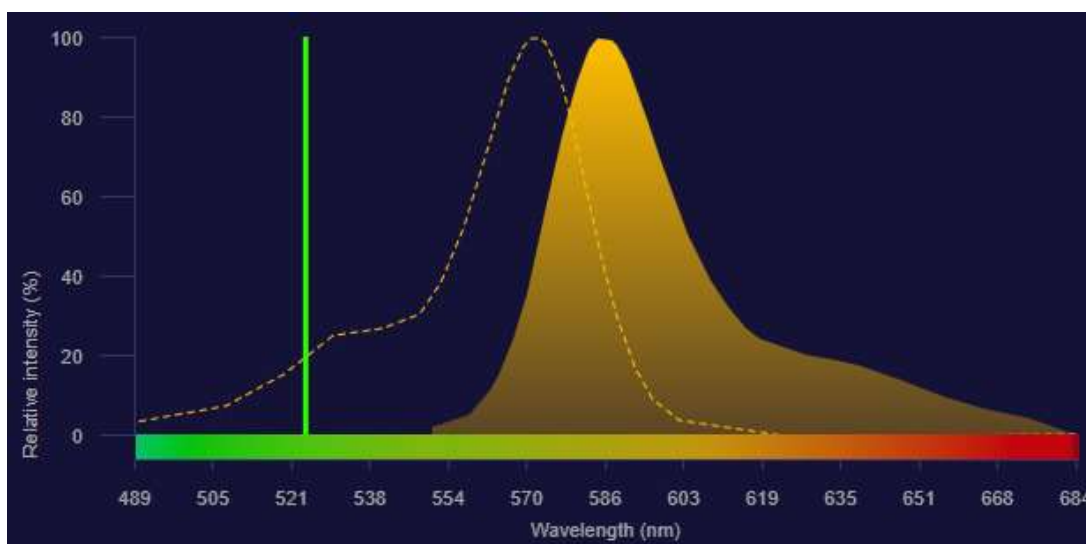
Nota-se que essa equação demonstra que a variação de moléculas saindo do estado relaxado depende diretamente da densidade de energia por comprimento de onda, isto é, a energia absorvida independentemente do comprimento de onda é emitida seguindo a distribuição de densidade energética por comprimento de onda. Isso significa que, independente do comprimento de onda do laser que transfere energia para as moléculas, o corante absorverá essa energia (a depender da densidade espectral de absorção) e devolverá em vários comprimentos de onda obedecendo à densidade espectral da molécula, desde que o comprimento de onda do laser esteja

dentro da faixa de absorção do corante. A essa distribuição é dado o nome de espectro (ou curva) de emissão de fluorescência da molécula.

2.1.3 Deslocamento de Emissão

A Fig. 3 exemplifica parte do espectro radiométrico do corante Sulforodamina 101 (Srh101). Nela, a linha pontilhada representa a curva de absorção da energia em função do comprimento de onda, enquanto a curva preenchida é a curva de emissão e a linha verde se refere ao laser 532 nm. Nesse caso, a Srh101 absorve apenas uma parte da energia do laser, no comprimento de onda do laser, mas libera essa energia em forma de fluorescência em comprimentos de onda que se iniciam pouco após os 550nm e se estendem até depois dos 700nm, porém com a grande maioria da energia sendo emitida em torno dos 600nm.

Figura 3 – Espectros da Sulforodamina 101.

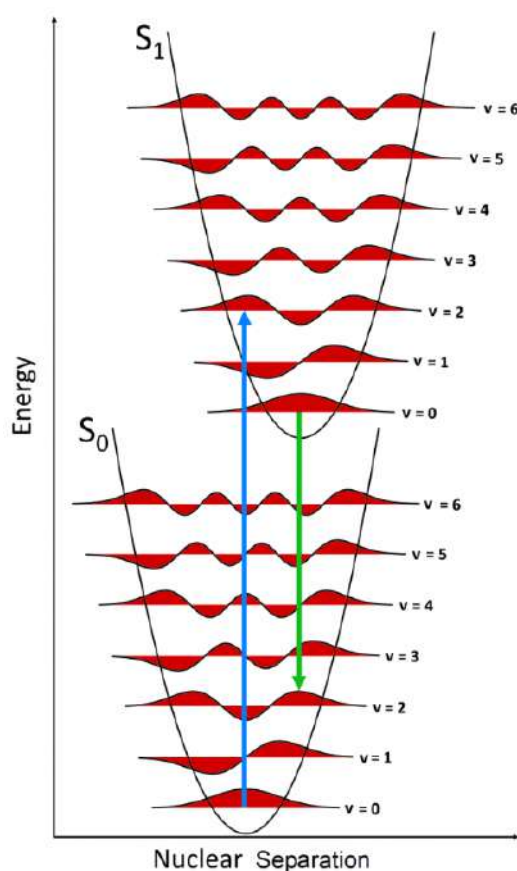


Fonte: Thermofisher. Disponível em:
[https://thermofisher.com/order/fluorescence-spectraviewer/#!/.](https://thermofisher.com/order/fluorescence-spectraviewer/#!/)
 Acesso em: 07 jun. 2025.

Esse fenômeno, que também pode ser chamado de Deslocamento de Stokes (do inglês, *Stokes shift*), acontece devido ao fato da emissão de energia no estado de fluorescência acontecer a partir de estados de vibração (ν), dentro do estado eletrônico excitado (S_1), menores que o estado em que a molécula chega após a absorção do fóton. A Fig. 4 demonstra esse fenômeno: no exemplo, a absorção do fóton leva a molécula do estado $S_{0,\nu=0}$ para o estado $S_{1,\nu=2}$, porém a fluorescência ocorre a partir de um estado menos energético ($S_{1,\nu=0}$) e retorna para um estado mais energético do modo relaxado ($S_{0,\nu=2}$). Essa diferença entre os estados de partida e final do fenômeno é explicado pelo Princípio de Franck-Condon, que esclarece como os fenômenos de troca de energia acontecem dentro dos subníveis de energia em um mesmo estado energético. Segundo o princípio, o tempo necessário para uma molécula energizada sair do estado relaxado para o energético fica em torno de 10^{-15} s, enquanto a alteração das energias vibracionais e

rotacionais da molécula (chamado de relaxamento vibracional) leva um tempo da ordem de 10^{-12} s (LEMOINE; GRISCH, 2013). Essa diferença demonstra a existência de um intervalo de tempo em que a molécula está no estado mais energético porém sem alteração das energias "geométricas". Apenas após a absorção então, ocorre a transformação dessa energia de maneira parcial para vibração da molécula, levando a mesma para um estado vibracional mais relaxado dentro do mesmo estado eletrônico (excitado) (LEMOINE; GRISCH, 2013). O comportamento de reajuste das energias em estados vibracionais é influenciado pela distância internucleica entre duas moléculas: nos estados mais energéticos, as distâncias internucleares de equilíbrio devem ser maiores, conforme discutido anteriormente. No entanto, a velocidade de afastamento e conversão em energia "geométrica" (mecânica) ocorre de maneira mais lenta em comparação com a velocidade de absorção do fóton e movimentação do elétron. Isso ocorre porque o elétron é milhares de vezes mais leve que o núcleo do átomo (EDINBOURGH INSTRUMENTS, 2021). Somente após atingir esse equilíbrio, então, é que ocorre a fluorescência, representado pelo seta verde na Fig. 4.

Figura 4 – Princípio de Franck-Condon em diagrama Energia-Distancia internucleica.

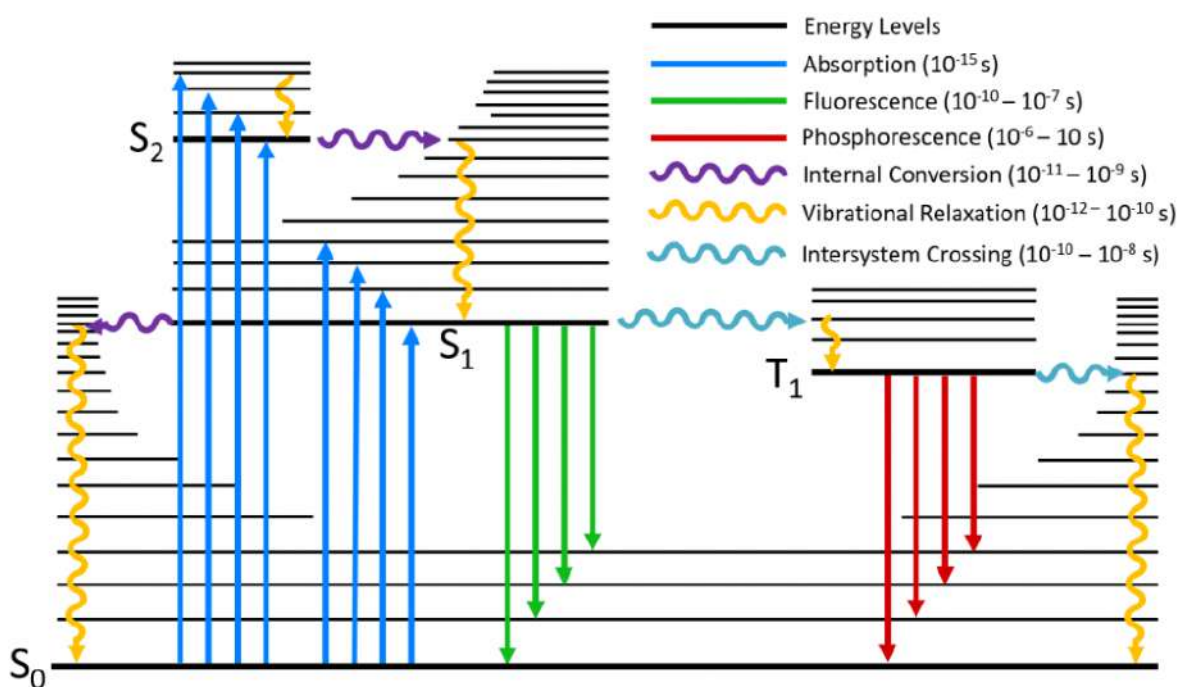


Fonte: Edinbrough Instruments. Disponível em:
<https://www.edinst.com/resource/what-is-the-stokes-shift/>.
 Acesso em: 07 jun. 2025.

2.1.4 Diagrama de Pierre-Jablonski

Os fenômenos envolvendo trocas de estados foram reunidos em um diagrama, que explica todo o fenômeno de fluorescência, chamado de Diagrama de Pierre-Jablonski (LEMOINE; GRISCH, 2013), ou apenas Diagrama de Jablonski, exemplificado na Fig. 5.

Figura 5 – Diagrama de Pierre-Jablonski.



Fonte: Edinbrough Instruments. Disponível em:

<https://www.edinst.com/resource/what-is-a-jablonski-diagram-perrin-jablonski-diagram/>.

Acesso em: 07 jun. 2025.

No diagrama está representado os fenômenos de troca de energia de uma molécula fluorescente. As linhas horizontais grossas representam estados e as finas, subestados (assim como na Fig. 2). Os estados nomeados de S_n são os estados singletos (muito mais comum na natureza e estado inicial da molécula de corante), e os números, representados por n , representam a hierarquia energética. Os estados nomeados como T_n representam os estados tripletos (nesse caso, apenas um). Em uma linha cronológica, os fenômenos ocorrem da seguinte forma: a absorção de fótons pela molécula a leva para um estado energético, S_1 ou S_2 . Passado um período de tempo, começa o relaxamento vibracional e a conversão interna, levando a molécula para o subestado menos excitado dentro do estado excitado. Uma pequena parcela das moléculas fluorescentes sofrem cruzamento intersistema e se tornam tripletos, dando origem às moléculas que causarão a fosforescência. A grande maioria das moléculas emitem energia em forma de luz e voltam para o estado relaxado sem sofrer o cruzamento intersistema, causando a fluorescência.

2.1.4.1 Intensidade de Fluorescência

Para aplicações técnicas de engenharia, tem-se o costume de desenvolver modelos físicos e matemáticos que ditam o fenômeno, possibilitando sua previsão e estudo, e na fluorescência não é diferente. Assim, juntando as equações das depopulações em conjunto com a equação de tempo característico, podemos escrever a população de um estado em função do tempo característico, já que dependem dos mesmos coeficientes (A , b , Q , definidos na Eq. 2.2). Pode-se escrever a densidade populacional do estado relaxado, N_1 , em função do tempo característico e também do modelo inicial ($t = 0$) do estado inicial (N_1^0). Considera-se ainda que o estado inicial (N_1^0) detém todas as moléculas, isto é, $N_1^0 = N_2 + N_1$ o que implica $N_2^0 = 0$. Com algum algebrismo, chega-se em (LEMOINE; GRISCH, 2013):

$$N_2(t) = b_{12}N_1^0\tau(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.6)$$

Encontrada, segundo T.W. Lee (LEE, 2008) e também Willian Chaze (CHAZE et al., 2016), através da equação diferencial da taxa de variação de população do estado energético, que possui a seguinte forma:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = b_{12}N_1^0 - N_2\frac{1}{\tau} \quad (2.7)$$

A Eq. 2.7 corresponde ao estado transiente do sistema. Porém, é observado que o transiente é muito curto, da casa de picossegundos (LEE, 2008), o que permite que as medições sejam, quase todas, feitas em regime permanente. Para isso, é assumido que a duração de iluminação do laser é muito maior que o tempo de ganho, o que é factível ($t \gg \tau = 10^{-10} - 10^{-7}s$). Assim, chegamos no equacionamento, demonstrado em (CHAZE et al., 2016):

$$N_2 = \frac{B_{12}}{A_{21} + Q_{21}} \frac{I_\lambda}{(1 + \frac{I_\lambda}{I_{sat}})} N_1^0 \quad (2.8)$$

onde I_{sat} e I_λ representam, respectivamente, a intensidade de saturação do corante e a intensidade do laser incidente. A intensidade de saturação ainda pode ser definida como

$$I_{sat} = \frac{A_{21} + Q_{21}}{B_{21} + B_{12}} C_\lambda. \quad (2.9)$$

Para os fins de aplicação da LIF, busca-se o cálculo da intensidade da fluorescência ($I_{f\lambda}$). Considera-se que a distribuição das moléculas em cada um dos subníveis eletrônicos, rotacionais e vibracionais (e seus graus de liberdade) seguem a distribuição de Boltzmann ($f_B(T)$). Com certo algebrismo, chega-se no seguinte equacionamento ((CHAZE et al., 2016)):

$$I_{f\lambda} \propto A_{21}N_2 = B_{12}\phi_\lambda \frac{I_\lambda}{(1 + \frac{I_\lambda}{I_{sat}})} N_1^0 \quad (2.10)$$

Onde o QY é escrito como

$$\phi_\lambda = \frac{A_{21}}{A_{21} + Q_{21}} \quad (2.11)$$

Através de um balanço populacional dos estados relaxado e excitado assumindo equilíbrio, conforme exibido em Chaze (2017), chega-se na seguinte equação de intensidade da fluorescência, ou sinal de fluorescência:

$$I_{f\lambda} = \eta \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon \phi_\lambda \frac{I_0}{\left(1 + \frac{I_0}{I_{sat}}\right)} VC \quad (2.12)$$

onde, por vezes escrito $K_{opt} = \eta \frac{\Omega}{4\pi}$, representa a constante óptica do sistema, que se refere ao sistema em que se é feito a medição, e seu valor altera para cada mudança feita na bancada. η e Ω representam, respectivamente, a eficiência do sistema óptico de medição e o ângulo sólido de coleta da medição. Os parâmetros de concentração molar de corante na solução e volume de coleta, por suas vezes, são representados, respectivamente, por C e V . Por fim, $\varepsilon \propto B_{12}f_B(T)$ representa um coeficiente de extinção de moléculas fluorescentes em certo comprimento de onda de excitação, pois após certo tempo sendo excitadas, ocorre a fotodegradação das moléculas fluorescentes (CHAZE et al., 2016). Finalmente, I_0 representa a intensidade do laser incidente. Nota-se que alguns desses coeficientes são de difícil obtenção, como a constante óptica do sistema. Formas de contornar esses desafios são abordados a seguir.

2.2 Método de medição por fluorescência induzida por laser (LIF - Laser-Induced Fluorescence)

Explicado o fenômeno da fluorescência, busca-se utilizá-lo para medições de grandezas físicas de um fluido a partir dele, como concentração, pressão e, no caso do presente trabalho, temperatura, a partir da indução do fenômeno por laser. Daqui em diante, utiliza-se o termo LIF para se referir à técnica.

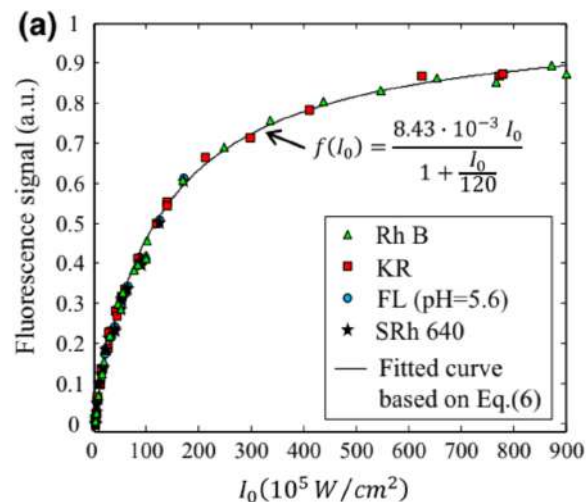
2.2.1 Do Laser

É impreterível a abordagem da influência do laser no fenômeno e também na medição: há diversos tipos de laser no mercado e cada um funciona de uma maneira. Ainda como demonstrado na Eq.(2.12), a resposta do sistema (isto é, a fluorescência) é totalmente dependente da intensidade do laser, além de também diferenciar a resposta para lasers pulsados em relação a lasers constantes.

O laser é escolhido como forma de excitação pois tem potência controlada (fundamental para os cálculos) e também comprimento de onda controlado: como abordado na seção anterior, cada corante possui comprimentos de onda com densidades espectrais de absorção diferentes entre si, e por isso é importante ter controle não só da potência mas também do comprimento de onda que está excitando o sistema. Importante ainda citar que a irradiância de praticamente todos os lasers costumam ter a distribuição Gaussiana de energia no feixe.

Entre os lasers, têm-se os chamados lasers de baixa potência e os lasers de alta potência. Nota-se que há um coeficiente I_{sat} na Eq.(2.12), que representa a *irradiância* (isto é, a densidade de potência - será usado os dois termos para se referir a energia, em W/m^2 emitida pelo laser) em que o corante sofre saturação. Em níveis moleculares, significa que todas as moléculas de corante estão excitadas. Portanto, aumentar a quantidade de fótons emitidos pelo laser não aumentará a emissão de fótons pela molécula, fazendo com que o sinal de fluorescência perca proporcionalidade à potência do laser (CHAZE et al., 2016). Assim, costuma-se dividir os lasers em baixa potência, no qual a fluorescência permanece no regime linear, e os de alta potência, onde o corante pode entrar em saturação parcial ou total, perdendo a linearidade de resposta em relação à irradiância do laser (CHAZE et al., 2016). Essa relação entre irradiância do laser e sinal de fluorescência com seus regimes (linear, parcialmente saturado –ou transição– e saturado) estão representados na Fig. 6.

Figura 6 – curva de saturação de corantes típicos.



Fonte: Imagem adaptada de Chaze et al. (2016)

Todo corante possui uma curva de resposta à intensidade de excitação, que inicia em um regime linear, e próximo à intensidade de saturação, perde a linearidade, como demonstrado na Fig. 6. Alguns, ainda, perdem total dependência de alguns coeficientes antes medidos, como a temperatura (CHAZE et al., 2016). Entre os dois pontos, há a chamada saturação parcial - quando ainda há alteração da resposta da fluorescência frente a alterações do sistema como temperatura e concentração de corante, porém, essa alteração não é linear e sua utilização, portanto, requer uma calibração específica de sensibilidade.

Na Fig. 6, têm-se um exemplo da curva de saturação de um laser, em que se pode perceber as zonas linear, de transição (ou saturação parcial) e saturada. Nela, observa-se um comportamento aproximadamente linear até uma irradiância em torno de $40 \cdot 10^5 W/m^2$. A partir daí, a curva começa a inclinar até algo em torno de $500 \cdot 10^5 W/cm^2$ e a deste ponto em diante, perde-se grande parte da variação da resposta em função do aumento da irradiância: entre 60 e $90 MW/cm^2$ induz uma variação do sinal em torno de 0,04 na escala normalizada, ao passo que durante o regime

linear, uma variação um terço menor (de 0 a $20\text{MW}/\text{cm}^2$) causa uma variação perto de 0,7 na mesma escala. Por isso, para a grande maioria das aplicações, busca-se trabalhar com a LIF apenas no regime linear, exceto com lasers pulsados, onde isso se torna praticamente impossível.

Os lasers também podem ser divididos em lasers pulsados e contínuos. Sua diferença baseia-se no fato de que os lasers pulsados possuem um intervalo de tempo entre os pulsos. No passado, era mais comum utilizar lasers contínuos, o que simplificava a correlação com a resposta da fluorescência ao estímulo; no entanto, atualmente, tem se tornado mais e mais comum utilizar lasers pulsados. Parte disso vem do fato de que os lasers contínuos entregam menor irradiância (isto é, são os lasers de baixa potência citados no parágrafo acima), ao passo que lasers pulsados atuais podem fornecer irradiância da ordem de MW/cm^2 (durante o pulso), valor que pode ultrapassar sem muitas dificuldades o valor de saturação dos corantes.

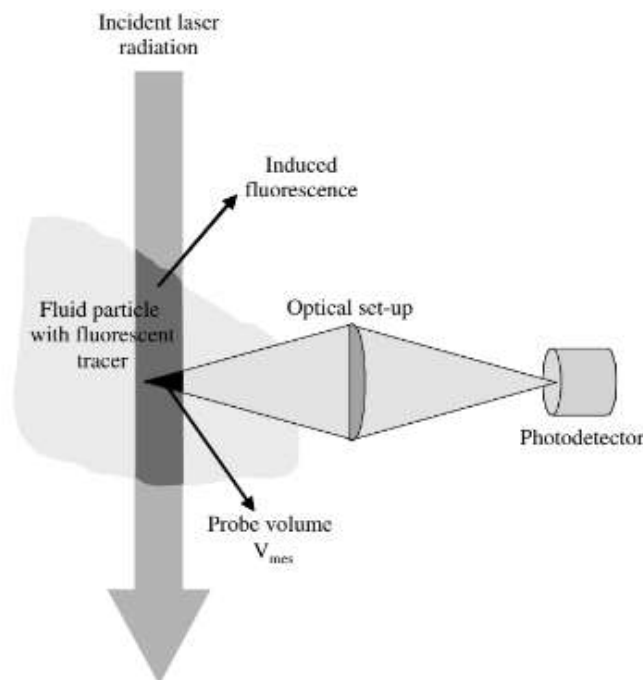
A vantagem na aplicação desses lasers é que, com o ajuste certo, é possível fornecer dados à câmera em tempo real para cada pulso do laser, usado principalmente para medições em 2D (também chamadas de PLIF). Por "ajuste certo", refere-se à energia de cada pulso: o aumento da energia emitida por pulsos gera também aumento do sinal de fluorescência, permitindo uma relação sinal-ruído melhor. Quanto maior a energia do pulso, menor o número de pulsos necessários para isso, e é possível chegar a uma energia em que um único pulso já tem precisão suficiente, permitindo as chamadas medições em tempo real. É importante, porém, tomar cuidado para que a energia do pulso do laser não atinja a energia de saturação do corante. Para o laser contínuo, por sua vez, é necessário certo período de integração, devido à sua baixa potência, para obter dados com boa precisão.

2.2.2 Do Arranjo

Outro aspecto importante de ser entendido para utilização da técnica é como ocorre a medição e aquisição de dados do fenômeno, para posterior tratamento e interpretação. Dado o fenômeno, são necessários dispositivos ópticos que meçam a quantidade de fótons por comprimento de onda. O sinal, por sua vez, é coletado de um volume de prova, V (o mesmo V presente na equação da fluorescência, Eq. 2.12), que é definido pela intersecção entre o volume excitado pelo laser e a área coberta pelo dispositivo óptico, chamado de fotoreceptor (LEMOINE; GRISCH, 2013), como demonstrado na Fig. 7.

O fotoreceptor pode ser um espectrofotômetro, uma câmera CCD ou CMOS com filtros ópticos para aplicação de LIF, ou outro dispositivo que processe o sinal da fluorescência e o divida em função dos comprimentos de onda do espectro de luz, com uma eficiência dependente do comprimento de onda em questão. Intervalo esse de comprimentos que pode ser previamente definido pelo usuário: para câmeras CCD, por exemplo, é possível utilizar filtros para colher o sinal em um intervalo de onda específico de interesse ou configurar um software de leitura para tal, a depender da aplicação. Aplicações de 2 cores, (as chamadas 2c/1d e 2c/2d) costuma-se utilizar filtros na frente das câmeras para escolher os comprimentos de onda e evitar conflitos espectrais. A escolha do melhor fotoreceptor depende do tipo de medição: medições de volume,

Figura 7 – Arranjo óptico esquemático típico usado em LIF.



Fonte: Imagem adaptada de Lemoine e Grisch (2013)

por exemplo, permitem utilizar um colimador junto com um espectrofotômetro, ao passo de medições especiais, demandam câmeras que capturam toda a área a ser medida com valores locais de intensidade de fluorescência, e não em um único ponto (como o colimador).

Todo o arranjo de medição compõe uma constante específica para cada montagem de cara arranjo, o K_{opt} , já abordado anteriormente. Com a adição da eficiência do fotorreceptor, que depende do intervalo de comprimentos de onda escolhidos, Lemoine e Grisch (2013) escrevem a equação da intensidade de fluorescência como:

$$I_f = K_{opt} \frac{1}{A_{21}} \frac{k_\lambda}{\hbar \nu_e} I_0 C V \eta \int_{sup \Delta \nu [\nu_1, \nu_2]} H(\nu) \otimes S(\nu) d\nu \quad (2.13)$$

onde k_λ representa o coeficiente de absorção molar naquele comprimento de onda; ν , a frequência do fóton; $H(\nu)$, a eficiência do arranjo ótico, dependente da frequência do fóton, \hbar , a constante de Planck e $S(\nu)$, a distribuição espectral normalizada de intensidade fluorescente.

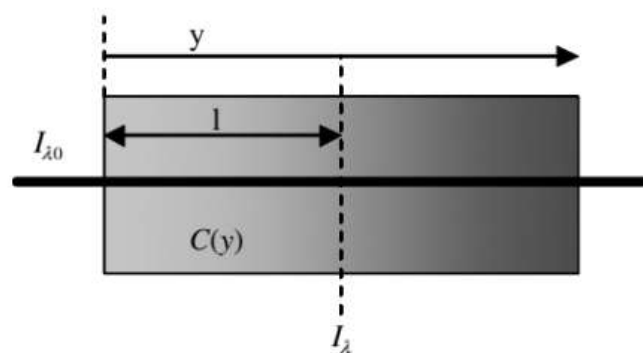
Esse cálculo, porém, não leva em conta um fenômeno muito importante em LIF, que é a reabsorção da fluorescência induzida no caminho do laser pelo corante que está dissolvido no caminho óptico (isto é, o caminho que a luz percorre) até o fotorreceptor. Isso acontece quando há a sobreposição de bandas de emissão e absorção de luz pelos corantes, como acontece entre os comprimentos de onda de aproximadamente 550 a 650 nm para a Sulforodamina 101, como demonstrado na Fig. 3, fenômeno que compõe os chamados conflitos espectrais. Nesse caso, parte dos fótons emitidos como fluorescência nessa faixa de comprimento de onda seria absorvido por outras moléculas de corantes antes de sair do meio em que o corante está dissolvido e chegar

no fotorreceptor, o que alteraria a leitura e interpretação do fenômeno, atenuando o sinal. Além disso, também pode ocorrer o fenômeno de atenuação do laser ao longo de seu caminho óptico. Isto acontece quando a concentração de corante ou a intensidade do laser é alta, ou ainda o caminho óptico do laser é longo, de modo que a energia do laser é absorvida pelos corantes no caminho. Isso atenua a energia de excitação das moléculas posteriores, diminuindo o seu sinal. Afim de calcular essa atenuação, têm-se a Lei de Beer-Lambert, que utiliza a intensidade do laser indutor ($I_{\lambda 0}$) e o comprimento do caminho óptico (l), apresentado por Lemoine e Grisch (2013) na forma

$$I_{\lambda} = I_{\lambda 0} e^{-\int_0^l k_{\lambda} C(y) dy} \quad (2.14)$$

onde $C(y)$ representa a concentração de corante ao longo do caminho do laser dentro do fluido, y (por isso a integral), como demonstrado na Fig. 8.

Figura 8 – Representação esquemática da atenuação do laser.



Fonte: Imagem adaptada de Lemoine e Grisch (2013)

Portanto, para evitar tais fenômenos e a dificuldade do cálculo da correção, busca-se sempre que possível minimizar o caminho óptico do laser, e garantir uma concentração de corante equilibrada. Para evitar os conflitos espectrais, busca-se minimizar o caminho óptico da fluorescência isto é, fazer com que os fótons emitidos pela fluorescência percorram pouco ou nenhum espaço com traçadores dissolvidos (ou ao menos traçadores com curvas de absorção em comprimentos de onda diferentes do referido fóton). O problema do caminho óptico da fluorescência configura um conflito espectral, porém ainda há outros deles, dividido por Chaze (CHAZE et al., 2016) em 3 tipos:

- o chamado *tipo I*, atribuído a Sakakibara e Adrian (1999), ocorre em medições de múltiplos traçadores, os chamados xc/yd , onde $x, y > 1$. Quando se tem mais de um corante, é necessário trabalhar com as curvas de emissão e absorção de todos os corantes. Como costuma-se trabalhar com corantes de curvas diferentes, por vezes ocorre a sobreposição de bandas de emissão de um corante e de absorção de outro corante presente na solução. Como resposta, a fluorescência emitida por um corante é absorvida por outro corante

(que por sua vez, é excitado por uma energia que não é advinda do laser), causando distorções nas medições e tornando a sensibilidade à temperatura dependente da proporção de concentrações dos corantes.

- O mesmo fenômeno do tipo I, porém, também pode ocorrer para um mesmo corante, como no exemplo da Sulforodamina 101. Esse então, é o chamado *tipo II*, que ainda pode abordar dois corantes diferentes mas que se diferencia do tipo I ao passo que o coeficiente de absorção independe da temperatura, e exige concentração de corante constante ao longo da faixa de medição. Conflitos espectrais de tipo II implicam em relação ratiométrica (técnica utilizada para dois ou mais comprimentos de onda e/ou corantes) dependente do local que está o volume de prova e a sua distância do fotorreceptor (tendo em vista a extinção da luminosidade ao passo que se desloca no espaço). Uma vez que o problema de medição surge devido ao caminho ótico e a diminuição da intensidade luminosa é diretamente proporcional a ele, torna-se possível mitigar os erros de medição resultantes desse fenômeno. Isso pode ser alcançado por meio da normalização dos valores através de uma medição de controle, realizada no mesmo caminho ótico.
- *Tipo III*, por sua vez, se refere à uma variação do tipo II: ainda é um conflito de absorção da fluorescência pelo próprio corante, mas se diferencia do tipo II ao passo que o coeficiente de absorção da radiação depende da temperatura, que não é constante ao longo do fluido (enquanto o tipo II independe da temperatura). Esse fato ainda impossibilita uma correção ou minimização dos erros de medição através de uma normalização de referência. Isso ocorre pois a referência necessária seria justamente o campo de temperaturas do fluido, que não se tem conhecimento. Por isso, é recomendado evitar esse tipo de conflito espectral a todo custo, uma vez que trata-se de um conflito irreparável (CHAZE et al., 2016).

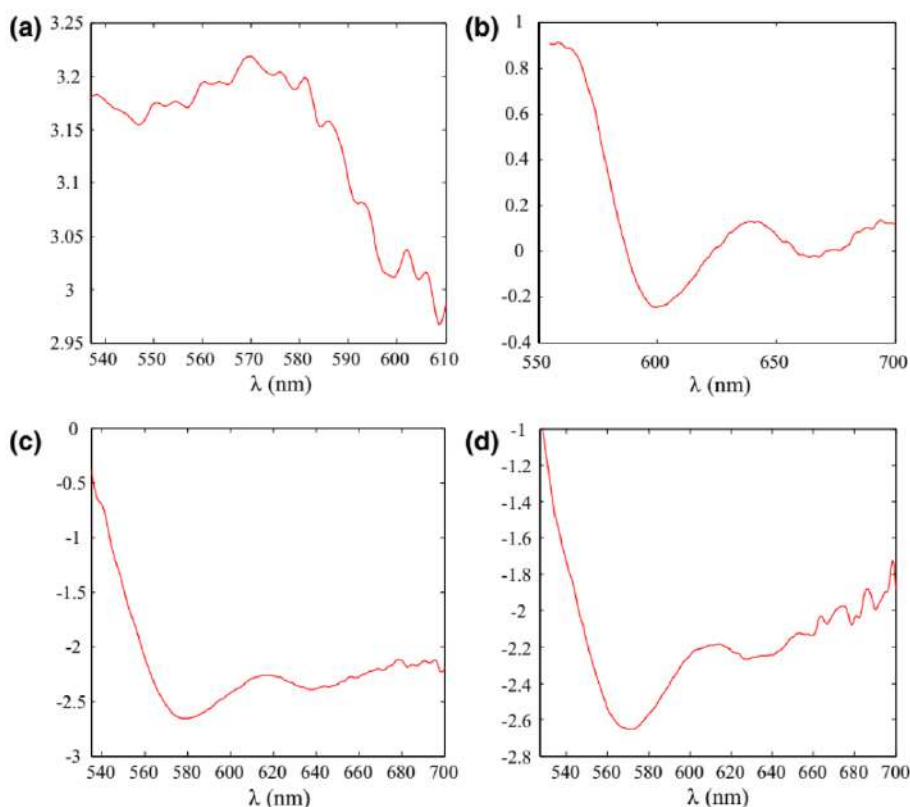
2.2.3 Sensibilidade

Antes de aplicar a técnica, é necessário definir o conceito de sensibilidade (s). Essa grandeza quantifica a variação de intensidade do sinal fluorescente dada uma alteração em alguma grandeza termodinâmica do meio. Considerando que apenas a grandeza alvo (temperatura, concentração ou pressão) se altera, a sensibilidade fornece, portanto, a taxa de variação do sinal em função da grandeza alvo. Desse modo, ela permite que o experimentador saiba o que esperar do sinal da fluorescência (como um todo e também em uma banda espectral específica) durante a variação da grandeza alvo, além de fornecer condições de estimar a incerteza de medição. A sensibilidade da intensidade de fluorescência de um corante para variação de temperatura é definida por (CHAZE et al., 2016):

$$s = \frac{\ln(I_f(T_1)/I_f(T_0))}{T_1 - T_0} \quad (2.15)$$

Onde T_1 representa a temperatura na medição 1 e T_0 representa a temperatura na medição de referência. Apesar de não variar em função da temperatura, a sensibilidade varia em função do comprimento de onda da emissão, como representado na Fig. 9. Além disso, por se tratar de uma regressão logarítmica, ela se aplica para lasers pulsados, nos regimes de mais irradiância do laser.

Figura 9 – sensibilidade de a) Fluoresceína em pH 5.6; b)Sulforodamina 640; c)Kiton Red; d)Rhodamina B; à temperatura em função do comprimento de onda de emissão. sensibilidade apresenta unidade de $\%/\text{°C}$.



Fonte: Imagem adaptada de Chaze et al. (2016)

Da imagem, nota-se que entre os corantes, há aqueles que apresentam sensibilidade negativa, como *KR* e *RhB*, enquanto outros apresentam sensibilidade positiva. Há, ainda, corantes pouco sensíveis às variações em certo comprimento de onda, como no caso de *Srh640*, que apresenta sensibilidade muito baixa, variando entre 0,2 e $-0,2 \text{ } \%/^{\circ}\text{C}$.

Chaze et al. (2016) apresenta ainda justificativa para alguns dos comportamentos dos corantes utilizados, como o fato de *RhB* e *KR* não dependerem da temperatura em si, mas da variação do QY, que ocorre em função da temperatura (COPPETA J. ROGERS, 1998). Outras moléculas, como *Srh640*, apresentam baixa sensibilidade à temperatura pois a molécula é muito rígida, variando pouco os níveis rotacionais da molécula.

2.2.4 Abordagem Raciométrica

Como abordado previamente, alguns parâmetros da equação da fluorescência (Eq. 2.15) são de difícil obtenção. Por isso, uma simples medição de sinal e isolamento da variável desejada

(C, T ou pressão, P) se torna inviável. Medições desse tipo, feitas como I_c/I_d , costumam ser feitas com intensidades de laser maior que a saturação. Para normalização, utiliza-se uma referência também em regime saturado. Para essa técnica, porém, é necessário traçadores específicos que não percam sua sensibilidade à medição no regime saturado, sendo assim resistentes à fotodegradação ((CHAZE et al., 2016)). Para evitar esse problema, utiliza-se a chamada abordagem raciométrica, onde se faz duas medições diferentes (para diferentes comprimentos de onda e corantes) garantindo que os valores de difícil obtenção se tornem constantes (mantendo todo o arranjo óptico e experimental para garantir K_{opt} constante, por exemplo). É justamente essa determinação de número de corantes utilizados ("d") e números de medições, isto é, comprimento de ondas ("c") coletados que dão origem à nomenclatura xc/yd , se referindo à "x" cores e "y" corantes.

Nessa abordagem, as medições feitas em comprimentos de onda diferentes são colocadas em uma razão, sendo uma de referência (costuma ser escolhido traçadores ou comprimentos de onda que variam muito pouco em função da grandeza alvo de medição, isto é, com baixa sensibilidade (s)) e outra com alta sensibilidade à grandeza termodinâmica alvo ((SAKAKIBARA; ADRIAN, 1999) , (SAKAKIBARA; ADRIAN, 2004)), de modo que as constantes de difícil obtenção, por serem constantes, são descartadas. Admitindo que a grandeza de interesse é a temperatura (e tornando, portanto, C constante), temos a seguinte relação raciométrica (CHAZE et al., 2016):

$$R_\lambda = \frac{I_\lambda(T)}{I_\lambda(T_0)} = g_{0,\lambda}(T) \cdot \frac{1 + \frac{I_0}{I_{sat}(T_0)}}{1 + g_{0,\lambda}(T) \cdot \frac{I_0}{I_{sat}(T_0)}} \cdot \frac{\varepsilon(T)}{\varepsilon(T_0)} \quad (2.16)$$

Assim, o sinal raciométrico de temperatura advém de duas contribuições: variação do QY em função da temperatura de referência, T_0 ($g_{0,\lambda} = \frac{\phi_\lambda(T)}{\phi_\lambda(T_0)}$) e da variação do coeficiente molar de extinção, ε , em função da temperatura. Ainda, Chaze et al. (2016) cita o desaparecimento do quenching com uma intensidade de laser maior que a de saturação do corante ($I_0 > I_{sat}(T_0)$), mecanismo que pode ser explicado pelo fato de, na curva de saturação, todas as moléculas estão energizadas, não tendo portanto moléculas de corante para as quais a molécula em questão possa perder energia.

Em suma, a Eq. 2.16 representa um método de cálculo da temperatura (ou pode ser alterado para concentração, seguindo o mesmo raciocínio) através das próprias medições, onde utilizam-se referências e analisa-se a variação a partir de uma própria medição. Apesar de poder ser aplicado para I_c/I_d , costuma ser amplamente utilizada em medições com mais de uma cor (banda espectral) ou ainda com mais de um corante, utilizando a estratégia debatida acima, onde a medição de referência (denominador) é utilizado um corante de baixa sensibilidade para o comprimento de onda desejado e em função do comprimento de onda do laser (como o Srh640), de modo que ele pouco varie, e o corante de medição "efetiva"(numerador) seja um corante com alta sensibilidade à variação de temperatura, como, por exemplo, FL segundo o abordado na seção anterior de sensibilidade.

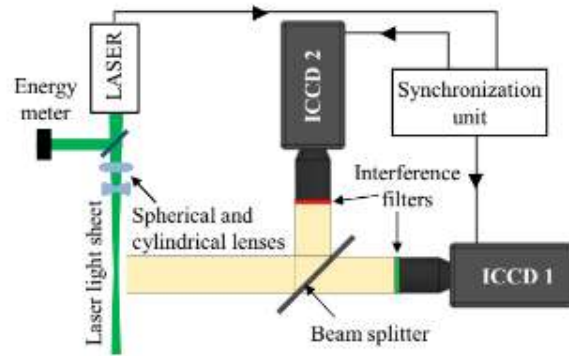
2.3 Uso da LIF para Termografia de fluidos

Uma das maiores aplicações de LIF é na termometria: ela se destaca ao ponto que pode fornecer o campo de temperaturas praticamente instantâneo, de maneira minimamente intrusiva, feito extremamente difícil de se obter com outras técnicas, e com aplicações das mais variáveis formas. A termografia de fluidos através de LIF serve tanto para aplicações em gases quanto líquidos, sistemas bifásicos, reativos (como saber a temperatura da chama de uma combustão), entre outros. Aqui, será dado ênfase para a medição em meio líquido, motivo de aplicação no presente trabalho. Também serão abordados os métodos de medição para diferentes números de cores e também corantes.

2.3.1 Forma de Medição : xc/yd

- A iniciar pelo mais simples, a utilização de um corante colhendo apenas uma banda espectral, $1c/1d$: fora a primeira a ser desenvolvida ((NAKAJIMA; UTSUNOMIYA; IKEDA, 1992); (Lemoine et al., 1999); (SAKAKIBARA; HISHIDA; MAEDA, 1993); (Coolen et al., 1999)). A temperatura é calculada com a relação entre a medição e uma referência, medida à uma temperatura conhecida. Dessa forma, a variação entre o sinal e a referência é, em teoria, causada pela diferença de temperatura. Qualquer variação no sinal causado por outra origem, como variação na intensidade do laser, é considerado erro de medida. Em certos sistemas, torna-se muito difícil garantir que os outros parâmetros, como intensidade do laser e uniformidade de concentração, fiquem constantes. Ainda, medições em meios multifásicos, como sprays e gotas, são distorcidas devido à mudança nos índices de refração, impedindo que todo o sinal fluorescente emitido chegue no fotorreceptor. Em busca de solucionar essas dificuldades, surgiu a abordagem ratiométrica, com mais de uma cor e/ou corante. Atualmente, a grande maioria das medições são feitas por esse tipo de medição, tendo a medição $1c/1d$ utilizada apenas em sistemas em que facilitam sua aplicação.
- **$2c/1d$** utiliza a abordagem ratiométrica, que permite descartar ou minimizar o erro de grande parte das inconsistências, como variação da energia do laser e diferença de índice de refração: $2c/1d$ é utilizado em ambientes bifásicos, como gotas e sprays ((LEMOINE; CASTANET, 2013); (CASTANET; LABERGUE; LEMOINE, 2011); (CASTANET et al., 2020b); (LABERGUE; DELCONTE; LEMOINE, 2013)), pois a ratiometria permite que a concentração não seja uniforme (mas sim constante), uma vez que a divisão em cada ponto garantiria a independência da concentração e da intensidade do laser. A medida é feita com duas câmeras diferentes, com filtros diferentes, cada uma referente à uma banda espectral (Fig. 10). Assim, as medidas são depois relacionadas para o cálculo da ratiometria, a fim de chegar na medição definitiva.

Figura 10 – Exemplo de arranjo óptico para medição de duas cores.



Fonte: Imagem adaptada de Chaze et al. (2016).

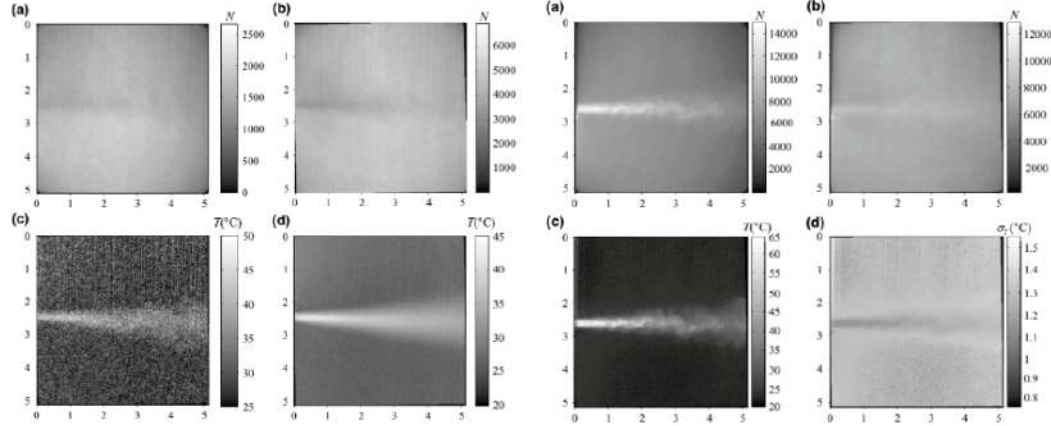
- **2c/2d**, por sua vez, detêm as mesmas características do **2c/1d** relacionadas à ratiometria: independência de variações de energia do laser, índice refrativo, etc. O uso de dois corantes se diferencia do uso de um à medida que depende que as duas concentrações sejam mantidas constantes (CHAZE et al., 2016), para assegurar que não haja influência da parcela de frações de concentrações na ratiometria. Neste ponto, escolhe-se dupla de corantes em que, como já mencionado anteriormente, costuma-se escolher um corante com baixa sensibilidade à temperatura, em conjunto com outro corante com alta sensibilidade ((SAKAKIBARA; ADRIAN, 1999); (SAKAKIBARA; ADRIAN, 2004)), ou com sensibilidades opostas, um sendo positivo e outro negativo, aumentando a sensibilidade da medição à variação de temperatura (Sutton; Fisher; Fleming, 2008). O problema das medições **2c/2d** é a dificuldade de encontrar uma dupla de corantes com pouca sobreposição de bandas de emissão e absorção entre os corantes, caracterizando um dos conflitos espectrais abordados na seção anterior. Encontrada, porém, uma dupla de corantes que evite os conflitos, a escolha correta de bandas espectrais e concentrações permite obter melhor precisão na medição, em comparação ao **2c/1d**, como é possível perceber na Fig. 11. Em ambientes de concentração não uniforme, entretanto, recomenda-se utilizar **2c/1d**, visto que a ratiometria de cada cor, no mesmo ponto, usa a mesma concentração. No **2c/2d**, por sua vez, seria necessário garantir que a proporção de concentração (C_1/C_2) seja constante.

2.3.2 Termografia de gases

Para aplicação em gases, aplicamos a equação da fluorescência isolando a concentração e aplicando a equação dos gases perfeitos. Dessa forma, (LEMOINE; GRISCH, 2013) apresentam a Eq. 2.17:

$$PX_t = CRT \implies C = X_t \frac{P}{RT} \implies I_f = K X_t f(T) \frac{1}{P} \quad (2.17)$$

Figura 11 – comparação de medições com 1 (esquerda) e 2 (direita) corantes. Neles, a) e b) representa medições de cada uma das bandas. Para 1 corante, c) é a medição instantânea e d) é média de uma certa quantia de medições. Para dois corantes, c) é a medição instantânea e d) é a incerteza.



Fonte: Imagem adaptada de Chaze et al. (2016).

onde K representa todas as constantes ópticas (isto é, K_{opt}) e também parâmetros do espectroscópio utilizado (como sua eficiência). X_t representa a fração molar, T a temperatura e P , a pressão do gás. Esta equação demonstra que a relação entre o sinal de fluorescência e a temperatura mora na sua relação com a função de Boltzmann ($f(T)$). Por isso, para a medição de temperatura, é importante garantir que as moléculas estão em níveis rotacionais e/ou intervalo de temperatura em que haja a dependência de temperatura de $f(T)$. Assim, em medição de temperatura em gases através de fluorescência é dividida em duas vertentes (LEMOINE; GRISCH, 2013):

- Conhecimento da pressão do fluido em cada ponto de medição e/ou pressão constante em todo o fluido: dessa forma, a Eq. 2.17 nos dá que a única variação do sinal viria diretamente da temperatura. Assim, calcula-se a temperatura diretamente da equação.
- Pressão desconhecida e variável ao longo do escoamento. Neste caso, para poder calcular a temperatura, é necessário que a pressão deixe de influenciar a equação do sinal e para isso, usa-se a abordagem raciométrica. A diferença porém, é que os sinais do numerador e denominador da raciometria são baseados no comprimento de onda de **excitação**. Ao excitar as moléculas com comprimentos de onda diferentes, os níveis energéticos excitados que as moléculas atingem são diferentes, diferenciando a função de Boltzmann para cada excitação. Os comprimentos de onda de excitação devem ser cuidadosamente escolhidos para garantir que as $f(T)$ se diferenciem bastante entre si, aumentando a dependência da temperatura. Portanto, chamando a fluorescência respectiva ao comprimento de excitação 1 de I_{f1} e o mesmo para o segundo comprimento de excitação, a raciometria eles eles fica:

$$\frac{I_{f1}}{I_{f2}} = \frac{K_1 f_1(T)}{K_2 f_2(T)} \quad (2.18)$$

assim, é possível obter a distribuição de temperaturas do escoamento. Ainda, é necessário garantir que os pulsos de cada comprimento de onda de excitação tenham entre si certa fase (isto é, descolamento no tempo) de modo que não haja sobreposição de sinal de excitação e, conseqüentemente, emissão (LEMOINE; GRISCH, 2013).

2.3.3 Termografia de líquidos

A aplicação da técnica em líquidos (assim como em condensados), porém, possui algumas alterações, sobretudo na modelagem matemática, devido à dificuldade de obter as estruturas vibracionais e rotacionais do espectro fluorescente, considerando, portanto, intervalos (bandas) de energia. Através de cálculos e modelagens matemáticas abordadas por Lemoine e Grisch (2013), chega-se à seguinte equação, que também será utilizada para medições planares:

$$I_{f\lambda}(\lambda) = K_{opt}(\lambda)K_{spec}(\lambda)CI_0e^{\beta(\lambda)/T} \quad (2.19)$$

onde $K_{opt}(\lambda)$ representa todas as constantes óticas no comprimento de onda λ , K_{spec} representa os parâmetros do espectroscópio utilizado (como sua eficiência) e, finalmente,

$$\beta(\lambda) = \frac{E_2 - E_1 + E_a}{kT} \quad (2.20)$$

onde E_1 , E_2 e E_a representam a energia do respectivo estado e T , a temperatura da molécula. $\beta(\lambda)$, portanto, representa a deformação dos espectros de absorção e emissão com a temperatura. É válido mencionar que a Eq. 2.20 é semelhante à Eq. 2.12. Entretanto, durante sua modelagem, nem o caminho óptico, nem a reabsorção da fluorescência devido ao conflito espectral são considerados. Além disso, precisamos da intensidade num intervalo de comprimento de onda, e não em uma banda específica, por isso, é necessário integrar a equação em um intervalo $[\lambda_1, \lambda_2]$ suficientemente grande (LEMOINE; GRISCH, 2013), de modo que a intensidade da fluorescência fique:

$$I_{\lambda}(\lambda) = K_{opt}(\lambda)K_{spec}(\lambda)V_{mes}CI_0 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} e^{\beta(\lambda)/T} d\lambda = K_{opt}K_{spec}V_{mes}CI_0 e^{A/T^2 - B/T} \quad (2.21)$$

com A e B se referindo à sensibilidade à temperatura devido à banda espectral, valores encontrados previamente durante a calibração. Esta, porém, precisa ser feita com o mesmo caminho óptico das medições (ou então com caminho óptico desprezível), além de garantir que a reabsorção de sinal seja desprezível. Ainda, também é necessária agitação no fluido de calibração para garantir homogeneidade do sistema. A medição da temperatura para controle é ainda recomendada de ser feita através de termopares (LEMOINE; GRISCH, 2013).

Para duas bandas espectrais (isto é, $2c/1d$ e $2c/2d$), é mais estudado o fenômeno de termografia de gotas e sprays, com foco maior para gotas. A técnica $2c$ é utilizada visando descartar alguns coeficientes de difícil cálculo, como a concentração de corante e volume de coleta em uma gota durante a evaporação, além da energia incidente do laser (uma vez que lasers costumam ter

distribuição de energia gaussiana em seus feixes). Tudo isso pode ser evitado com a raciometria entre duas bandas espectrais (onde esses parâmetros são iguais), com grande dependência da sensibilidade. Negligenciando fenômenos de reabsorção (coerentes para uma gota, por exemplo), podemos utilizar a Eq. 2.21 como intensidade do sinal, com subíndices 1 e 2 para cada banda de emissão. A raciometria fica então:

$$R_{12} = \frac{I_f}{I_{f0}} = \frac{K_{opt1} K_{espec1}}{K_{opt2} K_{espec2}} e^{(A_1 - A_2) \frac{1}{T} + (B_1 - B_2) \frac{1}{T^2}} \quad (2.22)$$

Assim, R_{12} é dependente apenas da temperatura e dos coeficientes A, B, K_{opt} e K_{espec} , como no caso *Ic*. Ainda é feita uma segunda divisão por uma razão de referência, R_{120} , à temperatura de referência T_0 . Este procedimento visa eliminar K_{opt} e K_{espec} . Por fim, a equação utilizada para a obtenção da temperatura fica (LEMOINE; GRISCH, 2013) :

$$\ln \left(\frac{R_{12}}{R_{120}} \right) = (A_1 + A_2) \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right) + (B_1 + B_2) \left(\frac{1}{T^2} - \frac{1}{T_0^2} \right) \quad (2.23)$$

com R_{120} representando a primeira raciometria para uma medição de referência, onde a temperatura é conhecida. Aqui, os coeficientes a serem obtidos são $(A_1 + A_2)$ e $(B_1 + B_2)$, que são desenvolvidos através da calibração, seguindo a mesma técnica da *Ic*. Importante lembrar, entretanto, que a reabsorção é desconsiderada, e por isso, é necessário garantir que a calibração é feita com o mínimo de reabsorção possível. Para aplicações em que essa hipótese não se verifica, é necessário modelar a fluorescência com a lei de Beer-Lambert.

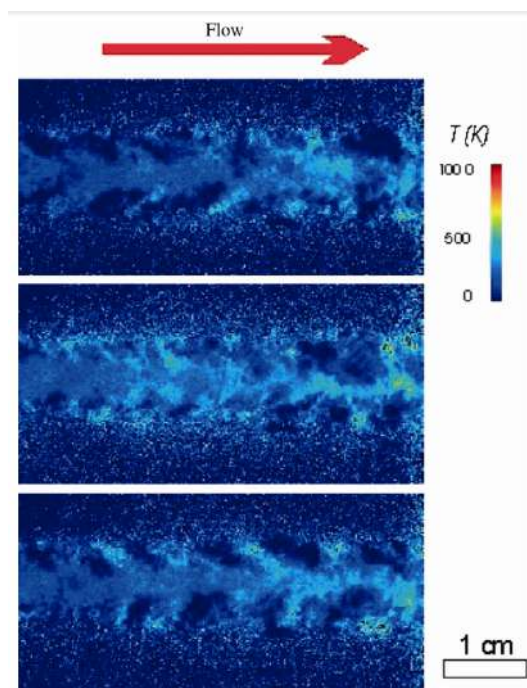
A calibração da LIF também pode ser feita através de uma regressão linear de parâmetros logarítmicos, conforme mostrado por (CHAZE et al., 2016), fazendo uso da Eq. 2.15. Aqui, o resultado da calibração nos retorna um valor, s , ao invés dos parâmetros A e B, e demonstram excelente precisão (CHAZE et al., 2016). Assim, para a termografia e termometria, a modelagem da temperatura em função da fluorescência fica:

$$T = T_0 + \frac{1}{s} \times \ln \left(\frac{R_{12}}{R_{120}} \right) \quad (2.24)$$

2.3.4 Termografia de fluidos reativos

A termografia em fluidos reativos, assim como a medição de concentração, é extremamente utilizada na indústria atualmente, principalmente no estudo de motores CI, bicos injetores, motores a jato, etc. Utilizando traçadores cetonas, Lemoine (LEMOINE; GRISCH, 2013) demonstrou a aferição de temperatura em fluxo de combustíveis aeronáuticos, como exibido na Fig. 12.

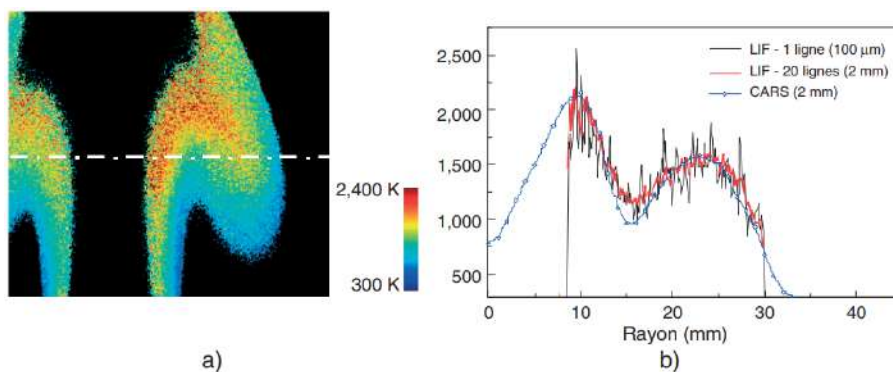
Figura 12 – Campo de temperaturas instantâneo por PLIF 2C com traçador cetona.



Fonte: Imagem adaptada de Lemoine e Grisch (2013).

Ainda, além de caracterizar a temperatura do escoamento, outra grande aplicação da técnica é a medição de **temperatura de combustão**. Para isso, usa-se o traçador diatômico OH, subproduto da combustão. No exemplo da Fig. 13, por se tratar de estado gasoso, foi utilizado a técnica de excitação do corante a partir de dois comprimentos de ondas diferentes, levando-os para dois níveis rotacionais diferentes, nos quais a fluorescência fornece sinais dependentes da temperatura, devido à dependência de $f(T)$ como explicado anteriormente. Lemoine ainda compara os dados da PLIF-OH com medição de temperatura pelo Coherent Raman Anti-Stokes technique (CARS), nas mesmas condições de teste para comparação. O resultado também é exibido na Fig. 13.

Figura 13 – a) Medição instantânea da temperatura de chama por PLIF b) comparação entre as medições feitas por PLIF-OH e CARS.

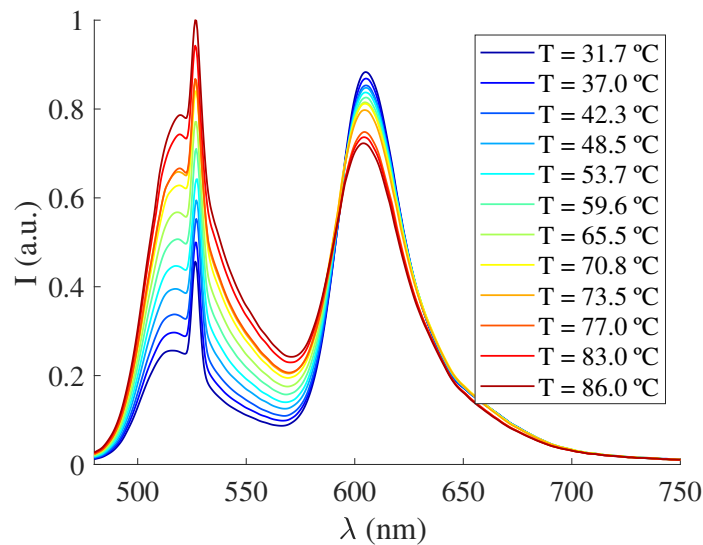


Fonte: Imagem adaptada de Lemoine e Grisch (2013).

3 TERMOMETRIA POR FLUORESCÊNCIA INDUZIDA A LASER: RESULTADOS PRÉVIOS

O presente trabalho teve como base resultados anteriores obtidos durante Iniciação Científica. Nela, foram obtidos os espectros de emissão de vários corantes candidatos, utilizando lasers de baixa e alta potência, para definir qual a melhor dupla de corantes para as nossas aplicações – visando a técnica $2c/2d$. Utilizando os espectros e também as curvas de sensibilidade de cada corante, obtidas através dos espectros, definimos que a mistura seria de Sulforhodamina 101 (Srh101) e Fluoresceína Dissódica (FLss). O espectro da mistura está exposto na Fig.14. Finalmente, através da Eq. 2.15, obtivemos a sensibilidade ($s = 2,5\%/^{\circ}C$) para as bandas escolhidas ($[540, 560] \text{ nm}$; $[632,652] \text{ nm}$), o que permitiu o início da medição de temperatura através da LIF. Os demais resultados, inclusive com experimento de validação, bem como todo o aparato experimental e tratamento de dados, já foram publicados e apresentados em evento por Veronese e Oliveira (2024a). Assim, o foco do presente trabalho se torna desenvolver e aplicar a termografia de fluidos, partindo destes resultados prévios.

Figura 14 – Espectro de emissão de Sulforhodamina 101 e Fluoresceína Dissódica, excitadas por laser pulsado de alta potência.



Fonte: dos Autores, em Veronese e Oliveira (2024a).

4 PLIF: CALIBRAÇÃO E VALIDAÇÃO DA TÉCNICA DE TERMOGRAFIA DE FLUIDOS POR FLUORESCÊNCIA INDUZIDA POR LASER

Neste capítulo, a bancada para a termografia, bem como os resultados deste experimento na cubeta já foram publicados e apresentados por Veronese e Oliveira (2024b). Entretanto, neste documento elaboramos análises mais aprofundadas de todo o processo, além de exibir trabalhos e resultados, novos e complementares, aos publicados (como o caso da calibração, nunca antes publicada), de modo a fomentar uma discussão mais completa e precisa. Além disso, também abordamos impactos dos resultados na aplicação final do trabalho – o imageamento de spray.

4.1 Materiais e Métodos

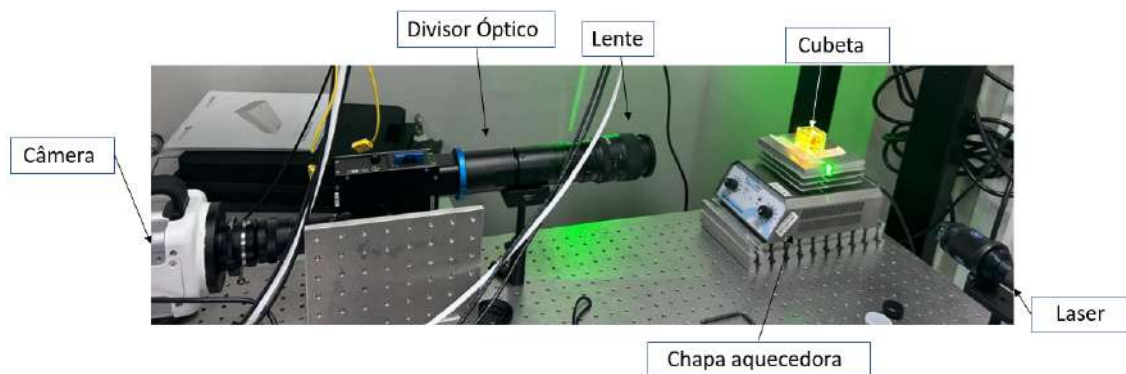
4.1.1 Aparato Experimental

O primeiro desafio do imageamento por LIF está na necessidade de separar uma mesma imagem, em duas bandas espectrais diferentes, do mesmo ponto de vista (para garantir que todos os valores referentes a K_{opt} sejam iguais para ambos os intervalos). Para isso, desenvolvemos uma bancada que fosse capaz de fazer isso através de uma mesma câmera – Fig. 15. A bancada utiliza uma única câmera rápida (Photron NOVA S6) acoplada a um divisor óptico (CAIRN Optosplit II) com uma lente (Tokina 100mm f2.8 Macro) – Fig. 16. No divisor óptico, colocamos um divisor de feixe dicróico e espelhos para que a imagem captada seja dividida em duas imagens idênticas no mesmo frame (para efetuação da ratiometria – Fig. 17) e filtros (ET 550/20x para detectar a Fluoresceína no intervalo [540, 560] nm e ZET 642/20x para a Sulforodamina, no intervalo [632, 652] nm) para que o sinal captado seja apenas das bandas escolhidas anteriormente. Além disso, também colocamos filtros e neutros para equilibrar a intensidade entre os dois corantes, de modo a evitar que a câmera sature para uma banda enquanto capta pouco sinal da outra banda. Neste ponto, os dados obtidos para cada píxel, de cada frame, se refere à intensidade de fluorescência do local no espaço em que ele ocupa, isto é, I_f daquele volume de coleta, para a banda espectral do referido filtro (lê-se Eq. 2.21). Ademais, o fluido (água destilada com Sulforodamina 101 e Fluoresceína dissódica, $C_{Flss} = 1,7 \times 10^{-5}$ mol/l e $C_{Srh101} = 1,8 \times 10^{-6}$ mol/l) é posicionado dentro de uma cubeta, que para o primeiro teste, possuía dimensões de $30 \times 10 \times 10$ mm³ e para o segundo, 30 mm de lado. Ela é posicionada sobre uma chapa aquecedora, de onde controlamos a potência de aquecimento sob a cubeta. Finalmente, o laser (Litron LD30-527 PIV Nd:YAG, dual-head 60 W total, utilizado com frequência de pulso de 1 kHz) é posicionado perpendicularmente à câmera, o mais próximo possível da parede da cubeta, a fim de minimizar o caminho óptico e consequentes reabsorções. Ele também recebe uma lente para a criação de um plano laser para imageamento. Para a calibração, também utilizamos um agitador magnético dentro da cubeta para homogeneizar a mistura – A chapa aquecedora também funciona como indutor de campo magnético para agitadores magnéticos.

Ao utilizar o divisor óptico, no entanto, o fato da luz de cada uma das duas imagens formadas

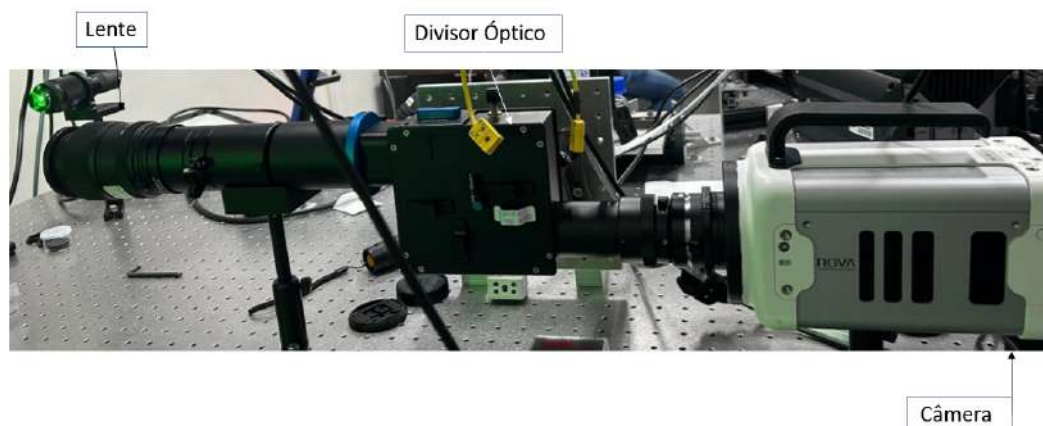
por ele passarem por caminhos com lentes e filtros diferentes antes de chegarem ao sensor da câmera, causa uma pequena distorção entre elas. Por isso, é necessário efetuar a calibração de píxel, onde calculamos matrizes de transformações geométricas a partir das duas imagens (de um mesmo frame) para corrigir uma das imagens em relação à outra, de modo que os píxels, de mesmas coordenadas, em uma imagem, se refiram exatamente ao mesmo local no espaço que o píxel da outra imagem. Dessa forma, para a calibração de píxel, o arranjo utilizado é o mesmo do teste, porém com a placa de calibração (Fig. 18), fornecida pela ThorLabs, posicionada no local da cubeta, no mesmo plano do laser, visando a calibração do foco da lente para calibração do píxel à mesma distância das aquisições de sinal de fluorescência.

Figura 15 – Arranjo experimental de imageamento durante experimento.



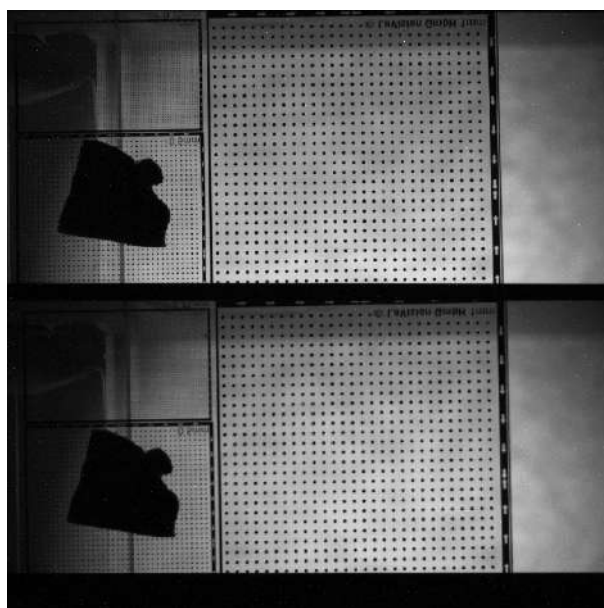
Fonte: Veronese e Oliveira (2024b).

Figura 16 – Photron NOVA S6 acoplada ao CAIRN Optosplit II e Lente Tokina 100mm f2.8 Macro.



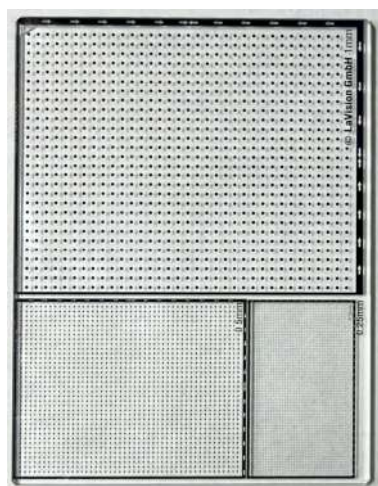
Fonte: Veronese e Oliveira (2024b).

Figura 17 – Exemplo de frame cru obtido da câmera rápida, com duas imagens "idênticas". No caso, se trata-se da imagem de calibração de píxel referido ao teste transiente.



Fonte: dos Autores.

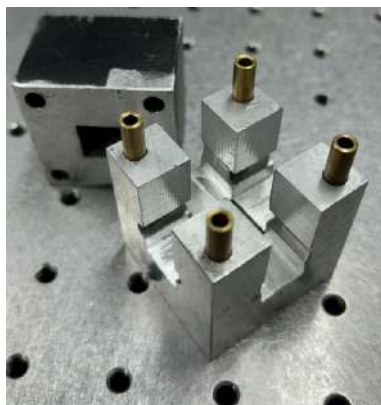
Figura 18 – Placa de calibração de píxel para sobreposição de imagens.



Fonte: dos Autores.

Além disso, para o teste de calibração da sensibilidade, fabricamos um porta-cubetas que servisse de suporte para a cubeta – Fig. 19. Ele foi incluído para evitar que eventuais choques do agitador magnético com a cubeta pudessem derrubá-la, além de servir de suporte para o termopar, essencial para a calibração – ele fica em contato direto com o fluido, de modo a servir de medição guia para a calibração. O termopar é ligado a uma placa de aquisição, de modo que a leitura do termopar possa ser registrada através do software LabView.

Figura 19 – Porta-cubetas.



Fonte: dos Autores.

4.1.2 Calibração de Píxel

Chamamos de calibração de píxel o processo de correção das distorções causadas entre as imagens de um mesmo frame, devido a imperfeições nos posicionamentos de lentes e filtros dentro do divisor óptico. Para que os cálculos de raciometria sejam feitos corretamente, é necessário assegurar que a mesma coordenada em cada uma das imagens represente o mesmo local no espaço, do mesmo ponto de vista. Para esta correção, foi desenvolvida a estratégia abordada a seguir.

4.1.2.1 Protocolo Experimental

Efetuar a calibração de píxel se trata de posicionar a placa de calibração no mesmo plano do laser (com o laser desligado) para garantir que a transformação geométrica obtida será a mesma para os frames de teste (os coeficientes da transformação geométrica dependem, em partes, do foco da lente) e salvar uma imagem (Fig. 17). É válido destacar que o código desenvolvido é suficiente para todas as aplicações, mas todo novo teste necessita da calibração de píxel a partir de uma nova imagem, feita no momento do teste, pois variações no foco da lente e movimentações em qualquer componente do sistema influenciam nos valores da transformação geométrica.

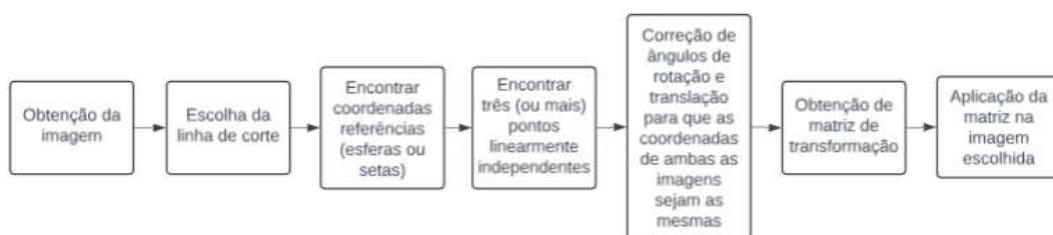
Assim, o protocolo para a calibração de píxel, aplicável a todos os testes de imageamento, é: após definição do arranjo e foco da câmera, marcar o local do plano do laser e posicionar a placa de calibração nesse mesmo plano. Posteriormente, salvar o frame.

4.1.2.2 Tratamento de dados

De posse do frame, buscamos, no tratamento, uma transformação geométrica que corrija deslocamento (translação) e também rotação do corpo. Para isso, é necessário ter, ao menos, três pontos linearmente independentes (necessidade para criação de um plano). Esses pontos são encontrados em ambas as imagens através dos centros dos círculos da placa de calibração. Uma vez obtidos os pontos em ambas as imagens, admitindo distância focal constante, é possível

encontrar a matriz de transformação de coordenadas que satisfaça a condição de igualdade de coordenadas entre as imagens para os mesmos pontos. Para simplificar, foi desenvolvido um diagrama de blocos que explica melhor o raciocínio, exposto na Fig. 20

Figura 20 – Diagrama de blocos do tratamento de sobreposição de píxel.

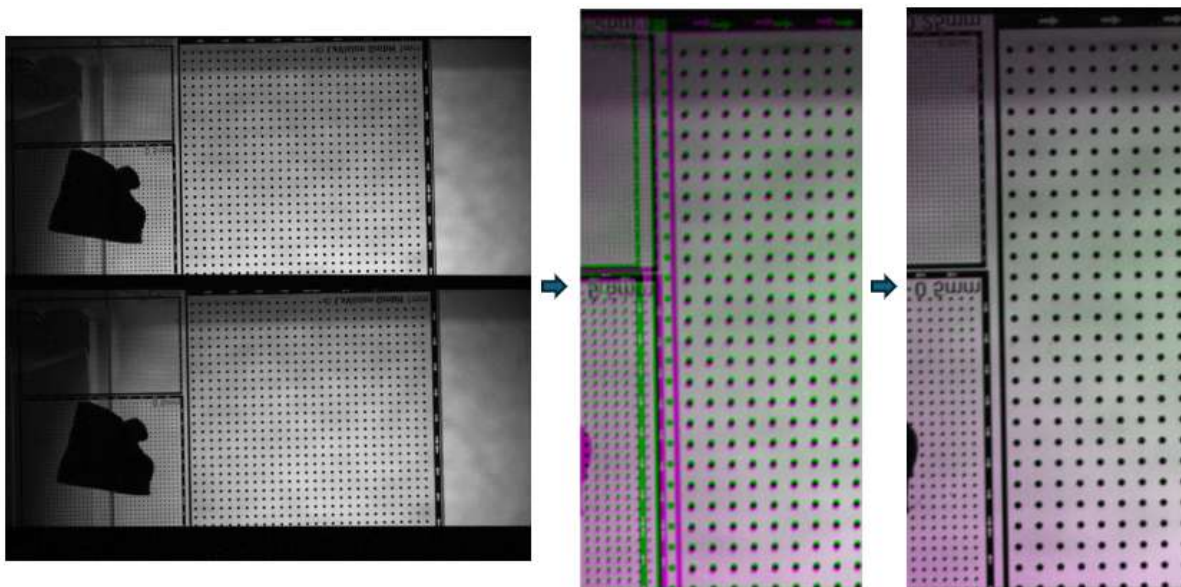


Fonte: dos Autores.

Assim, uma vez encontrados os centros dos círculos da placa de calibração, é possível obter a matriz de transformação das coordenadas a ser aplicada na imagem distorcida e, assim, corrigi-la. Este tratamento é aplicado em todos os experimentos de imageamento por LIF.

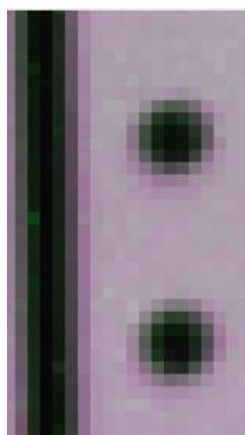
De modo a avaliar a qualidade deste procedimento, efetua-se a sobreposição das duas imagens após o tratamento. Resultados iniciais apontavam para um erro em torno de 2 píxels (aproximadamente de $125 \mu m$) o que, por si só, já é um bom resultado. Entretanto, sobretudo para fenômenos com alto gradiente de temperatura em escalas milimétricas, o desvio poderia causar erros de medida consideráveis. Dessa forma, houve um empenho para refinar os cálculos de transformação para esta sobreposição, especialmente no ajuste de dimensões das imagens transformadas. Como resultado, conseguimos minimizar o erro para aproximadamente 1 píxel ($60.7 \pm 0.3 \mu m$), conforme Fig. 21 e 22. Neste ponto, ao se aproximar muito de uma precisão subpíxel, chegamos em um momento em que o erro pode ser praticamente desprezível, visto que o píxel é tratado como a média da temperatura em todo o local do espaço que este representa. Assim, um erro menor que esse acaba sendo minimizado no tratamento numérico. Neste ponto, portanto, pudemos seguir para a calibração.

Figura 21 – Imagem da segunda calibração de píxel. Da esquerda para direita: frame obtido através do divisor óptico; sobreposição das imagens antes do tratamento; sobreposição das imagens após o tratamento; zoom da imagem após o tratamento: erro em torno de dois píxels. Nas imagens de sobreposição, os píxels roxos e verdes representam as inconsistências entre os píxels das duas figuras sobrepostas.



Fonte: dos Autores.

Figura 22 – Zoom no detalhe do erro de sobreposição para segunda calibração de píxel.



Fonte: dos Autores.

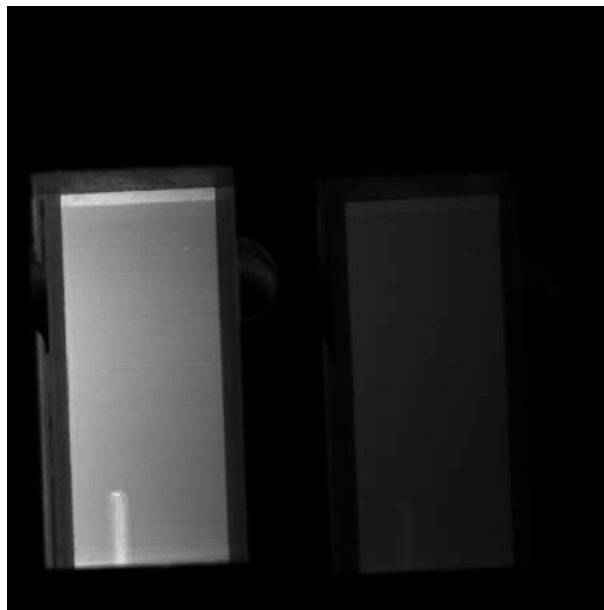
4.1.3 Calibração de Sensibilidade- Confirmação do Método

Este teste teve como função calcular o valor da sensibilidade através do imageamento, com o aparato de imageamento, e confrontar com o resultado de trabalhos passados, feitos com colimador. Além disso, também utilizamos o teste para avaliar a precisão e a exatidão da medição, bem como possíveis efeitos de atenuação do laser e a incerteza da medição. Além disso, este foi o primeiro experimento em que utilizou-se um software de sincronização entre o laser e a câmera: aqui, cada frame da câmera capturava o sinal de fluorescência de um pulso do laser.

4.1.3.1 Protocolo Experimental

Desta forma, o raciocínio deste teste se resume em fazer medições em temperatura controlada e conhecida, com o fluido o mais próximo possível do regime permanente e com temperatura uniforme. Assim, o protocolo fica: primeiro, ligamos a chapa aquecedora por alguns segundos. Tempos depois (devido à inércia térmica) a temperatura do líquido, medida pelo termopar, passa a subir. Quando esta atinge um patamar de temperatura aproximadamente constante, acionamos o software, que ativa o laser e a câmera e faz a captura do sinal. Em seguida, avaliamos as imagens e, em caso de aparente uniformidade do fluido e boa qualidade do sinal, ligamos novamente a chapa aquecedora. Caso notemos nas imagens sinal de gradientes de temperatura, esperamos mais um pouco e refazemos a captura. Durante todo o experimento, buscou-se manter uma diferença de temperatura em torno de 5°C entre duas medições subsequentes. Um exemplo de frame obtido está exposto na Fig. 23.

Figura 23 – Frame de um vídeo da calibração, $T = 24.9^{\circ}\text{C}$.



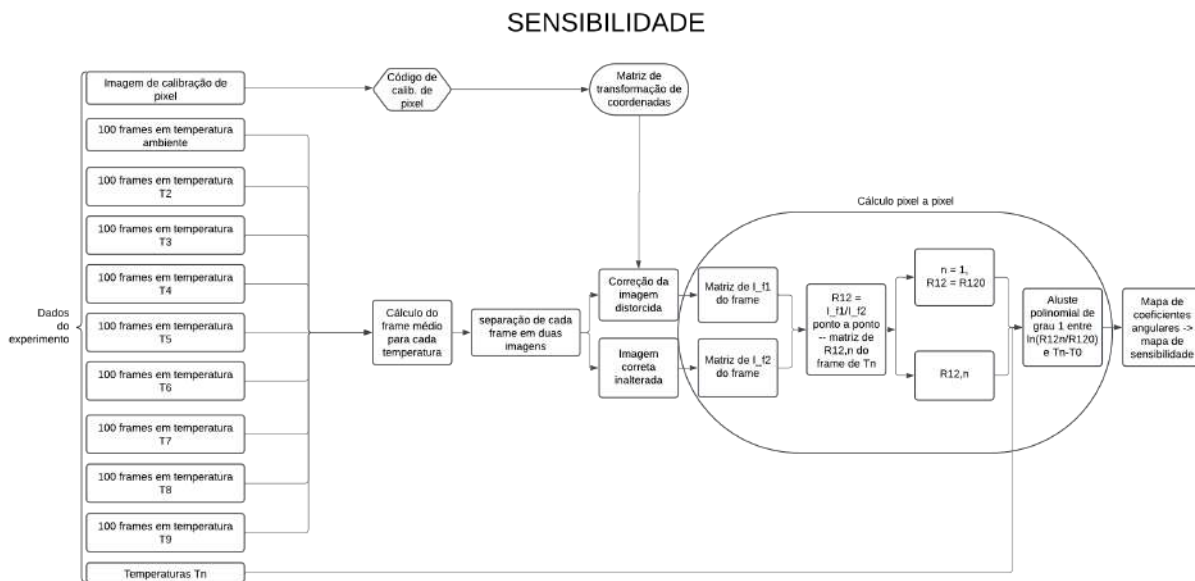
Fonte: dos Autores.

4.1.3.2 Tratamento de dados

Para o tratamento, foi feito um código em duas partes: a obtenção da sensibilidade e a análise de incerteza da medição. Para a primeira parte, iniciou-se por encontrar a média de cada medição, isto é, foi calculado um frame médio para cada medição, através de um cálculo de média simples e independente píxel a píxel. De posse dos frames médios, cortamos cada um dos frames e aplicamos a matriz de correção, de modo a obter duas imagens por frame, conforme já exposto. Neste ponto, os valores de cada píxel representam $I_f(T_n)$. Dessa forma, temos $I_{f,1}(T_n)$ e $I_{f,2}(T_n)$ para cada uma das n temperaturas. Assim, aplicamos a equação da sensibilidade (Eq. 2.15) para cada uma das medições e ajustamos uma regressão de $\ln(I_f(T_n)/I_f(T_0))$ e $T_n - T_0$ através de mínimos quadrados. Conforme a Eq. 2.15 sugere, o coeficiente angular desse polinômio é o valor

da sensibilidade, para aquele píxel. Assim, o processo é aplicado para todos os píxels ao longo das 9 medições feitas, tendo como resultado uma imagem com a sensibilidade de cada um dos píxels, chamada de mapa de sensibilidade. O tratamento completo é exposto na Fig. 24.

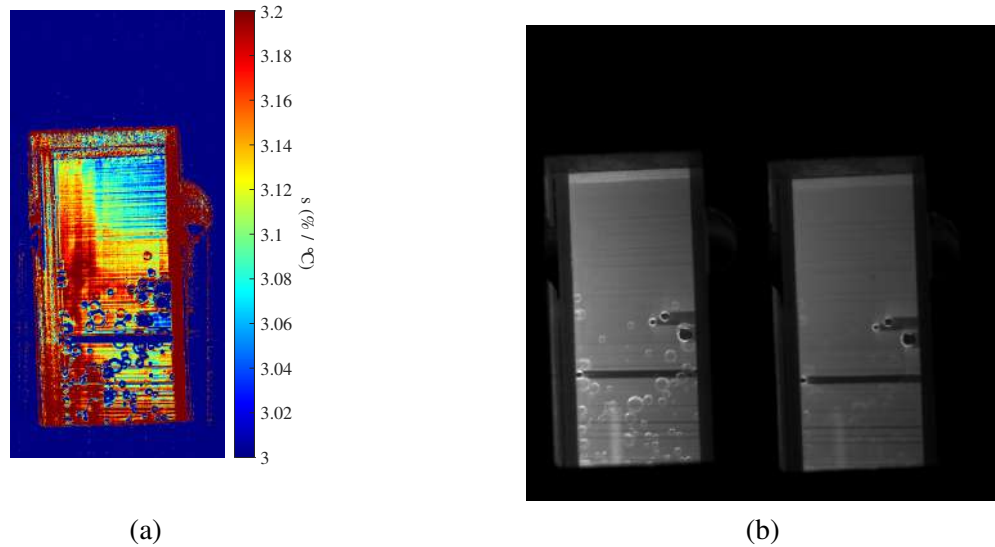
Figura 24 – Diagrama de blocos do cálculo do mapa de sensibilidade.



Fonte: do Autor.

Assim, seguindo este tratamento, temos como primeiro resultado o mapa de sensibilidade, exposto na Fig. 25(a). Nele, podemos claramente diferenciar a área da cubeta – levemente angulada, devido a posicionamentos de lentes e filtros dentro do divisor óptico – e a área de background. Além disso, nota-se dentro da cubeta várias bolhas, causadas pelo ar dissolvido na água que, com o aumento da temperatura (intensificando a partir de $50\text{ }^{\circ}\text{C}$), perde sua solução e se concentra em formas de bolha – como exposto na Fig. 25(b). Por fim, também notamos gradientes de sensibilidades verticais, resultando em padrões horizontais. Este fenômeno se dá justamente devido à formação e desprendimento dessas bolhas na direção do laser, de modo que este não atinja todo o volume na direção desta bolha, justamente por reflexão e refração do laser na bolha. Por fim, ainda analisando a bolha, justamente essa relação de reflexão e refração do laser e da fluorescência na interface causa mudança no sinal captado pela câmera naquelas mediações, obtendo então um efeito de interface, comum a aplicações multifasicas.

Figura 25 – (a) Mapa de sensibilidade completo. (b) Exemplo de imagem crua, $T = 72,8\text{ }^{\circ}\text{C}$.

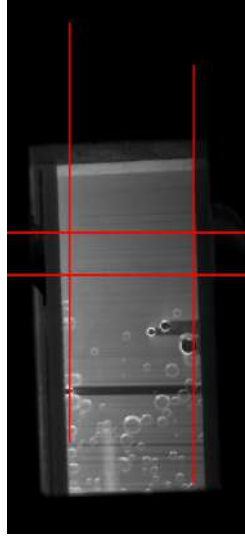


Fonte: Imagem elaborada pelo autor

Tendo em vista as imperfeições do sinal na cubeta, fizemos um recorte de uma pequena região da cubeta onde não foi observado surgimento nem desprendimento de gota ao longo de todos os experimentos. A área escolhida está demarcada na Fig. 26. Todos os tratamentos e análises a partir daqui foram feitos neste recorte, com dimensões de 81×246 pixels, com o tamanho de pixel, calculado a partir da imagem para correção de sobreposição referente a esse teste, no valor de $37,4 \pm 0,1 \mu\text{m}$. Analisando o resultado dessa região e a distribuição de valores, admitimos uma distribuição normal com média em $s_{medio} = 3,12\text{ } \%/^{\circ}\text{C}$ e desvio padrão de $\sigma = 0,04\text{ } \%/^{\circ}\text{C}$, fornecendo uma incerteza para um intervalo de confiança de 95 % igual a $\delta s = 0,08\text{ } \%/^{\circ}\text{C}$. A diferença entre o valor encontrado com a câmera rápida e a calibração com colimador pode ser explicada por um conjunto de motivos: primeiramente devido à utilização do software DaVis, que garante um tempo de exposição muito menor à radiação, reduzindo largamente a fotodegradação das moléculas. Além disso, o uso deste software também permite utilizar uma potência muito maior do laser (24 W), em comparação ao laser utilizado para a calibração com o colimador (20 mW para laser contínuo e 9 W para laser de alta potência). Para além do Davis, o uso da câmera nos permitiu ter mais eficiência na garantia da uniformidade térmica do fluido, em comparação à calibração com colimador, onde tínhamos apenas dois termopares. A diferença do laser também se baseia na quantia de pontos fluorescentes: o laser para colimador era apenas um feixe, ao passo que tínhamos uma folha de laser excitando todo o volume no imageamento.

De posse do mapa de sensibilidade e também das medições cruas, parte-se para o estudo da incerteza de medição. O cálculo da incerteza foi feito com base na equação de propagação de incerteza aplicada à equação da temperatura em função do sinal de fluorescência e sua sensibilidade (Eq. 2.24). Como resultado, obtêm-se a Eq. 4.1:

Figura 26 – Posicionamento do recorte utilizado para o tratamento de dados



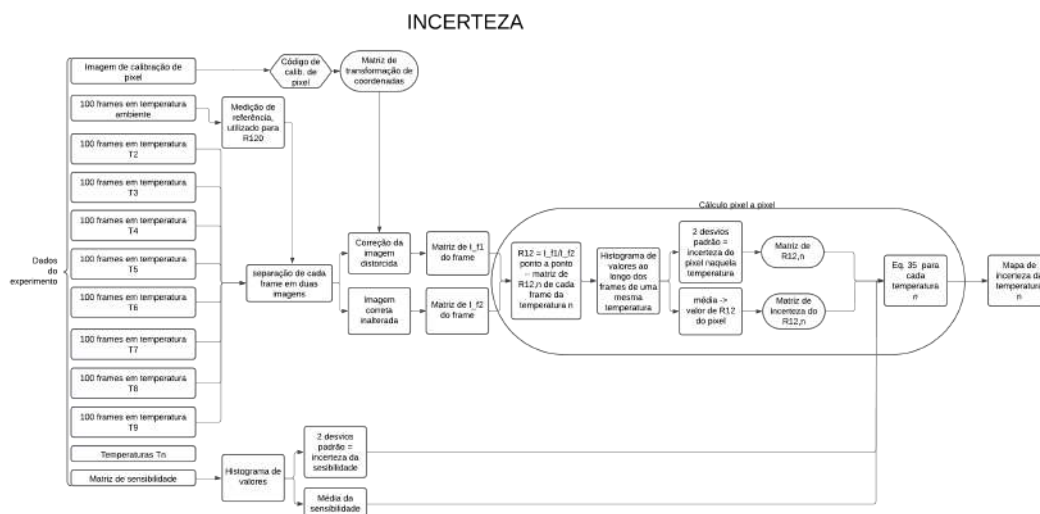
Fonte: do Autor.

$$\delta T_n = \sqrt{\frac{2\delta s^2}{s_{medio}^4} (\ln(\frac{R_{12,n}}{R_{120}}))^2 + \frac{1}{s_{medio}^2} (\frac{(\delta R_{12,n})^2}{(R_{12,n})^2} + \frac{(\delta R_{120})^2}{(R_{120})^2})} \quad (4.1)$$

Onde δs representa a incerteza da sensibilidade, s . $R_{12,n}$ representa a razão $I_{f,1}(T_n)/I_{f,2}(T_n)$ e R_{120} a mesma razão para $n = 1$ (temperatura ambiente). Os valores seguidos de δ são suas respectivas incertezas, todas calculadas com 95% de intervalo de confiança (2σ da distribuição normal do valor referente).

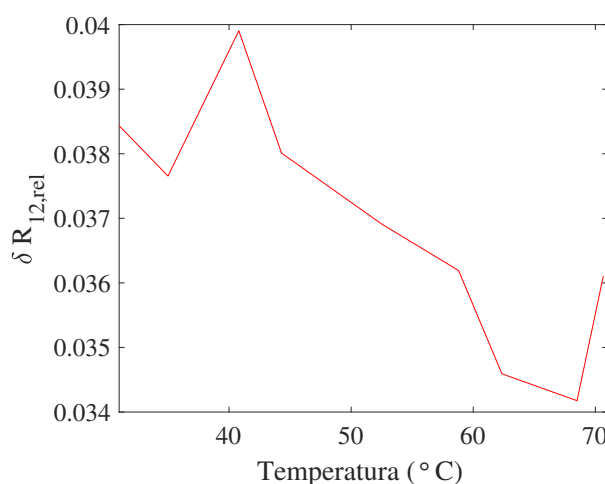
A incerteza da sensibilidade, δs , foi calculada através da distribuição normal do mapa de sensibilidades, considerando-a 2σ , conforme já explicado. Os valores de R_{12} foram calculados através de uma média, mas seguindo uma sequência de cálculos diferente da sensibilidade: ao invés de encontrar o frame médio para uma mesma medição, e calcular o R_{12} do frame médio, calcula-se o R_{12} para cada um dos frames de uma medição e tira-se uma média dos mapas de R_{12} . O mesmo vale para R_{120} . As incertezas foram calculadas pixel a pixel para cada um dos frames: diferentemente da incerteza da sensibilidade, a incerteza de dado R_{12} independe do pixel vizinho: foi calculado, para o mesmo pixel, ao longo dos 100 frames da medição, a distribuição normal do valor de R_{12} naquele pixel, e a incerteza é justamente o dobro do referente desvio padrão. Idem para δR_{120} . Dessa forma, obtemos um mapa de R_{12} e um de δR_{12} para cada temperatura. Assim, a equação 4.1 é aplicada ponto a ponto, retornando um mapa de incerteza para cada medição. Para facilitar o entendimento, foi elaborado um diagrama de blocos do tratamento, exposto na Fig. 27.

Figura 27 – Diagrama de blocos do tratamento de incerteza.



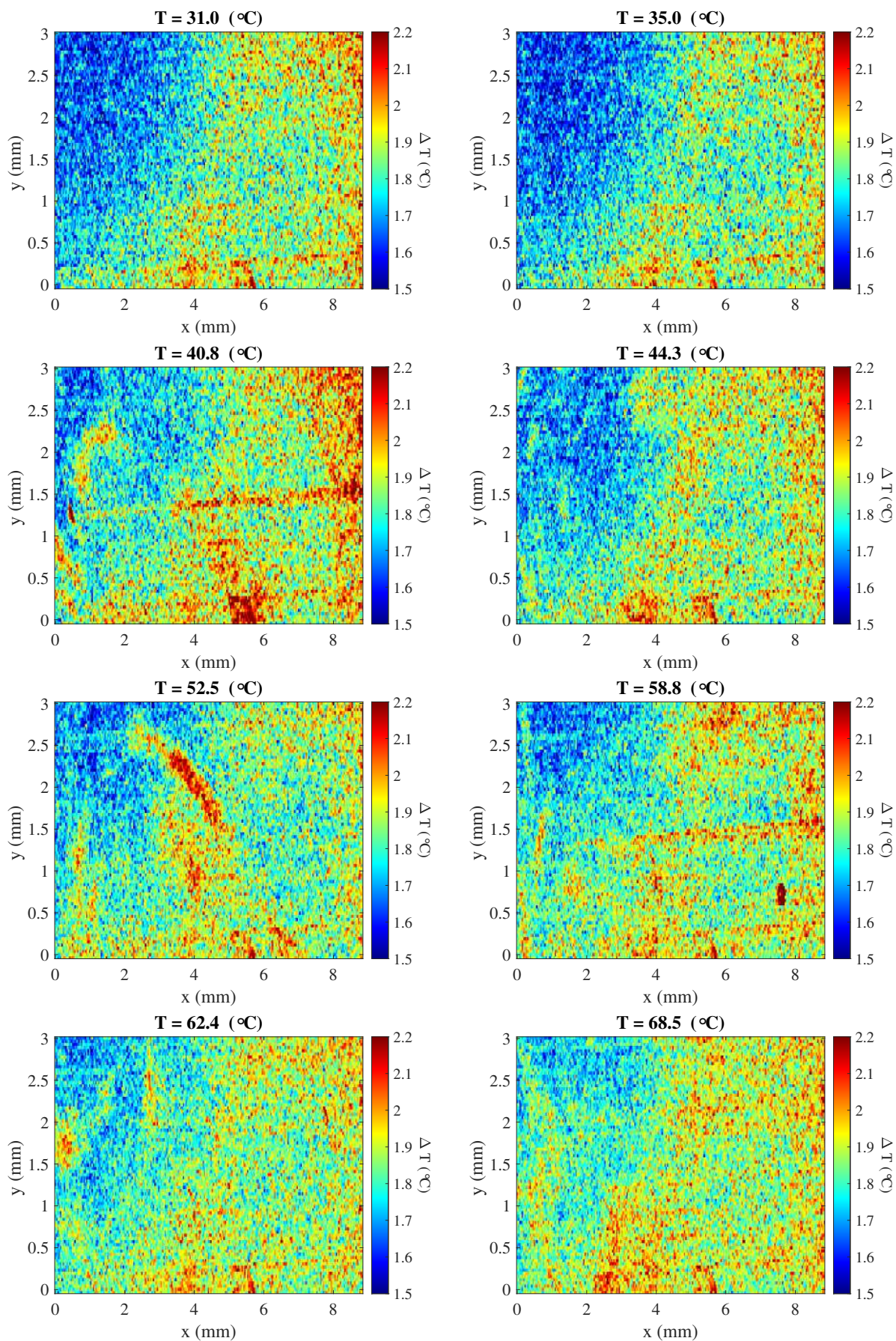
Fonte: do Autor.

Para obtermos o mapa de incerteza da termografia, entretanto, ainda faltavam as matrizes de valor e incerteza associada para cada uma das medições, visando a utilização da Eq. 4.1. Adotando o método previamente citado, obtivemos então uma matriz R_{12} e a respectiva matriz de incertezas para cada temperatura. Neste ponto, antes de calcularmos e avaliarmos as incertezas de temperatura para cada medição, é importante analisarmos a dependência da incerteza relativa das medidas de R_{12} em relação à temperatura. Ao analisar o comportamento ao longo das medições, temos a curva da Fig. 28. Notamos um comportamento desordenado, sem nenhuma dependência com a temperatura. Deste modo, é possível afirmar que a incerteza associada à medição independe da temperatura, ponto muito importante para a incerteza final da temperatura e, principalmente, para aplicações da técnica. Assim, partimos para o cálculo da incerteza de medição. O resultado é exposto na Fig. 29.

Figura 28 – Incerteza relativa de R_{12} em função da temperatura.

Fonte: do Autor.

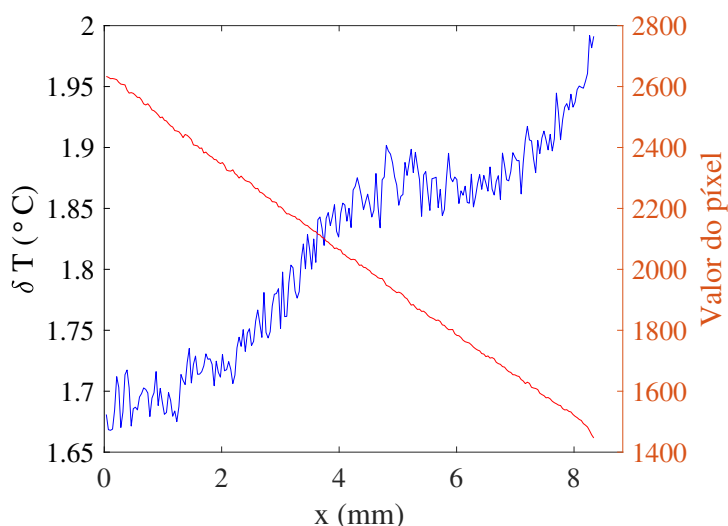
Figura 29 – Incerteza da temperatura para cada medição.



Fonte: Imagem elaborada pelo autor

Analisando os resultados, obtivemos uma incerteza em torno de $2\text{ }^{\circ}\text{C}$, mas, para além do valor, nota-se um viés no resultado, onde da esquerda para a direita nós temos um acréscimo na incerteza do sinal, saindo de $1.7\text{ }^{\circ}\text{C}$ para aproximadamente $2.1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Esse comportamento se dá devido à atenuação do laser, explicado pela equação de Beer-Lambert, Eq. 2.14. Para exemplificar o efeito, calculamos a incerteza média da temperatura para cada coluna da matriz, e plotamos contra o valor médio do sinal da fluorescência da imagem crua, também médio para cada coluna. O resultado, exposto na Fig. 30, confirma nossa teoria, dado que o sinal cai linearmente, e ao passo da queda do sinal, temos um aumento da incerteza, dado que o ruído permanece o mesmo.

Figura 30 – Incerteza média da temperatura comparada com o sinal médio da fluorescência para cada coluna, da esquerda para a direita.

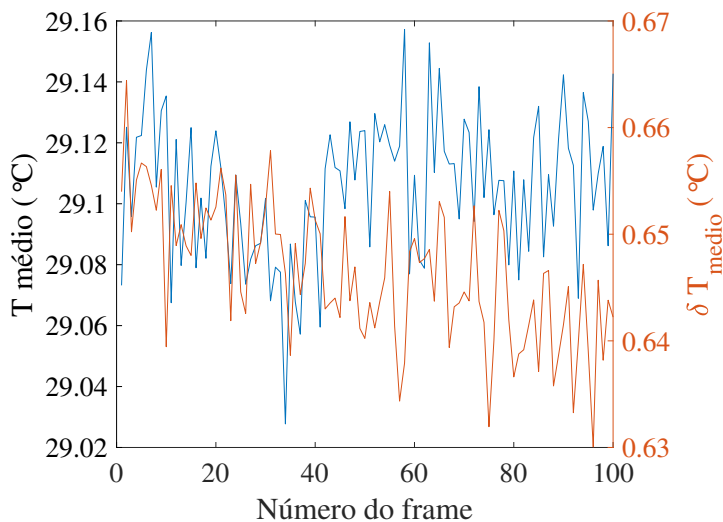


Fonte: do Autor.

Ainda, visando a aplicação almejada pelo presente trabalho – termografia de sprays de injeção em motores – é importante garantir a precisão da medição, isto é: a medição feita através de um único frame ser a mesma (ou suficientemente próxima) da média dos frames, de forma que qualquer fenômeno, por mais rápido que seja (desde que capturado pela câmera com excitação do laser) forneça uma medição com a mesma incerteza de uma medição em regime permanente. Para avaliar essa característica, calculamos a temperatura média do frame para cada frame de uma mesma temperatura, aplicando a sensibilidade e R_{120} para reconstruir sua temperatura. Calculando para todos os frames de uma mesma medição, temos o resultado exposto na Fig. 31. Dela, é possível analisar que o ruído de medição representa, no máximo, $0,03\text{ }^{\circ}\text{C}$ e a incerteza do frame varia na casa de $0,04\text{ }^{\circ}\text{C}$, diferenças ínfimas para os gradientes de temperatura encontrados nos fenômenos, na ordem de unidades a dezenas de $^{\circ}\text{C}$. Dessa forma, é possível concluir que a termografia, ao apresentar uma incerteza de aproximadamente $2\text{ }^{\circ}\text{C}$, apresenta potencial de fornecer exatidão ainda maior, em torno de $1,7\text{ }^{\circ}\text{C}$ em condições sem atenuação do laser. Além disso, obtivemos precisão nas medições, de forma que um frame é suficiente para efetuar a

medição da temperatura do fenômeno sem vieses, nos permitindo explorar uma das principais características da LIF: medições *casi*-instantâneas.

Figura 31 – Temperatura média por frame para $T = 31,0\text{ }^{\circ}\text{C}$.



Fonte: do Autor.

4.1.4 Termografia – Validação da Técnica

Este teste teve como intuito aplicar o valor de sensibilidade obtido previamente, na mistura de corantes definida, para avaliar diversos parâmetros para o imageamento: a qualidade e definição da imagem, sobreposição de imagens, capacidade de medição quase instantânea (a partir da análise da qualidade de cada imagem) e precisão do arranjo – tudo isso em regime transiente.

4.1.4.1 Protocolo Experimental

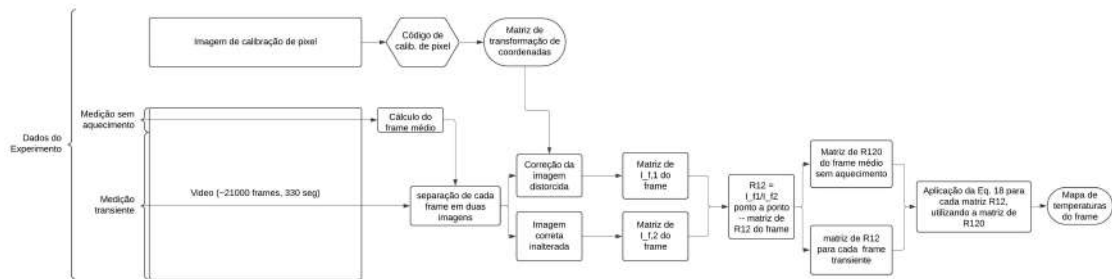
Com o objetivo em mente, o protocolo utilizado fora: primeiro, salvamos a imagem de calibração de píxel com a plaqueta de calibração no mesmo plano do laser. Em seguida, posicionamos a cubeta sobre a chapa aquecedora de modo que o plano laser excite o volume de líquido mais próximo possível da lateral da cubeta, normal à câmera e paralela ao plano do laser. Este ajuste é feito de modo a minimizar o caminho óptico da fluorescência no fluido, visando evitar reabsorções e conflitos espectrais. Assegurado esse posicionamento, inicia-se a gravação e espera-se 30 segundos antes de iniciar o aquecimento, enquanto se verifica a temperatura do líquido via termopar. Essa etapa serve para obter a medição de referência, isto é, R_{120} da Eq. 2.24. Após aquistar o R_{120} , inicia-se o aquecimento, ligando a chapa aquecedora e sem desligá-la até o fim do teste. O teste durou 5 minutos e 30 segundos, e foi interrompido pois a cubeta se quebrou, devido ao grande gradiente de temperatura dentro do vidro. Os dados, salvos em 12bit (resolução máxima da câmera), foram levados para o tratamento em MATLAB. Neste teste não foi utilizado o software DaVis para sincronismo entre pulso do laser e frame da câmera, por se tratar de um fenômeno mais demorado – altas potências do laser, necessário para obter imagens

nítidas com apenas 1 pulso, causariam fotodegradação nas moléculas fluorescentes. Assim, a potência do laser foi reduzida para 9W e o frame rate da câmera para 60 *fps*.

4.1.4.2 Tratamento de dados

Como dito anteriormente, no imageamento o valor obtido em cada píxel se refere à intensidade luminosa total captada por aquele píxel, isto é, a integral do espectro do sinal nos limites do filtro colocado no optical splitter (I_f na Eq. 2.22). Dessa forma, o tratamento do vídeo pode ser simplificado para, após os devidos cortes e enquadramentos da imagem, aplica-se a matriz de transformação de coordenadas – obtida previamente com a placa de calibração – na imagem distorcida. Depois faz-se a raciometria (cálculo de R_{12} a partir da Eq. 2.22) das matrizes de forma ponto-a-ponto, uma vez que os píxels com mesma coordenada em cada uma das imagens do mesmo frame representam o mesmo local no espaço e instante de tempo. Assim temos, para uma imagem $I_{f,1}$ e para outra, $I_{f,2}$. Visando esclarecer melhor o procedimento todo, foi elaborado o fluxograma abaixo, na Fig. 32.

Figura 32 – Diagrama de blocos do código de tratamento de vídeo transiente.



Fonte: dos Autores.

O resultado, para cada frame, dessa divisão entre os valores de cada imagem deste, retornam R_{12} daquele respectivo frame. Porém, para reconstrução da temperatura a partir da equação da sensibilidade, precisamos da medição de referência, isto é, R_{120} e sua respectiva temperatura. Conforme dito na seção de protocolo experimental, os primeiros 30 segundos de gravação (em torno de 1800 frames) foram capturados sem aquecimento, isto é, temperatura constante e regime permanente. Portanto, para minimizar ruídos, calculamos um frame como a média destes e a partir deles, seguimos o mesmo protocolo feito para o R_{12} : transformação de coordenadas da imagem distorcida do frame e posterior cálculo da razão entre os valores dos píxels de mesma coordenada para cada imagem. Assim, o resultado se torna uma matriz (ou imagem) de mesmas dimensões do R_{12} , entretanto com a temperatura conhecida: temos, portanto, R_{120} .

Agora, de posse dos dados de referência (R_{120} e respectiva temperatura) e com as raciometrias (R_{12}) de cada frame, aplicamos a Eq. 2.24, utilizando o valor de sensibilidade definido previamente, com o objetivo de obter T_1 . Neste ponto, T_0 é justamente a temperatura de referência em R_{120} . Essa equação é aplicada ponto-a-ponto nas matrizes de cada frame, mantendo o

R_{120} calculado. O resultado, para cada frame, se torna então a respectiva matriz (ou mapa) de temperatura.

4.2 Resultados

Neste momento, o resultado principal trata-se do vídeo do aquecimento. Alguns frames, tratados, em diferentes momentos do vídeo estão expostos na Fig. 33. Em análise qualitativa, podemos ver que o tratamento de dados funcionou bem, de modo que é possível caracterizar inclusive fenômenos da convecção natural, como os bolsões de fluido quente ascendente em $t = 200$ e $300s$. Além disso, a ausência de formações viciadas e reflexões e também a fluidez e nitidez das imagens apontam para uma boa sobreposição de píxels e uniformidade das medições de R_{120} .

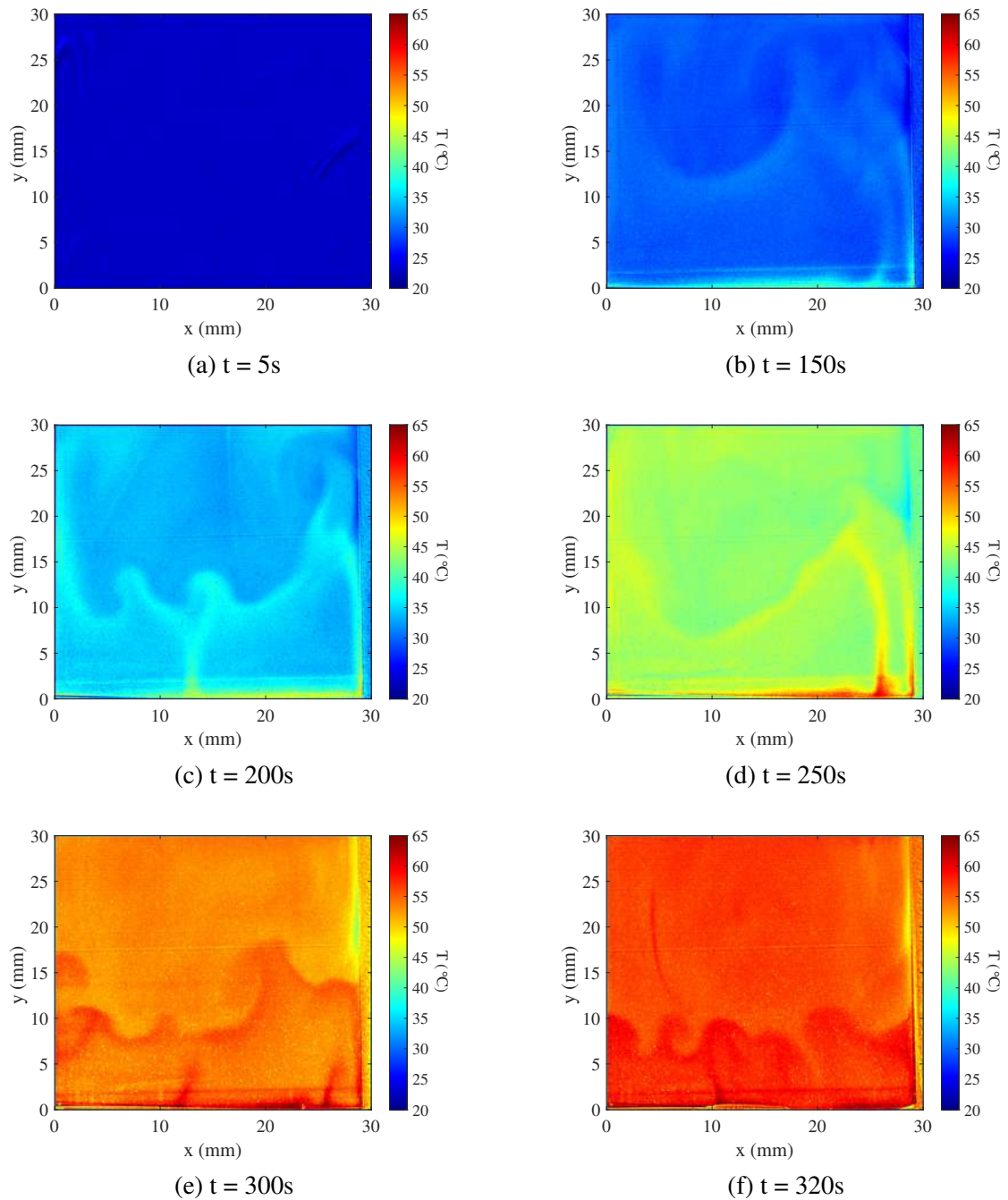
Partindo para a análise quantitativa da precisão da medição (e não a exatidão), escolhemos 9 pontos da imagem, posicionados conforme a Fig. 34. Para isto, procuramos separá-los por toda a cubeta, buscando ainda atingir diferentes regiões, como próximo das paredes e da superfície inferior, de onde vem o fluxo de calor. Também buscamos uma medida mais central. Aqui, a ideia é que esses 9 pontos sejam suficientemente representativos para nossa análise.

Plotamos então a evolução da temperatura em função do tempo para esses 9 pontos, obtendo as curvas expostas na Fig. 35(a). Desta imagem, é possível observar um comportamento similar dentre todos os pontos. Eles aumentam obedecendo a mesma curva, porém com picos pontuais em cada um. Esse fenômeno é causado justamente pela passagem dos bolsões de fluido quente na localização do ponto de estudo. Para além do comportamento da temperatura nestes pontos, investigamos a qualidade dessas medições. Para isso, buscamos as curvas de cada um dos pontos através de ajustes polinomiais de décima quinta ordem, obtendo resultados como os expostos na Fig. 35(b).

Focando especificamente nos primeiros 30 segundos, onde há uma homogeneidade de temperatura (antes do aquecimento), quantificamos então os resíduos de cada medição. Ao plotá-los, obtemos o resultado exposto na Fig.36.

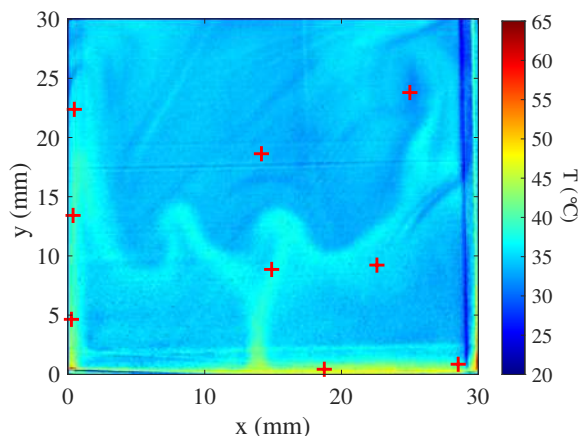
Nele, podemos notar uma gaussiana com $\sigma = 0.25 \text{ }^{\circ}C$ e intervalos de confiança de 95% com incertezas de $2\sigma = 0.5 \text{ }^{\circ}C$ e para 99,7% de confiança, $3\sigma = 0,74 \text{ }^{\circ}C$. Esses valores de incerteza são coerentes com os $0,5 \text{ }^{\circ}C$, encontrados por nós na validação dos trabalhos prévios (VERONESE; OLIVEIRA, 2024a), demonstrando que o procedimento, a mistura e os componentes estão funcionando corretamente. Dessa forma, podemos concluir que o teste de imageamento conceitual foi um sucesso, demonstrando a maturidade da técnica para aplicação em estudos de engenharia.

Figura 33 – Imageamento por LIF de uma cubeta aquecida por baixo ao longo do tempo.



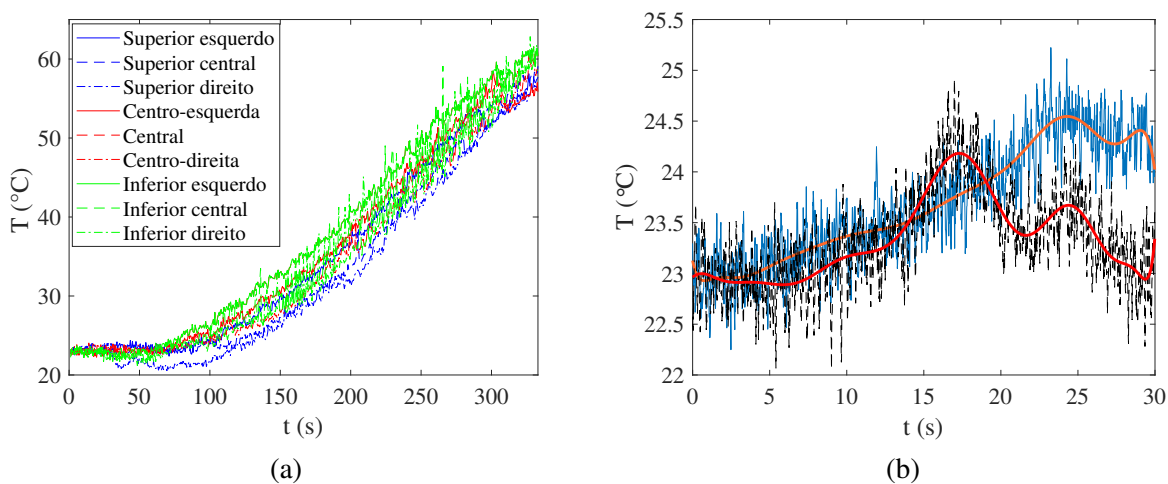
Fonte: Retirado de Veronese e Oliveira (2024b).

Figura 34 – Posicionamento dos pontos de análise.



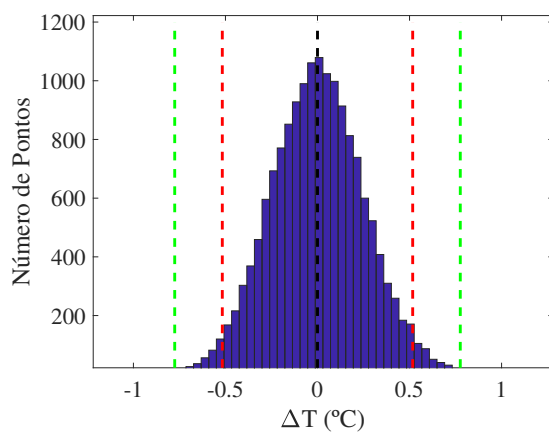
Fonte: Retirado de Veronese e Oliveira (2024b).

Figura 35 – (a) Evolução da temperatura de cada um dos pontos ao longo de todo o experimento. (b) Ajuste polinomial em 2 dos 9 pontos.



Fonte: Retirado de Veronese e Oliveira (2024b).

Figura 36 – Histograma dos resíduos dos 9 pontos juntos. Intervalo de confiança de 2σ e 3σ em vermelho e verde, respectivamente.



Fonte: Retirado de Veronese e Oliveira (2024b).

5 TERMOGRAFIA DE SPRAY APLICADA À SISTEMA DE AQUECIMENTO DE COMBUSTÍVEL PARA MOTORES A COMBUSTÃO INTERNA

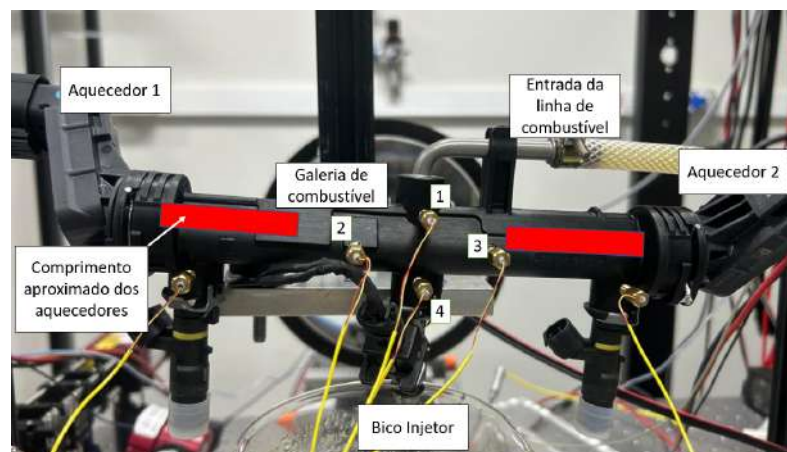
Nesta etapa, o objetivo foi utilizar a técnica desenvolvida até aqui para entender o comportamento da temperatura do spray de um bico injetor após aquecimento prévio na galeria de combustível, mecanismo desenvolvido para partidas a frio.

5.1 Materiais e Métodos

5.1.1 Aparato Experimental

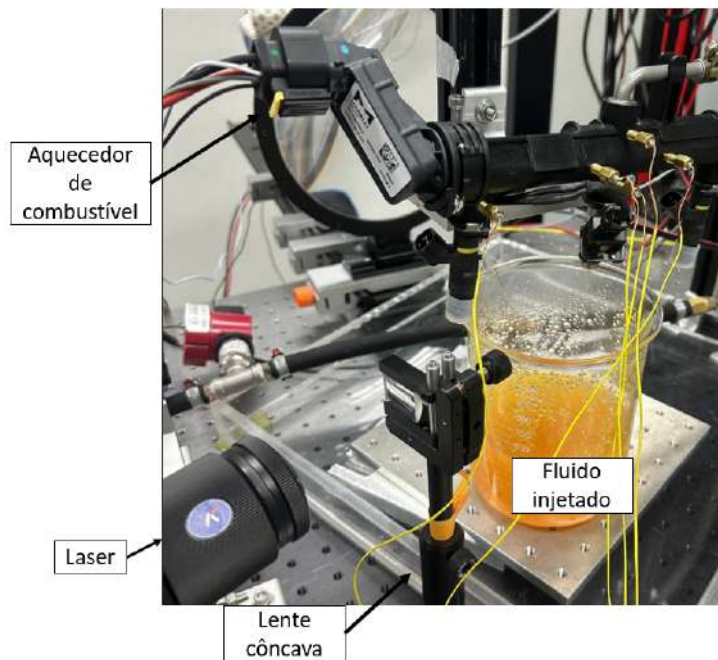
Para este estudo, o aparato experimental possuía a mesma configuração de câmera, lente, divisor óptico e filtros da etapa anterior. A diferença se dá justamente pela aplicação: ao invés de uma cubeta sobre uma placa aquecedora, preparamos uma estrutura para fixar uma galeria de combustível de motores 3 cilindros – Fig. 37. Nela, além dos bicos injetores (IWP220), há uma mangueira que a liga a uma bomba de combustível, submersa em um tanque com o fluido de estudo (no caso, água destilada com $Srh101$, $C_{Sr101} = 9,9 \cdot 10^{-7} \text{ mol/L}$ e $FLss$, $C_{FLss} = 9,6 \cdot 10^{-6} \text{ mol/L}$). Na linha, há um transdutor de pressão para monitoramento de pressão. Ela pode ser alterada a partir da abertura ou fechamento manual de uma válvula de retorno entre a bomba de combustível e a mangueira – para todos os testes, a pressão foi mantida em 3.5 bar, valor comum de trabalho nesse tipo de motor. Além disso, há ainda na galeria, os aquecedores: de cada lado, resistores são ligados a uma fonte TDK Lambda GEN 7.5-1000-3P208, de potência variável na ordem de 250 W a 7,5 V de tensão, controlada pelo LabView (utilizado 28 A, 5, 7 V em todos os testes). Finalmente, a injeção é ligada e desligada por um interruptor – apenas o injetor central foi utilizado. Também foram colocados na galeria 4 termopares (enumerados de 1 a 4). Por fim, laser é posicionado na estrutura de modo a atingir a saída do injetor, com plano laser formado por uma lente externa ao laser (Fig. 38). A bancada completa é exposta na Fig. 39.

Figura 37 – Galeria de combustível utilizada no experimento. Termopares enumerados de 1 a 4.



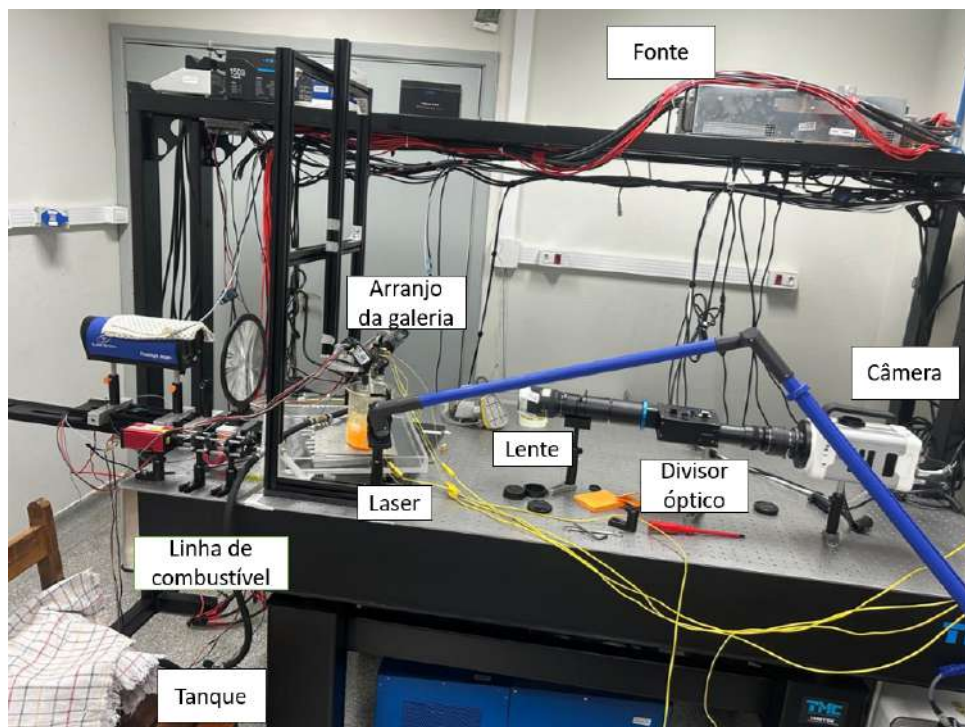
Fonte: do Autor.

Figura 38 – Posicionamento do laser e lente côncava no arranjo.



Fonte: do Autor.

Figura 39 – Bancada completa para termografia de spray.



Fonte: do Autor.

5.1.2 Protocolo Experimental

Neste experimento, queremos avaliar o comportamento térmico característico do spray na partida a frio, e também a influência na variação da energia empregada no aquecimento. Para

isso, preparamos um teste representativo, repetido para diferentes tempos de aquecimento, que consistia em aquecer o fluido da galeria e, posteriormente, injetá-lo. Paralelo a isso, iluminamos o spray da injeção através do laser e captamos as imagens com a câmera. Assim, o protocolo utilizado foi: inicia-se o aquecimento ao liberar corrente para aquecedores – neste momento, já com o LabView salvando os dados de termopar e fonte com frequência de $100Hz$. Após o tempo de aquecimento determinado (Tabela 1), desligávamos a fonte, ligávamos o software DaVis para emissão do laser e gravação da câmera (ambos com frequência de $1000Hz$) e, finalmente, liberávamos o jato. Foi tomado cuidado especial para iniciar a injeção apenas após o laser ter iniciado, para podermos capturar desde a primeira gota da injeção. Feito o experimento, deixávamos o sistema com injetor ligado durante alguns minutos, visando liberar todo o fluido aquecido de dentro da galeria, para assegurar que o próximo teste também iniciaria a temperatura ambiente.

Tabela 1 – Energia elétrica total empregada em cada tempo de aquecimento.

Número do teste	Tempo de aquecimento (s)	Energia total (J)
1	5	747
2	10	1456
3	20	3073
4	25	3960
5	30	4908

Fonte: Elaborada pelo autor, com base nos dados experimentais.

Este procedimento também foi tomado previamente sem a fase de aquecimento, para tomada da medida de referência, R_{120} . Por fim, é válido citar que antes do teste, foi aquirido a imagem da placa de calibração de píxel, para sobreposição de imagens.

5.1.3 Tratamento de Dados

Neste momento, para cada tempo de aquecimento, os dados obtidos foram: imagem da LIF de cada banda espectral, para cálculo da temperatura; medição dos termopares, para controle e comparação com os resultados da LIF; dados da fonte para cálculo da energia empregada.

A iniciar pelas imagens da LIF, seguimos o mesmo tratamento dado nos experimentos anteriores: cálculo da matriz de transformação geométrica a partir da imagem da placa; aplicação da matriz em todos os frames, na imagem distorcida; sobreposição das imagens com divisão ponto a ponto para obter R_{12} e, no caso da medida de referência, R_{120} . A partir daqui, temos uma mudança significativa: como o spray não está sempre no mesmo formato, ocupando o mesmo local no espaço, uma matriz de R_{120} se torna inviável. Por isso, calculamos então a média dos valores não nulos de R_{120} ao longo de todos os frames da medição, para utilizar como medição de referência, além de seu desvio padrão, para cálculo da incerteza. Depois disso, o tratamento segue conforme testes anteriores: aplicação da Eq. 2.24 ponto a ponto, em cada frame de R_{12} . Aqui, é válido destacar que utilizamos o valor da sensibilidade obtido através do mapa

de temperatura do spray para cada frame – $s = 3,12\%/^{\circ}C$. Para fins de análise da aplicação, calculamos ainda a temperatura média do spray por frame, obtendo a evolução deste valor ao longo do tempo. Por fim, adiciona-se o filtro de Savitzky-Golay para suavizar o ruído sem perder confiabilidade no comportamento do sinal.

A incerteza, por sua vez, foi calculada com base em duas parcelas: a primeira, oriunda do desvio padrão do R_{120} , onde calculamos as temperaturas em todo o intervalo de 2σ do R_{120} . A outra parcela advém do ruído, onde ajustamos um polinômio de alto grau para a curva da LIF e quantificamos os ruídos, considerando também 2σ , conforme feito em 4.2.2. A soma das duas incertezas configuram a incerteza da análise.

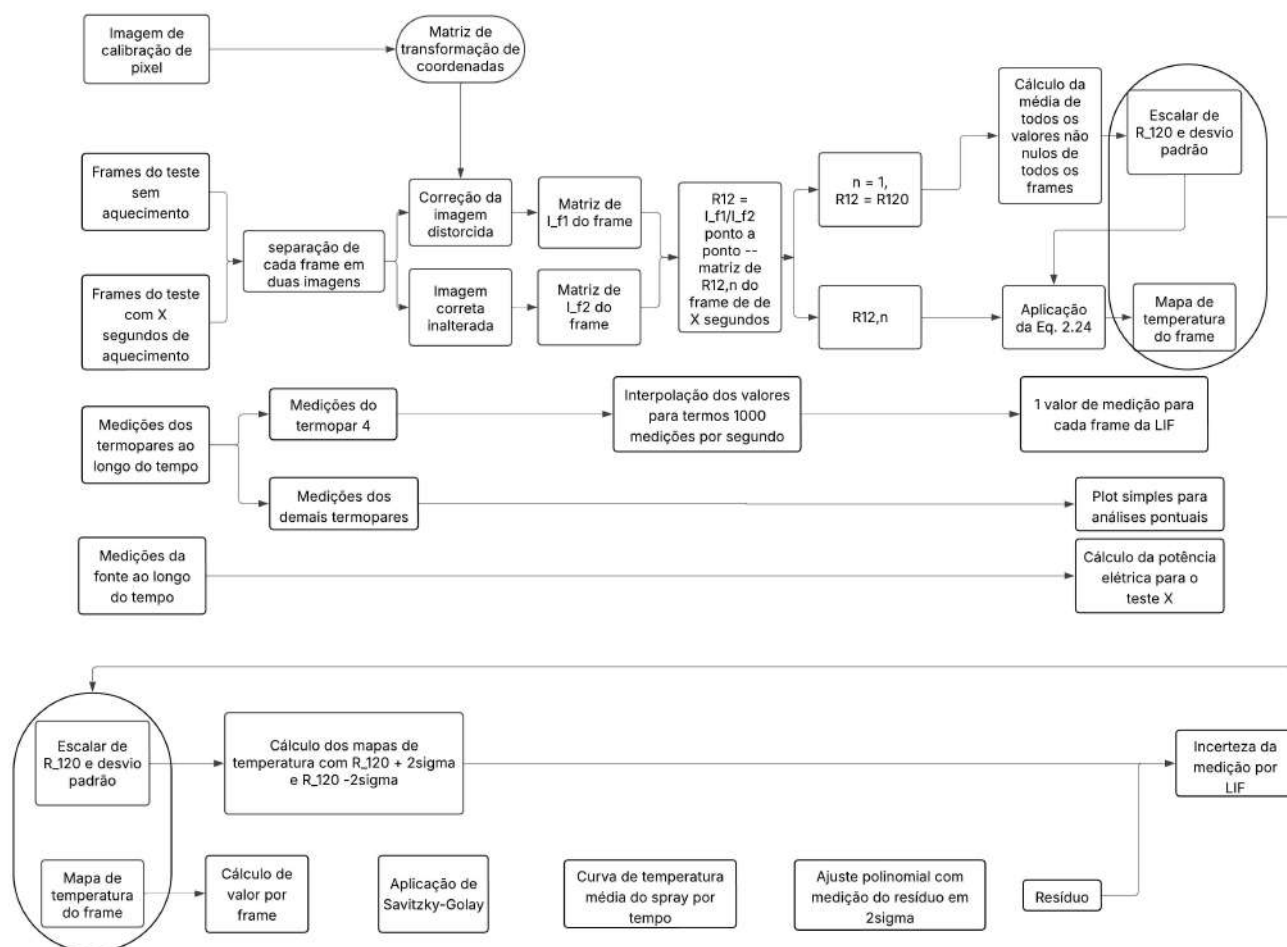
Para os termopares, utilizamos majoritariamente a medição do termopar 4, perto da entrada do injetor, para comparação com as medições da LIF. Os demais termopares foram utilizados para comparações menores, a fim de entender a dinâmica da temperatura dentro da galeria. Assim, para o termopar 4, fizemos uma interpolação das medições para obtermos os mesmos 1000Hz de medição da PLIF, a fim de compará-los.

Finalmente, utilizamos a medição de corrente e diferença de potencial para calcular a energia elétrica empregada no aquecimento em cada caso. Aqui, também foi empregado a interpolação, uma vez que seguem a mesma frequência de aquisição do LabView (100Hz). A partir da equação da potência elétrica, $P_{ot} = U \times i$, onde P_{ot} , U e i são, respectivamente, potência, diferença de potencial e corrente, foi possível encontrar a energia elétrica depositada em cada intervalo de tempo. A fim de melhor elucidar o processo, a Fig. 40, demonstra um diagrama com todo o tratamento de dados deste experimento.

5.2 Limitações

Antes de avaliar os resultados do trabalho, é importante ter em mente suas limitações. Aqui, é válido destacar que, devido ao fato de nossa fonte não ser capaz de fornecer uma diferença de potencial elétrica de 12V (como o caso de bateria de carros), o resultado do aquecimento não necessariamente é igual ao gerado por uma bateria de 12V, apesar da energia elétrica empregada ser equivalente. Outra limitação do experimento é o fato de termos feito o experimento com água e não combustível, como etanol – devido ao fato de não termos, ainda, infraestrutura de segurança necessária para injeção de combustível no laboratório. Por fim, apesar de uma galeria de três cilindros, fizemos a injeção apenas no bico do cilindro central, o que causou um certo acúmulo de fluido aquecido nas laterais da galeria. Entretanto, apesar das limitações, a ideia do experimento é entender o comportamento da temperatura do spray em relação à temperatura dentro da galeria (além de validar a aplicação da PLIF para transientes de alta frequência), sendo, dessa forma, suficiente a bancada atual para o estudo.

Figura 40 – Diagrama do tratamento de dados aplicado à termografia de spray.



Fonte: do Autor.

5.3 Resultados

Este trabalho tem como objetivo entender o comportamento da temperatura do spray de injeção de motores a combustão interna com aquecimento prévio em partida a frio. Para isso, os resultados principais são a distribuição de temperatura no spray ao longo do tempo e a curva de temperatura média do spray em comparação à temperatura na galeria, antes de entrar no injetor. Foram feitos, além do experimento sem aquecimento, outros 5 testes: 5, 10, 20, 25 e 30 segundos de aquecimento. Conforme já exposto, a energia elétrica total utilizada no aquecimento para cada experimento é exibida na Tabela 1.

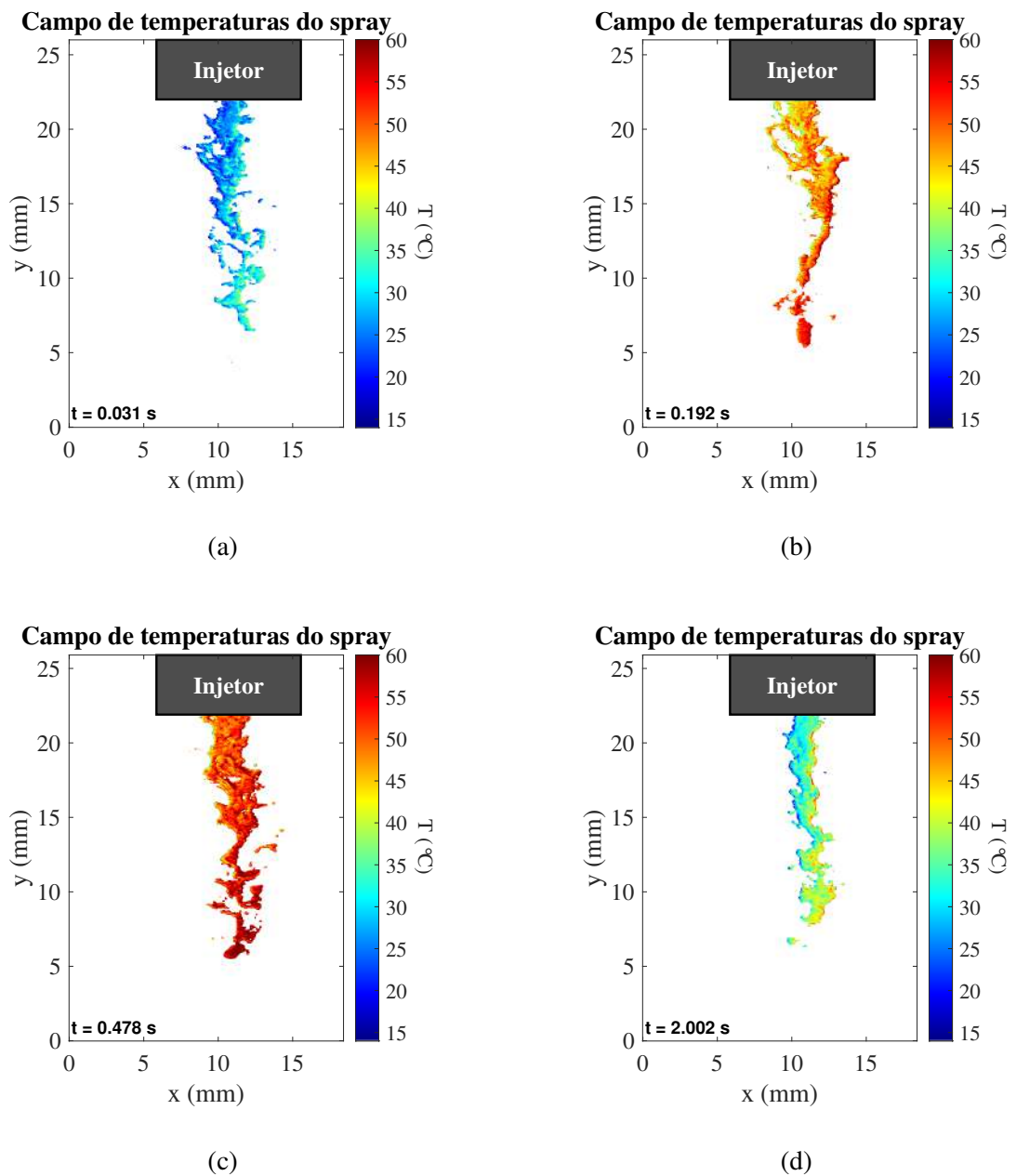
Com isso em mente, a análise de resultados é iniciada pelo imageamento. O resultado completo desta etapa é o vídeo da distribuição de temperatura no spray ao longo do tempo. Porém, como não é possível incluir vídeos no documento, selecionamos alguns frames específicos. Para esta análise, foram selecionadas imagens das quatro fases do spray: primeiros instantes, com injeção de combustível frio; início da mistura com fluido aquecido; injeção majoritariamente aquecida, na temperatura máxima do spray; fim da injeção aquecida: aproximação entre tempera-

tura do termopar 4 e da PLIF. Buscando uma ênfase nos gradientes de temperatura, definiu-se o teste 5, com mais energia e tempo de aquecimento, a ser exibido. Os resultados de cada fase estão compilados na Fig. 41. Inicialmente avaliando a qualidade da imagem, é notável um viés na temperatura, com o terço final da imagem com temperatura maior em todos os casos. Todavia, no resto do spray, nota-se a ausência do viés na imagem. Além disso, na segunda fase da injeção, assim como na terceira, notam-se gradientes consideráveis dentro do spray, como esperado devido à mistura dos fluidos frio e aquecido. De modo a facilitar a análise, elaboramos a Fig. 42. Nela, é perceptível também um viés de interface nos primeiros píxels de spray das extremidades – o que já era esperado, devido às refrações da luz da fluorescência ao passar pela interface ar-spray e spray-ar. Fenômeno semelhante foi observado por Koegl et al. (2021) para gotas, abordando melhor os desafios de interface. Todavia, ao analisarmos o meio do spray, a imagem da fase 3 deixa explícitos os gradientes de temperatura - em alguns locais, na casa de $10^{\circ}C$ em décimos de milímetro. O mesmo não é visto com tanta intensidade na fase 4, quando as temperaturas já estão se aproximando do regime permanente, com valor aproximadamente constante. Este resultado permite duas análises: a primeira, sobre a técnica. A diferença de gradientes entre as duas imagens indica que os gradientes da fase 3 são, majoritariamente, de temperatura, e não de sombra e efeitos de interface. Em termos de análise de engenharia, grandes gradientes de temperatura dentro do spray podem causar combustão incompleta do combustível, problemas em sua atomização ou ainda outros comportamentos indesejáveis durante a combustão. Visando a otimização do sistema, em caso de desenvolvimento, seria recomendado trabalhar no aumento da mistura do combustível antes da injeção. Isto poderia ser feito por meio de estruturas internas à galeria e ao injetor.

Para fins de aplicação, analisamos ainda as curvas de temperatura média do spray em comparação às medidas do termopar, obtidas através do cálculo de temperatura média frame a frame. Plotando-os em um gráfico, junto com a respectiva medição do termopar, temos os resultados da Fig. 43. Nela, o sombreado representa a incerteza da medição por LIF. Por não haver sincronização entre os dados da LIF e do termopar, ajustamos o tempo para que ambas as medições iniciassem a subida no mesmo instante, o que permite uma análise lagrangeana da temperatura, dado que o volume de fluido que entra no injetor, cuja temperatura foi medida com o termopar, sai também do mesmo, cuja temperatura foi medida por LIF.

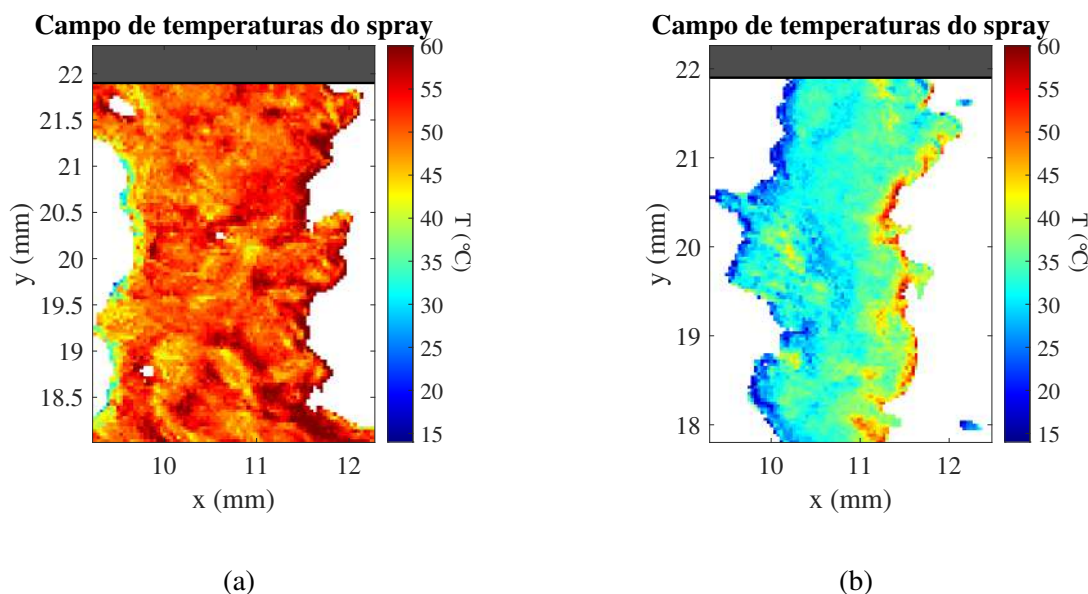
Dos gráficos, tiramos algumas análises: a primeira delas é o fato da temperatura do spray iniciar baixa, mesmo com o aquecimento, e subir apenas após o início da injeção, ao invés de iniciar alta, mesmo com os aquecedores já desligados. Este comportamento se dá ao fato de o primeiro volume injetado estar dentro do bico injetor durante o aquecimento. Como pudemos ver na seção de aparato experimental, os aquecedores são posicionados acima da entrada do injetor. Dessa forma, o volume que está dentro do injetor e também no volume do alojamento do mesmo (posicionamento do termopar 4) não são aquecidos, além do volume aquecido ascender na galeria, ao passo que o fluido frio descende, sendo injetado primeiro. Esta teoria é confirmada pelo fato do comportamento medido pela fluorescência ser semelhante ao medido pelo termopar 4 – ao

Figura 41 – Campo de temperaturas do spray após 30 segundos de aquecimento em: (a) início da injeção; (b) mistura de fluido frio remanescente e fluido aquecido; (c) injeção de fluido majoritariamente aquecido; (d) aproximação do regime permanente na temperatura do spray. **Testes realizados com água como fluido de testes.**



Fonte: do Autor.

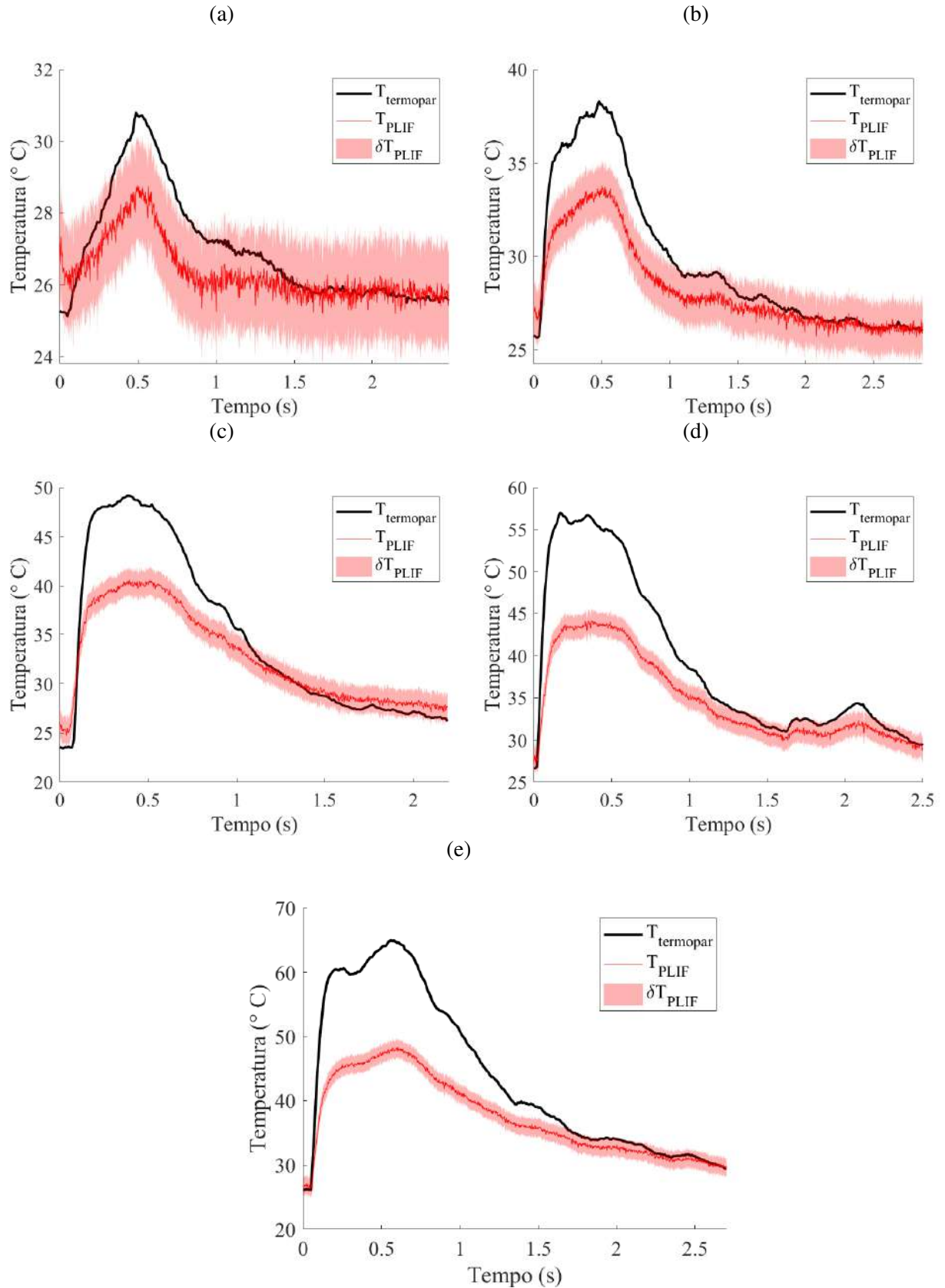
Figura 42 – Zoom na saída do injetor em (a) fase 3 e (b) fase 4. **Testes realizados com água como fluido de testes.**



Fonte: Imagem elaborada pelo autor

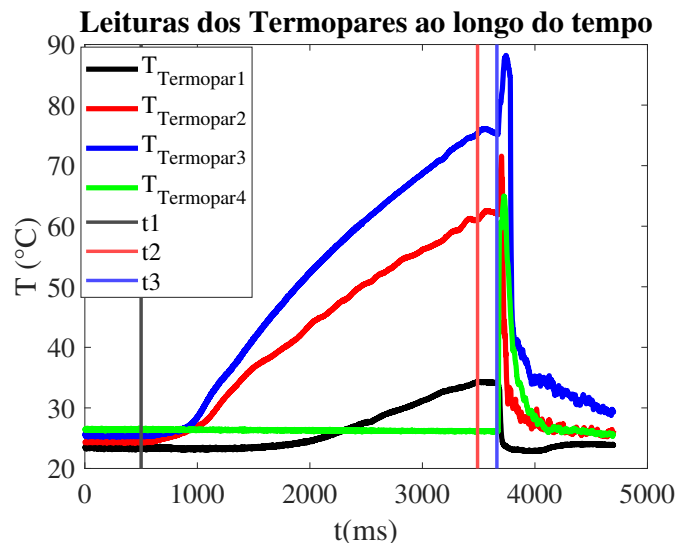
passo que termopares 2 e 3 (Fig. 44) detectam o aumento da temperatura durante aquecimento e uma queda brusca logo após uma subida brusca, no início da injeção. A subida se dá devido ao fluido da linha ser injetado na galeria pela parte superior, arrastando com ele na direção dos termopares 2 e 3 o volume mais aquecido. No entanto, justamente essa mistura do fluido novo, da linha, com o volume aquecido no topo da galeria, faz com que a temperatura da mistura caia – por isso, mesmo nas maiores temperaturas, há ainda uma diferença considerável entre a temperatura medida entre o termopar 4 e os termopares 2 e 3. Disso, conclui-se que a diferença entre a medição da LIF e a medição do termopar 4 se dá devido à mistura do volume no termopar 4 com o volume dentro do injetor e também com o fluido novo que entra na galeria, além da perda de calor para as paredes internas do injetor, que possuem estruturas que induzem a turbulência, aumentando a mistura de fluido e troca de calor. Finalmente, a temperatura em ambos os pontos começa a cair, com a temperatura no termopar 4 caindo a uma taxa maior, de modo que as temperaturas tendem a se igualar após 1,5 a 2,5 segundos, uma vez que o volume aquecido já foi majoritariamente injetado – quanto mais tempo aquecendo, mais energia armazenada e, portanto, mais tempo necessário para as temperaturas se encontrarem. Finalmente, pode-se notar que, em algumas medições, a temperatura do spray nos primeiros centésimos de segundo é ligeiramente superior à temperatura do termopar. Isso se dá devido ao aquecimento do injetor: após cada teste, o sistema permanecia ligado por alguns minutos, para garantir a expulsão de todo o volume aquecido da galeria, que por vezes ficava alojado em suas laterais – monitorado pelos termopares 2 e 3. Este comportamento aquece ligeiramente os injetores, visto que são controlados por corrente elétrica.

Figura 43 – Comparação entre temperatura no termopar 4, $T_{Termopar}$ (entrada do injetor) e temperatura do spray (T_{PLIF}). De (a) a (e), são os testes de 1 a 5, respectivamente, com informações de aquecimento conforme Tab. 1. **Testes realizados com água como fluido de testes.**



Fonte: do Autor.

Figura 44 – Comportamento dos termopares ao longo do experimento. em $t = 1$, início do aquecimento; $t = 2$, fim do aquecimento; $t = 3$, início da injeção. **Testes realizados com água como fluido de testes.**



Fonte: do Autor.

Este tipo de resultado é importante para o desenvolvimento das galerias de aquecimento de combustível, ao passo que demonstra uma diferença considerável entre a temperatura medida dentro da galeria, e a temperatura efetiva do combustível na hora da injeção. Isto permite o desenvolvimento de geometrias de galerias e aquecedores que possam ser mais efetivos, tanto para o aquecimento do fluido já na galeria, quanto ainda, uma possível mistura mais eficiente do novo fluido que entra na galeria após o início da injeção. Ainda, se fosse possível aplicar a técnica para um fluido combustível, análises de tempo e potência de aquecimento antes da injeção também seriam muito proveitosas.

Ainda, visando um resultado mais aplicável, buscou-se o desenvolvimento de um modelo simplificado que represente, suficientemente bem para algumas análises mais simples, as medições da PLIF. Para isso, consideramos algumas hipóteses: escoamento turbulento, induzido pelas estruturas internas do injetor; diâmetro interno do injetor constante; parede interna lisa; temperatura constante na parede do injetor; volume de controle entre o termopar e a saída do injetor, considerado um cilindro; inexistência de capacitância térmica; escoamento térmico e hidrodinâmico totalmente desenvolvido dentro do tubo (injetor); regime permanente; parâmetros físicos do fluido constantes avaliados a 25°C . Além disso, fizemos algumas medições físicas do injetor, expostas na Tabela 2.

Tabela 2 – Valores medidos e calculados para desenvolvimento de modelo físico.

Parâmetro	Valor	Unidade de medida
Diâmetro interno (d)	3,5	mm
Comprimento (l)	40	mm
Vazão mássica (\dot{m})	0,0128	kg/s
Reynolds (Re)	1308	Adimensional
Prandtl (Pr)	6,14	Adimensional

Fonte: Elaborada pelo autor, com base nos dados experimentais.

No balanço de energia, assumimos regime permanente (sabe-se do quão simplificadora é esta hipótese, mas é suficiente para o intuito do modelo). Dessa forma, balanço de energia no volume de controle é dado por:

$$\dot{m}c_p(T_{saída} - T_{entrada}) = q_{parede} \quad (5.1)$$

onde \dot{m} é a vazão mássica, c_p o calor específico do fluido, $T_{saída}$ a temperatura de saída do injetor, $T_{entrada}$ a temperatura na entrada do injetor (termopar 4) e q_{parede} é a taxa de calor transferido da parede para o fluido. O calor trocado com a parede, por sua vez, fica:

$$q_{parede} = hA(T_{parede} - T_{fluido\ médio}) \quad (5.2)$$

onde h , $A = \pi dl$ e $T_{fluido\ médio}$ são, respectivamente, coeficiente de transferência de calor por convecção, área de troca térmica e temperatura média entre entrada e saída (tomada como $T_{fluido\ médio} = \frac{T_{entrada} + T_{saída}}{2}$, ciente de que também é uma simplificação), respectivamente. Substituindo a Eq. 5.2 na Eq. 5.1, e com algum algebrismo, obtemos:

$$T_{saída} = \frac{(2\dot{m}c_p - h\pi dl)T_{entrada} + 2h\pi dlT_{parede}}{2\dot{m}c_p + h\pi dl} \quad (5.3)$$

Finalmente, é necessário definir uma correlação para o coeficiente de transferência de calor. Para essa escolha, foram consideradas todas as hipóteses previamente citadas e valores medidos. Dessa forma, a correlação escolhida foi de Dittus e Boelter (1930) (Eq. 5.4). Apesar da correlação de Gnielinski (1976) ser melhor para escoamentos turbulentos em Reynolds inferiores, a equação de Gnielinski possui um termo $(Re - 1000)$. Por ser considerava válida a partir de $Re = 2300$, espera-se um valor mínimo dessa parcela na ordem de unidade de milhar. Assim, $Re = 1308$ abaixa muito esta parcela e por consequência, o valor de Nusselt. A comparação, compilada na Tabela 3, exibe o impacto do Reynolds baixo: ao passo que em Gnielinski, há um aumento acima de 2,5 vezes, Dittus-Boelter tem um aumento de aproximadamente 0,6 vezes. Assim, de modo a minimizar o impacto do Reynolds baixo, escolhemos a correlação de Dittus-Boelter.

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,3} \quad (5.4)$$

Tabela 3 – Comparação do impacto de Reynolds entre correlações.

Correlação	Re	Nu
Gnielinski	1308	4,08
Gnielinski	2300	14,84
Dittus-Boelter	1308	7,16
Dittus-Boelter	2300	11,25

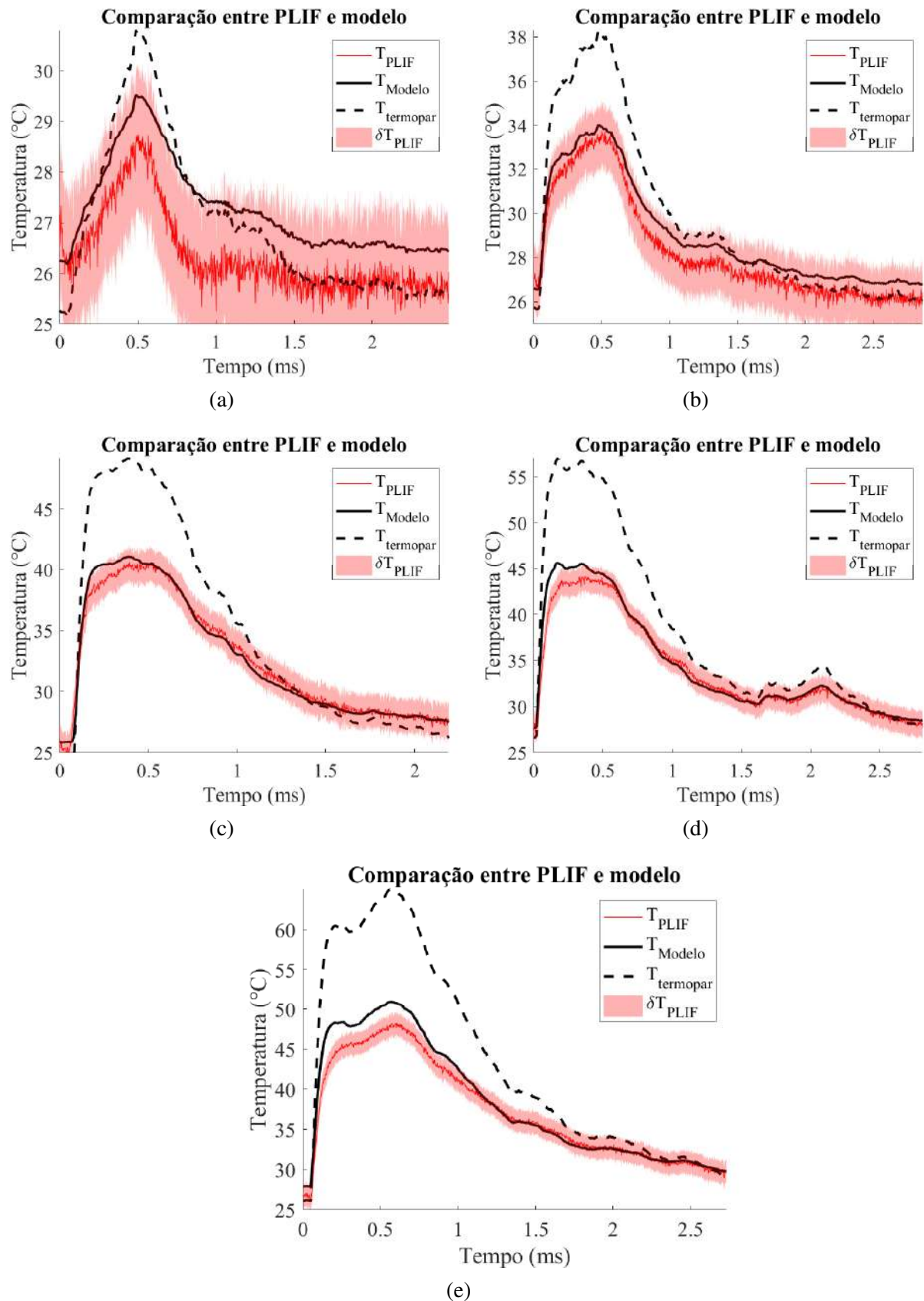
Fonte: Elaborada pelo autor.

Assim, definida a correlação para o cálculo de Nusselt, encontramos o valor do coeficiente de transferência de calor por convecção, $h = 1240 \text{ W/m}^2\text{K}$, através da Eq. 5.5:

$$h = \frac{Nu \times k}{d} \quad (5.5)$$

Onde k representa a condutividade térmica do fluido. Aplicando, portanto, o coeficiente de transferência de calor por convecção, o modelo matemático fica completo. Como resultado, temos o exposto na Fig. 45. Dela, é possível concluir que o modelo se comportou suficientemente bem, principalmente levando em conta as simplificações utilizadas. Para todos os testes, o modelo permanece dentro do intervalo de medição da PLIF durante quase todo o experimento, com exceção do teste 5, onde o modelo tem uma medição ligeiramente superior ao da PLIF nos momentos de maior temperatura. Ainda assim, a diferença, em torno de 4°C , pode ser considerada baixa para análises de temperatura de injeção de combustível, principalmente considerando a diferença entre o spray e o termopar, em torno de 30°C . Assim, além de fornecer uma técnica capaz de fazer a medição experimentalmente, o presente trabalho também fornece um modelo matemático, que, pelo fato de depender das propriedades físicas do fluido, pode ser aplicado a fluidos combustíveis, afim de ter uma estimativa da temperatura do combustível injetado a partir da temperatura na região de entrada do injetor – resguardado todas as demais condições do experimento, como aquecedores, galeria e injetores. Uma aplicação prática do modelo é a utilização do mesmo em mapas de injeção de combustível, de modo que a eletrônica do motor possa calcular os parâmetros de injeção que dependam (ou sejam influenciados) pela temperatura do combustível.

Figura 45 – Comparação entre temperatura de spray medida através de PLIF e a partir de modelo. De (a) a (e), testes de 1 a 5, respectivamente. **Testes realizados com água como fluido de testes.**



Fonte: do Autor.

6 CONCLUSÃO

No presente trabalho de conclusão de curso, foi realizada uma revisão bibliográfica detalhada acerca da técnica de fluorescência induzida a laser, a fim de desenvolvê-la no laboratório para aplicações em engenharia – no caso do presente trabalho, entender o comportamento térmico de sprays pré-aquecidos de injetores utilizados na partida a frio de motores a combustão interna. A revisão forneceu a base teórica necessária para a aplicação da técnica, complementada por resultados prévios obtidos durante Iniciação Científica.

Os experimentos realizados na calibração da termografia forneceram uma base de dados robusta para discussões sobre parâmetros envolvidos na técnica, como: qualidade de sobreposição de imagens e imageamento por LIF (este discutido qualitativamente); capacidade de medição em regime transiente; resíduos sistemáticos (em torno de $0,7^{\circ}C$); incerteza propagada (próxima de $1,7^{\circ}C$); precisão ($0,04^{\circ}C$); exatidão (relacionada à incerteza); existência de atenuação do laser e, principalmente, valor de sensibilidade da mistura na termografia ($s = 3,12\%/^{\circ}C$). Conclui-se, assim, que os objetivos de preparação da técnica foram atingidos, com destaque para a disponibilização ao laboratório de uma ferramenta poderosa para futuras aplicações.

Na aplicação, a análise da temperatura do spray na injeção forneceu informações valiosas sobre o sistema: o comportamento da temperatura média do spray, em comparação às temperaturas na galeria, evidenciou grande diminuição de temperatura do fluido antes da injeção, devido a diversos fatores como falta de mistura do fluido dentro da galeria, ausência de aquecimento no fluido dentro do injetor e em seu volume de alojamento e, finalmente, ao posicionamento da mangueira da linha de combustível na galeria. Uma possível solução seria a inserção de estruturas que promovam melhor mistura na galeria. Além disso, a ausência de aquecimento no volume interno ao injetor também pode orientar o desenvolvimento de sistemas mais eficientes, como o aquecimento do injetor.

Devido à impossibilidade de medir a temperatura do spray com o motor montado, propõe-se um modelo matemático simplificado para predizê-la a partir da temperatura do termopar 4, com o objetivo de auxiliar no desenvolvimento de mapas do motor. Apesar de simplificado, o modelo apresentou boa acurácia, com erro máximo de $5^{\circ}C$, em contraste com o erro de até $30^{\circ}C$, ao se utilizar diretamente o termopar. A distribuição de temperatura no spray ainda revelou gradientes térmicos consideráveis durante a injeção do volume aquecido, alcançando diferenças de até $10^{\circ}C$ em certas regiões. Isso reforça a necessidade de intensificar a mistura de fluidos, sob risco de agravar os efeitos prejudiciais à eficiência e durabilidade do sistema de potência automotivo.

Conclui-se, portanto, que o trabalho atingiu os objetivos quanto ao desenvolvimento da técnica para termografia e análise do comportamento térmico do fluido em sistemas de partida a frio, enquanto destaca pontos de melhoria, sem desconsiderar as limitações envolvidas no trabalho, além de criar um modelo aplicável como resolução parcial dos problemas envolvendo o arranjo. Por fim, ainda deixa ao laboratório uma técnica poderosa para futuros estudos.

BIBLIOGRAFIA

- CASTANET, G. et al. The leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 160, p. 120126, 2020. ISSN 0017-9310.
- CASTANET, G. et al. The leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 160, p. 120126, 2020. ISSN 0017-9310. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931020330623>.
- CASTANET, G.; LABERGUE, A.; LEMOINE, F. Internal temperature distributions of interacting and vaporizing droplets. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 50, p. 1181–1190, 2011. Disponível em: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:54750928>.
- CHAZE, W. *Transferts de chaleur et de masse lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude en régime d'ébullition en film - Application de diagnostics optiques et modélisation*. Tese (Doutorado) — Université de Lorraine, 2017.
- CHAZE, W. et al. The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flows. *Experiments in Fluids*, v. 57, 04 2016.
- Coolen, M. C. J. et al. Application of 2-D LIF temperature measurements in water using a Nd : YAG laser. *Experiments in Fluids*, v. 27, n. 5, p. 420–426, jan 1999.
- COPPETA J. ROGERS, C. Dual emission laser induced fluorescence for direct planar scalar behavior measurements. *Experiments in Fluids*, 1998.
- DITTUS, F.; BOELTER, L. *Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type*. [S.l.], 1930. v. 2, n. 13, 443–461 p.
- EDINBOURGH INSTRUMENTS. 2021. Disponível em: <https://www.edinst.com/us/blog/what-is-the-stokes-shift/>. Acesso em: 07/06/2025.
- GNIELINSKI, V. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. *International Chemical Engineering*, v. 16, n. 2, p. 359–368, 1976.
- KOEGEL, M. et al. Morphology-dependent resonances in laser-induced fluorescence images of micrometric gasoline/ethanol droplets utilizing the dye nile red. *Applied Optics*, v. 60, 06 2021.
- LABERGUE, A.; DELCONTE, A.; LEMOINE, F. Study of the thermal mixing between two non-isothermal sprays using combined three-color lif thermometry and phase doppler analyzer. *Experiments in Fluids*, v. 54, 06 2013.
- LABERGUE J.-D. PENA-CARILLO, M. G. e. F. L. A. Combined three-color lif-pda measurements and infrared thermography applied to the study of the spray impingement on a heated surface above the leidenfrost regime. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 104, p. 1008–1021, 2017. ISSN 0017-9310.
- LEE, T. Thermal and flow measurements. In: _____. [S.l.]: CRC Press, 2008. cap. 5.
- Lemoine, F. et al. Simultaneous temperature and 2D velocity measurements in a turbulent heated jet using combined laser-induced fluorescence and LDA. *Experiments in Fluids*, v. 26, n. 4, p. 315–323, jan 1999.

LEMOINE, F.; CASTANET, G. Temperature and chemical composition of droplets by optical measurement techniques: a state-of-the-art review. *Experiments in Fluids*, v. 54, p. 1–34, 2013. Disponível em: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:54953533>.

LEMOINE, F.; GRISCH, F. Laser metrology in fluid mechanics. In: _____. [S.l.: s.n.], 2013. p. 159–222. ISBN 9781848213982.

NAKAJIMA, T.; UTSUNOMIYA, M.; IKEDA, Y. Simultaneous measurement of velocity and temperature of water using ldv and fluorescence technique. *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers. B*, v. 58, p. 34–53, 1992. Disponível em: <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:93437158>.

OLIVEIRA, A.; AVRIT, A.; GRADECK, M. Thermocouple response time estimation and temperature signal correction for an accurate heat flux calculation in inverse heat conduction problems. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 185, p. 122398, 2022. ISSN 0017-9310.

OLIVEIRA, A. et al. Simulation of dispersed flow film boiling in loca conditions considering steam flow deviation due to clad ballooning. In: *18th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering (ENCIT 2020)*. [S.l.: s.n.], 2020.

SAKAKIBARA, J.; ADRIAN, R. Whole field measurement of temperature in water using two-color laser induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, Springer Verlag, v. 26, n. 1-2, p. 7–15, 1999. ISSN 0723-4864.

SAKAKIBARA, J.; ADRIAN, R. Measurement of temperature field of a rayleigh-bnard convection using two-color laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, v. 37, p. 331–340, 09 2004.

SAKAKIBARA, J.; HISHIDA, K.; MAEDA, M. Measurements of thermally stratified pipe flow using image-processing techniques. *Experiments in Fluids*, v. 16, n. 2, p. 82–96, dec 1993.

Sutton, J. A.; Fisher, B. T.; Fleming, J. W. A laser-induced fluorescence measurement for aqueous fluid flows with improved temperature sensitivity. *Experiments in Fluids*, v. 45, n. 5, p. 869–881, nov. 2008.

VERONESE, P.; OLIVEIRA, A. Aplicação da fluorescência induzida por laser para termometria de fluídos. (*Congresso Nacional de Engenharia Mecânica 2024, article 2024-1235*), 2024.

VERONESE, P.; OLIVEIRA, A. High-speed liquid thermography by laser-induced fluorescence> first results. (*Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering, 2024, article 2024-0049*), 2024.