

MINISTÉRIO DA EDUCAÇÃO
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

ESTUDO EXPERIMENTAL DE ESTABILIDADE E EMISSÃO DE RADIAÇÃO
TÉRMICA EM CHAMAS NÃO PRÉ-MISTURADAS DE GÁS NATURAL DILUÍDAS
COM DIÓXIDO DE CARBONO

por

Luis Alberto Quezada LLanos

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, Abril de 2017

ESTUDO EXPERIMENTAL DE ESTABILIDADE E EMISSÃO DE RADIAÇÃO
TÉRMICA EM CHAMAS NÃO PRÉ-MISTURADAS DE GÁS NATURAL DILUÍDAS
COM DIÓXIDO DE CARBONO

por

Luis Alberto Quezada Llanos

Engenheiro Mecânico

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Energia

Orientador: Prof. Dr. Fernando Marcelo Pereira

Co-orientador: Prof. PhD. Francis Henrique França

Comissão de Avaliação:

Prof. PhD. Paulo Roberto Pagot,CENPES / PETROBAS

Prof. Dr Felipe Roman Centeno,..... PROMEC / UFRGS

Prof. Dr. Luiz Alberto Oliveira Rocha, PROMEC / UFRGS

Prof. Dr. Jakson Manfredini Vassoler

Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 28, Abril de 2017

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus pela dádiva da vida, da sabedoria e por abençoar sempre meus caminhos.

Agradeço a minha família: Fausto, Carmen, Mónica, Fernando, Juan e Karina que, com seu carinho me inspiram a lutar e vencer todas as dificuldades, vocês são os pilares da minha vida.

Agradeço ao meu orientador Fernando pela atenção, paciência e dedicação que tornaram possível a conclusão deste trabalho. Obrigado por me orientar nesta caminhada. Toda admiração, respeito e gratidão.

Agradeço à equipe do Laboratório de Combustão pelas discussões que permitiram que este trabalho fosse realizado. Agradeço também aos amigos e colegas que colaboraram com a execução do trabalho e com a solução das dificuldades encontradas durante os dois últimos anos.

Agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo apoio financeiro concedido durante a realização do mestrado e do trabalho de pesquisa. Agradeço também à UFRGS e ao PROMEC pela oportunidade de realizar a pós-graduação e participar desse grupo de pesquisa.

Agradeço ao centro de pesquisas e desenvolvimento (CENPES-Petrobras) pelo apoio financeiro concedido durante a realização do mestrado e do trabalho de pesquisa. Sendo a dissertação uma componente do desenvolvimento do projeto: “*Desenvolvimento de ferramentas (empíricas e teóricas) para a previsão da emissão de radiação térmica em chamas difusivas de misturas de gás natural e CO₂*”.

RESUMO

Modelos algébricos para prever o comprimento de uma chama turbulenta têm sido foco de estudo de diversos grupos de pesquisa por suas aplicações na área de engenharia. O método experimental para obter o modelo varia desde visualizações simples, até técnicas fotográficas, este último com parâmetros fotográficos variando entre os autores. Técnicas fotográficas são usadas para estimar a altura de levantamento da base da chama, (*Lift-Off*) e o comprimento médio visível de chama (*Visible Flame Length*, VFL). Duas técnicas comuns que podem ser encontradas na literatura: por imagens de chama com baixo tempo de exposição e longo tempo de exposição, são comparados com um terceiro que se baseia na intensidade luminosa e na frequência de imagens de chama que ocupam um pixel. O melhor método foi utilizado para caracterizar o comportamento das chamas turbulentas de gás natural para diferentes regimes de velocidade do escoamento. Modelos algébricos que preveem o comprimento de chama, altura de levantamento e a velocidade crítica de extinção de chama são avaliados com os novos resultados experimentais. Logo após, os coeficientes numéricos dos melhores modelos algébricos são reajustados. Finalmente, foram obtidos mapas de estabilidade relacionados à altura de levantamento e à velocidade crítica de extinção de chama para cada diâmetro em função da diluição com CO₂ e do número adimensional de Reynolds. A terceira parte deste trabalho está focada no estudo da distribuição de radiação térmica. Em particular, foram consideradas três distâncias radiais medidas em comprimentos de chama ($0,5 L_f$, $1 L_f$, $2 L_f$) visando obter a distribuição do fluxo radiante experimental ao longo de um eixo vertical adjacente às chamas. Finalmente, os dados experimentais foram utilizados como dados de entrada em uma análise inversa com o objetivo de calcular os fatores de ponderação do modelo das múltiplas fontes ponderadas (por suas siglas em inglês WMPS). Nesta última parte, são apresentados frações radiantes e distribuições de fluxo de calor radiante de chamas de gás natural diluídas para diversas diluições com dióxido de carbono e diâmetros do queimador.

Palavras-chave: Comprimento visível de chama; Altura de levantamento; Transferência de calor por radiação; Chamas não pré-misturadas; Combustível diluído; Otimização por método inverso.

ABSTRACT

Predicting models for turbulent diffusion flame lengths have several applications driven the attention of many research groups. Since several studies use photographs to measure the flame length, with photographic parameters varying among authors, in other cases simple visualizations were used. It is important to explore possible discrepancies among measurement technics that could affect the results. Optical visualizations of turbulent diffusion flames are used to estimate the visible average flame length (VFL) and the lift-off. The study presents a study of three different methods to measure the VFL using optical techniques. The effect on the image of the main optic parameters such as focus, exposure time and ISO sensibility are analyzed. The VFL obtained with images in low exposure time and long exposure time are compared with a third optical method that is based on the luminous intensity and the frequency of flame images occupying a pixel. One method was used to characterize the behavior of turbulent diffusion flames of natural gas for a range of flames in function of the flow velocity. Universal non-dimensional models that describe the VFL, lift-off and the blow-out stability limit of gaseous jet diffusion flames in the still air have been compared with new experimental data. The numerical coefficients of the best models are adjusted. Finally, maps of stability related to lift-off and blow-out were obtained for each diameter in function of the dilution with CO₂ and flow exit velocity expressed in non-dimensional Reynolds number. The third part of this work focuses on the estimation of the thermal distribution of radiative flux from turbulent diffusion flames in laboratory-scale. The experimental measurements were gotten from the previous stability study. In particular, was considered three radial distances measured in flame lengths ($0,5 L_f$, $1 L_f$, $2 L_f$) aiming at obtaining the experimental radiant flux along a vertical axis adjacent to the flames. Finally, the experimental data was used as input data in an inverse analysis with the purpose of computing weight coefficients of the weighted multi-point source (WMPS) model. Then, experimental data that include: radiant fractions and radiative heat flux are presents for several flames with different dilutions with carbon dioxide and burner's diameters.

Keywords: Visible flame length; Lift-off; Radiative heat transfer; Non premixed flames; Diluted fuel; Inverse optimization problem.

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Motivação	1
1.2	Revisão da literatura	3
1.2.1	Comprimento visível de Chama	3
1.2.2	Altura de levantamento e extinção de chama	6
1.2.3	Radiação térmica	8
1.2.4	Fração radiante	11
1.2.5	Estimativa do fluxo de calor radiante	13
1.2.6	Efeitos da diluição de gás inerte (CO ₂)	13
1.3	Objetivos.....	14
1.4	Organização da dissertação	15
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	16
2.1	Modelos algébricos: Comprimento visível de chama.....	16
2.2	Modelos algébricos: Levantamento e extinção de chama	22
2.3	Radiação Térmica	26
2.3.1	Fração Radiante	26
2.3.2	Estimativa do Fluxo de Calor Radiante.....	28
2.4	Método de análise inversa GEO (<i>Generalized Extremal Optimization</i>)	30
3	METODOLOGIA DE MEDIÇÃO DE COMPRIMENTO DE CHAMA E ALTURA DE LEVANTAMENTO	34
3.1	Objetivos.....	34
3.2	Bancada Experimental.....	34
3.3	Parâmetros óticos.....	36
3.3.1	Abertura do diafragma (<i>F/number</i>).	37
3.3.2	Tempo de exposição	38
3.3.3	Sensibilidade ISO	38
3.3.4	Relação entre parâmetros fotográficos e imagens de chamas	39
3.4	Métodos de medição de comprimento de chama.....	40
3.4.1	Medição do comprimento de chama visível com imagens de baixo tempo de exposição	41

3.4.2	Medição do comprimento de chama visível com imagens de longo tempo de exposição	43
3.4.3	Medição do comprimento de chama visível por análise de frequência de imagens.	44
3.5	Resultados.....	45
3.6	Conclusões Parciais	50
4	ESTUDO DE ESTABILIDADE.....	51
4.1	Introdução.....	51
4.2	Objetivos.....	51
4.3	Chamas estudadas.....	52
4.4	Comprimento de chama.....	53
4.4.1	Modelos algébricos de comprimento de chama	57
4.5	Altura de levantamento de chama	64
4.5.1	Modelos algébricos de altura de levantamento da base da chama	66
4.6	Velocidade de extinção de chama	69
4.6.1	Modelo algébrico de velocidade de extinção de chama	70
4.7	Modelos algébricos ajustados.....	71
4.8	Mapa de estabilidade	72
4.9	Conclusões parciais	73
5	ESTUDO DE RADIAÇÃO TÉRMICA.....	75
5.1	Introdução.....	75
5.2	Objetivos.....	75
5.3	Método.....	76
5.3.1	Bancada experimental.....	76
5.3.2	Procedimento de medição.....	77
5.4	Resultados e discussões	79
5.4.1	Fração radiante	79
5.4.2	Distribuição do fluxo de calor radiante	84
5.5	Estimativa do Fluxo de calor radiante	88
5.6	Avaliação dos fatores de ponderação pelo método inverso GEO	93
5.6.1	Parâmetros do modelo WMPS não correlacionado.....	95
5.6.2	Parâmetros do modelo WMPS correlacionado.....	98
5.7	Conclusões parciais	103
6	CONCLUSÕES GERAIS	105

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	107
APÊNDICE A TRANSDUTOR DE FLUXO DE CALOR RADIANTE	112
APÊNDICE B ANÁLISE DE INCERTEZAS.....	117
APÊNDICE C TABELA DE PARAMETROS E RESULTADOS	124
APÊNDICE D MODELOS ALGÉBRICOS DE ESTABILIDADE	129

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 Detalhe de produção de energia na América do Sul e Caribe.....	1
Figura 1.2 Espectro eletromagnético.....	9
Figura 1.3 Intensidade espectral de radiação térmica para chamas de gás natural em ar livre em $x/d=100$	10
Figura 2.1 Esquema de medição de um único ponto e método SPS	27
Figura 2.2 Método da múltipla fonte pontual, WMPS.	29
Figura 2.3 Variáveis de desenho de 6 bits armazenadas em um único vetor binário.	31
Figura 3.1 Esquema de montagem e constituição dos equipamentos de medição visual.....	35
Figura 3.2 Bancada experimental para medição do comprimento visível de chama.	36
Figura 3.3 Níveis de abertura de diafragma, enfoque e profundidade de campo.	37
Figura 3.4 Variação da imagem de uma chama turbulenta com o tempo de exposição e abertura para um valor de ISO constante, Vazão 30 l/min, 0% CO ₂ , distância de enfoque a 2,45 m e resolução da câmera 15 Mpx.....	40
Figura 3.5 Medição de comprimento de chama, processamento de imagens com baixo tempo de exposição. Vazão: 30 l/min, 0% CO ₂ , $t_{exp} = 1/320$ s, abertura F/3.5, distância de enfoque a 2,45 m, resolução 15 Mpx e ISO 3200.....	42
Figura 3.6 Medição de altura de levantamento, processamento de imagens com baixo tempo de exposição. Vazão: 30 l/min, 0% CO ₂ , $t_{exp} = 1/320$ s, abertura F/3.5, distância de enfoque a 2,45 m, resolução 15 Mpx e ISO 3200.....	42
Figura 3.7 Medição de comprimento de chama, processamento de imagens com longo tempo de exposição. Vazão: 20 l/min, 0% CO ₂ , $t_{exp} = 4$ s, abertura F/22, distância de enfoque a 2,45 m, resolução 15 Mpx e ISO 3200.....	44
Figura 3.8 Porcentagem de ocorrência de uma chama turbulenta. Em branco, região com mínimo de a. 1 % de chamas b. 99 % de chamas. Vazão: 30 l/min, 0% CO ₂ , $t_{exp} = 1/320$ s, abertura F/3,5, distância de enfoque a 2,45 m, resolução 15 Mpx e ISO 3200.....	45
Figura 3.9 Variação de L_f em função do número de imagens. a.com alto tempo de exposição. b. com baixo tempo de exposição. Vazão 30 l/min, 0% CO ₂ . Abertura F/22. Distância de enfoque 2,45 m. Resolução: 15 Mpx. ISO 3200	48

Figura 3.10 Comprimento de chama em função do número adimensional Reynolds. Chamas de gás natural, 0% CO ₂ . Abertura F/22. Distância de enfoque 2,45 m. Resolução: 15 Mpx. ISO 1600-3200.....	49
Figura 4.1 Sequências de imagens diretas das chamas em função do número de Reynolds, $d_b=7,55$ mm, 0% CO ₂	54
Figura 4.2 Variação do comprimento visível em chamas de gás natural em função do número de Reynolds para diversos diâmetros. RL – Região de jato laminar, RT – Região de jato em transição ou turbulento, B.O. – limite de extinção.	55
Figura 4.3 Variação do comprimento visível em chamas de gás natural diluídas com CO ₂ em função do número de Re.....	56
Figura 4.4 Flutuações do comprimento visível em chamas turbulentas de gás natural.....	57
Figura 4.5 Modelo algébrico do comprimento de chama (Delichatsios, 1993) e medições experimentais do comprimento médio visível de chama. Diâmetro 7,55 mm, 0% CO ₂	61
Figura 4.6 Modelo algébrico (Delichatsios, 1993) e medições experimentais do comprimento médio visível de chama. Diversos diâmetros e diluições com CO ₂	62
Figura 4.7 Modelo algébrico do comprimento de chama (Becker e Liang, 1978)e medições experimentais do comprimento médio visível de chama. Diversos diâmetros, 0% CO ₂	63
Figura 4.8 Modelo algébrico do comprimento de chama (Becker e Liang, 1978) e medições experimentais do comprimento médio visível de chama. Diversos diâmetros e diluições com CO ₂	64
Figura 4.9 Medições experimentais de altura de levantamento da base da chama. Diversos diâmetros, 0% CO ₂	65
Figura 4.10 Medições experimentais de altura de levantamento da base da chama. Diversos diâmetros e diluições com CO ₂	66
Figura 4.11 Modelo algébrico de altura de levantamento (Kalghatgi, 1984) e medições experimentais de altura de levantamento da base da chama. Diversos diâmetros e diluições com CO ₂	68
Figura 4.12 Efeito da diluição com CO ₂ sobre a velocidade de extinção. Diversos diâmetros e diluições com CO ₂	70
Figura 4.13 Modelo algébrico de velocidade crítica de extinção de chama (Kalghatgi, 1981) e medições experimentais quando a extinção de chama foi atingida. Diversos diâmetros e diluições com CO ₂	71
Figura 4.14 Mapas de estabilidade. Diversos diâmetros e diluições com CO ₂	73

Figura 5.1 Esquema da bancada experimental para medição da radiação térmica.....	77
Figura 5.2 Bancada experimental para medição da radiação.	79
Figura 5.3 Fração radiante em função da potência de chama.....	81
Figura 5.4 Fração radiante em função do tempo de residência	83
Figura 5.5 Alteração da distribuição do fluxo de calor radiante para: a) Incremento da potência de chama, b) Incremento da distância radial, c) Incremento do diâmetro do bocal do queimador, d) Adição de gás inerte, CO ₂	85
Figura 5.6 Distribuição do fluxo de calor radiante normalizado. Diversas distâncias radiais.	86
Figura 5.7 Efeito do diâmetro do bocal do queimador sobre a distribuição do fluxo de calor radiante.	87
Figura 5.8 Distribuição do fluxo de calor radiante, em três distâncias radiais.....	92
Figura 5.9 Chamas não correlacionadas. a) Variação da função objetivo em função de τ . b) Convergência da função objetivo	96
Figura 5.10 Distribuição típica dos fatores de ponderação ao longo do comprimento de chama ajustada por GEO, primeira abordagem.	96
Figura 5.11 Fração radiante experimental e fração radiante ajustada por GEO.....	97
Figura 5.12 Chamas não correlacionadas. Distribuição do fluxo de calor radiante	98
Figura 5.13 Chamas correlacionadas. a) Variação da função objetivo em função de tau. b) Convergência da função objetivo	100
Figura 5.14 Chamas correlacionadas. Distribuição do fluxo de calor radiante.....	101
Figura A.1 Constituição interno do transdutor Schmidt-Boelter.....	112
Figura A.2 Esquema do sensor tipo Gardon.....	113
Figura A.3 Refletância do seleneto de zinco.	114
Figura B.1 Histograma de frequências, comprimento médio visível de chama.	119
Figura B.2 Comprimento médio visível de chama e altura de levantamento. a) Incerteza SEM, b) Desvio padrão, confiabilidade de 95 %.....	120
Figura B.3 Distribuições de fluxo de calor radiante: a) Incerteza SEM, b) Desvio padrão, confiabilidade de 95 %.	121
Figura B.4 Fração radiante: a) Incerteza SEM, b) Propagação do desvio padrão, confiabilidade de 95 %.	122

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1 Características de espectro radiante de chamas de hidrocarbonetos.	11
Tabela 3.1 Variação do comprimento de chama em imagens instantâneas. Vazão 80 l/min, 0% CO ₂ . Abertura F/3.5. Distância de enfoque 2,45 m. Resolução: 15 Mpx. ISO 3200.	46
Tabela 3.2 - Variação do comprimento de chama imagens integradas. Vazão 80 l/min, 0% CO ₂ . Abertura F/22. Distância de enfoque 2,45 m. Resolução: 15 Mpx. ISO 3200.	46
Tabela 4.1 Propriedades dos elementos que compõe o gás natural.....	53
Tabela 4.2 Desvio médio absoluto normalizado do comprimento médio visível de chama experimental em relação aos modelos algébricos analisados neste trabalho.....	59
Tabela 4.3 Desvios normalizados dos modelos algébricos da altura de levantamento	67
Tabela 5.1 Efeito do número de fatores de ponderação	90
Tabela 5.2 Efeito do ponto máximo de emissão de radiação térmica.	91
Tabela 5.3 Desvio absoluto médio normalizado. Modelos SPS, WMPS _(0,75)	92
Tabela 5.4 Desvio absoluto médio normalizado. Chamas sem diluição	102
Tabela 5.5 Desvio absoluto médio normalizado. Chamas diluídas com 20% de CO ₂	103
Tabela 5.6 Desvio absoluto médio normalizado. Chamas diluídas com 40% de CO ₂	103
Tabela A.1 Sensor 64-0.5-20/ZnSeW-1C.....	114
Tabela A.2 Sensor 64-5-20/ZnSeW-1C.....	115
Tabela A.3 Sensor TG9000-9.....	115
Tabela A.4 Medição experimental do fluxo de calor radiante com diversos sensores.....	116
Tabela C.1 Resumo das características das chamas turbulentas estudadas.....	124
Tabela C.2 Distribuição de fluxo de calor Radiante e desvio padrão σ . Chamas sem diluição com CO ₂ , $d_b=7,55$ mm e distância radial $x_1=0,5L_f$	126
Tabela D.1 Modelos de previsão de comprimento de chama.....	129
Tabela D.2 Modelos de previsão de altura de levantamento de chama.....	130

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

GN	Gás Natural
MPM	Medição Pontos Múltiplos
MPU	Medição Ponto Único
PCI	Poder Calorífico Inferior [kJ/kg].
SPS	<i>Single Point Source Model</i> (modelo da fonte pontual)
WMPS	<i>Weighted Multi-Point Source Model</i> (modelo de múltiplas fontes pontuais)
GEO	<i>Generalized Extremal Optimization</i> (método inverso de otimização)

LISTA DE SÍMBOLOS

a	Coefficiente de confiança para estimativa de incertezas, adimensional.
a_p	Coefficiente de absorção da mistura.
A	Área transversal do queimado, m^2 .
C	Configuração de bits, adimensional.
Cp_F	Calor específico a pressão constante do combustível, $Jkg^{-1}K^{-1}$.
d_b	Diâmetro interno do bocal do queimador, m.
$d_{b,eff}$	Diâmetro efetivo do queimador, $f(d_b, \rho_F, \rho_\infty)$, m.
d_f	Diâmetro efetivo de chama em base a <i>Theoretical lateral flame dimension</i> , m.
D	Distância de enfoque entre câmera e alvo, m.
F	Número de chamas usadas na análise, adimensional.
$F/$	Abertura do diafragma, adimensional.
Fr	Número de Froude, adimensional.
Fr_f	Número de Froude da chama, adimensional.
Fo	Função objetivo do problema de otimização.
ΔFo	Adaptabilidade da espécie ou bit.
g	Aceleração gravitacional, ms^{-2} .
H_f	Altura de levantamento de chama, m.
ΔHc	Energia por unidade de massa ou poder calorífico inferior (PCI), $kJkg^{-1}$.
H_S	Comprimento estequiométrico de chama turbulenta, m.
I_{Lf}	Intermitência de chama, m.
I_j	Valor decimal da variável de projeto.
k	Categorização do bit ou espécie, adimensional.
l_m	Comprimento de chama controlada por quantidade de movimento, m.
l_b	Comprimento de chama controlada por empuxo, m.
L_f	Comprimento médio visível de chama, m.
L_b	Número de espécies ou bits em uma <i>string</i> , adimensional.

L_{f-i}	Comprimento visível de chama a partir uma única medição, m.
L_{f-1}	Ponto mais alto da chama da região de desvanecimento em uma imagem com longo tempo de exposição, m.
L_{f-2}	Ponto mais baixo da chama da região de desvanecimento em uma imagem com longo tempo de exposição, m.
$L_{f-0,01}$	Ponto mais alto da chama medido na região com frequência mínima de 1% de imagens de chamas, m.
$L_{f-0,99}$	Ponto mais baixo da chama medido na região com frequência mínima de 99% de imagens de chamas, m.
L	Número de bits ou espécies em um projeto de otimização, adimensional.
\dot{m}_F	Vazão mássica do combustível na saída do queimador, Kgs^{-1} .
\dot{m}_∞	Vazão mássica do oxidante arrastada pelo jato do combustível, Kgs^{-1} .
m_n	Número de bits em uma variável de projeto.
\dot{M}	Fluxo de quantidade de movimento, $\text{Kgs}^{-1}\text{m s}^{-1}$, N.
MW	Massa molar, g/mol.
n_r	Número de mols da mistura de combustível e oxidante para uma combustão completa, Mols.
n	Fator de ponderação com a maior intensidade de emissão do fluxo de calor radiante no modelo WMPS, adimensional.
N	Número de fatores de ponderação no modelo WMPS, adimensional.
P_i	Pressão estagnação na saída do queimador, Nm^{-2} .
P_∞	Pressão atmosférica, Nm^{-2} .
p	Precisão decimal das variáveis de projeto.
$P(k)$	Distribuição de probabilidade <i>k-ranks</i> .
$q''_{j,inv}$	Intensidade do fluxo de calor por radiação na posição j , kWm^{-2} pelo uso do método inverso.
$q''_{j,exp}$	Intensidade do fluxo de calor por radiação experimental na posição j , kWm^{-2} .
$q''_{j,SPS}$	Intensidade do fluxo de calor por radiação na posição j pelo uso do método <i>Single Point Source</i> , kWm^{-2} .
$q''_{j,WMPS}$	Intensidade do fluxo de calor por radiação na posição j pelo uso do método <i>Weighted Multi-Point Source</i> , kWm^{-2} .

Q_{rad}	Energia emitida por radiação, kW.
Q_{tot}	Taxa de energia total do combustível, kW.
RAN	Número aleatório com distribuição uniforme, adimensional.
Re	Número adimensional de Reynolds em função do diâmetro do bocal do queimador, adimensional.
Re_L	Número adimensional de Reynolds em função do comprimento de chama estequiométrico, adimensional.
R_f	Distância entre o ponto médio do comprimento de chama e a posição j do transdutor do fluxo de calor radiante, m.
R_i	Número adimensional de Richardson.
S_T	Velocidade de chama turbulenta, ms^{-1} .
S_l	Velocidade de chama laminar, ms^{-1} .
s_i	Espécie ou bit do vetor único
t_{exp}	Tempo de exposição de imagem fotográfica, s.
T_{ad}	Temperatura de chama adiabática, °K.
T_F	Temperatura do combustível na saída bocal do queimador, °K.
T_{∞}	Temperatura do oxidante, °K.
u	Velocidade média do combustível na saída do bocal do queimador, ms^{-1} .
u_e	Velocidade de extinção de chama, ms^{-1} .
u_e^*	Velocidade de extinção global, Kalghatgi, 1981, adimensional.
V	Número de variáveis a desenhar em um projeto de otimização, adimensional.
v_n^u	Limite superior da variável de projeto
v_n^l	Limite inferior da variável de projeto
v	Variável de projeto ou variável de desenho do método inverso GEO.
w_i	Fator de ponderação na posição longitudinal i, adimensional.
W_f	Largura da chama, m.
x_j	Distância radial do ponto de estimativa de fluxo de calor radiante em uma posição j em referência ao bocal do queimador, m.
X_R	Fração radiante, adimensional.

x_F	Fração molar combustível numa mistura em S_{l-max} .
x_{CO_2}	Fração molar do CO ₂ numa mistura, adimensional.
y_F	Fração mássica do combustível no fluido do jato.
y_{O_2}	Fração mássica do oxigênio no oxidante.
Z_S	Fração de mistura estequiométrica, adimensional.
z_i	Altura do fator de ponderação i, m.
z_j	Altura do ponto de estimativa do fluxo de calor radiante em uma posição j, m.
ρ_F	Massa específica do combustível, kgm ⁻³ .
ρ_∞	Massa específica do oxidante, kgm ⁻³ .
ρ_f	Massa específica da chama, kgm ⁻³ .
τ	Parâmetro positivo ajustável da distribuição de probabilidade <i>k-ranks</i> , adimensional.
τ_G	Tempo de residência característico, s.
τ_S	Transmitância, adimensional.
ν_F	Viscosidade cinemática do combustível, m ² s ⁻¹ .
μ_F	Viscosidade dinâmica do combustível, kgm ⁻¹ s ⁻¹ .
φ	Ângulo formado entre a face do sensor e o vetor formado pelo ponto médio da chama e a posição do sensor, radianos.
σ	Coefficiente de Stefan-Boltzmann, Wm ⁻² K ⁻⁴
$S(x_i)$	Desvio padrão, unidade relativa.
γ	Desvio absoluto médio total, unidade relativa.
δ	Incerteza de medição, unidade relativa.

1 INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

Em dados estatísticos globais é possível observar o incremento do consumo energético total devido ao aumento da população e à evolução tecnológica das empresas. Assim, são requeridas novas fontes de energia e processos industriais mais eficientes para aproveitar os recursos já existentes. Cada país apresenta diferente consumo energético em função dos recursos disponíveis e do desenvolvimento tecnológico. Conforme a Figura 1.1 observa-se que, as principais fontes de energia na América do Sul e Caribe são os combustíveis fósseis, em termos de produção, demonstrando, a grande dependência com este tipo energia. Especificamente o petróleo e o gás natural são as principais fontes, devido a sua capacidade de ser transformada em diversos produtos. A queima de gás natural e o refinamento do petróleo são processos industriais, no qual, são empregados para a transformação de energia primária para energia secundária, este último, sendo uma fonte direta de consumo para a população.

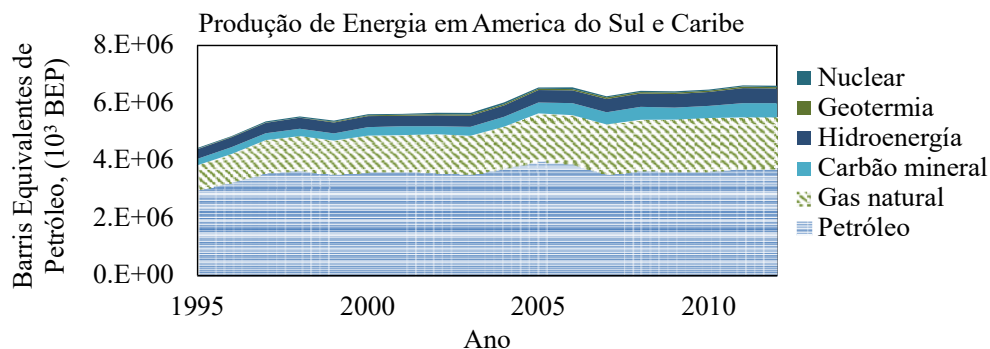


Figura 1.1 - Detalhe de produção de energia na América do Sul e Caribe.

O processo de combustão tem um papel de destaque na conversão da energia primária (Petróleo, gás natural, carvão, combustíveis renováveis) em outras formas de energia. Assim, é essencial que se desenvolva uma compreensão fundamental dos parâmetros que controlam o processo de combustão e das técnicas que possam elevar a eficiência térmica.

Em sistemas de combustão é possível encontrar dois tipos de chamas em função da forma como o oxigênio é incorporado para produzir a reação química. A primeira são chamas pré-misturadas onde o combustível e oxidante são pré-misturados antes de ocorrer a combustão (queimador tipo Bunsen). Nessa condição a combustão é mais completa e permite alcançar maiores temperaturas. Uma característica particular é a cor azulada da chama. O segundo tipo são chamas não pré-misturadas ou difusivas. Estas chamas se formam quando o combustível se encontra com o oxidante sem uma pré-mistura, tendo a difusão entre as duas espécies na frente de chama. Tais chamas se caracterizam pela sua cor amarelada, o que indica a presença de fuligem. Chamas de tipo jato podem ser classificadas em função da velocidade média do escoamento na saída do bocal. Sendo chamas laminares para velocidades baixas onde o número adimensional de Reynolds é menor a 2000 e chamas turbulentas para velocidades altas, maior o igual a Reynolds 2000.

Dessa classificação o estudo está focado em chamas turbulentas não pré-misturadas. Uma aplicação direta é o gás associado que emerge durante a produção de petróleo e é eliminado em instalações desenhadas para atingir as normas de segurança. Este processo é a queima do combustível, conhecido como *flaring* por seu nome em inglês e é o último ponto de controle sobre os gases produzidos durante o processo de extração, geralmente, gás natural não aproveitado por diversos motivos, entre os principais: Não existir linhas de gás que transportem até uma matriz de armazenamento (poços isolados) e como um sistema de segurança para controlar as elevadas pressões de extração de petróleo.

Em certas condições em chamas de tipo *flare* é comum encontrar diluições com CO₂ maior o igual que 50%. O interesse do estudo dos mecanismos de estabilidade é maior com a diluição do gás inerte, devido que muda totalmente a estrutura da chama. Outra característica importante de uma chama turbulenta é a energia liberada por convecção e radiação. A radiação térmica, em diferença da convecção e da condução é emitida em ondas eletromagnéticas na qual não precisa um meio para ser transmitida. A fração de radiação térmica emitida pela chama em grande parte está na faixa do espectro visível e infravermelho, sendo aproximadamente um 10% na faixa visível. As chamas são compostas por gases e partículas que absorvem, espalham e emitem radiação. Nesse caso, para os gases, tem-se a radiação molecular, que apresenta emissão em faixas espectrais específicas para cada gás da mistura dos produtos da combustão.

O estudo dos mecanismos de estabilidade e das propriedades físicas e térmicas das chamas turbulentas tem sido foco de estudo por diversos grupos de pesquisa. Na atualidade,

tanto métodos experimentais, analíticos e numéricos são empregados para compreender o comportamento das chamas. O método numérico fornece informação detalhada dos fenômenos físicos que estão envolvidos na combustão de uma chama. O inconveniente está no tempo de processamento requerido sendo na ordem de semanas. O método analítico tem sido desenvolvido constantemente e modelos simplificados fazem desse método um recurso eficiente. Finalmente, os métodos experimentais têm a facilidade de tomar medições aproximadas reais e desenvolver modelos algébricos simples que permitem interpretar uma chama e tomar decisões operacionais com baixo tempo de análise.

1.2 Revisão da literatura

1.2.1 Comprimento visível de Chama

Chamberlin e Rose, 1948 realizaram uma descrição das oscilações em chamas de alta luminosidade. Usando métodos fotográficos foi investigado o movimento oscilatório para diversos gases em diversas condições. As chamas foram fotografadas usando gravações de vídeo com tempo de exposição $1/55$ s a uma taxa de 32 frames por segundo. A análise das imagens foi realizada pela projeção do vídeo numa folha de papel com um sistema de coordenadas. A importância do trabalho encontra-se em um mapa gerado para definir regiões características da chama em função da taxa de oscilação.

Wohl et al., 1949 usaram duas técnicas visuais de medição para analisar a turbulência em chamas difusivas. Imagens fotográficas foram usadas para medir o comprimento visível de chama enquanto imagens por sombra (*Shadow Photography*) foram usadas para analisar a estrutura interna da turbulência na base da chama. Parâmetros fotográficos não foram definidos. Anos depois, os dados experimentais foram utilizados por Hottel, 1953 para propor correlações em função de propriedades físicas da chama.

Becker e Liang, 1978 forneceram correlações gerais para comprimento de chama, onde foram analisadas com dados experimentais de comprimento de chama obtidos visualmente por um observador. O comprimento de chama foi definido como a distância entre o ponto mais alto da chama onde teve uma maior frequência e a saída do queimador.

Kalghatgi, 1984 realizou um estudo experimental dos fatores que influenciam no comprimento de chama e na altura de levantamento para diferentes hidrocarbonetos. Foram capturadas imagens de chamas difusivas turbulentas com tempo de exposição de 1/30 s, sem outros parâmetros definidos, com uma câmera fotográfica. O comprimento de chama foi definido como a média das distâncias calculadas entre o ponto mais alto visível e a saída do bocal do queimador, observado para cada fotografia.

Na mesma década, Zukoski et al., 1985 investigaram chamas de gás natural para descrever as oscilações da chama. Estas oscilações foram referidas como intermitência de chama, onde é definida como a fração do tempo em que parte da chama está acima de uma determinada altura. Assim, uma região de intermitência é descrita. Para uma intermitência $I_{L_f} = 1$ obedece a frequências altas da chama (região onde a chama é sempre constante) e $I_{L_f} = 0$ a frequências baixas da chama (região onde a chama é quase inexistente).

Mungal e O'Neil, 1989 investigaram o comportamento da estrutura e das flutuações de chamas turbulentas com uma câmera de vídeo acionada em diferentes tempos de exposição. Inclusive, ele sugeriu que, para realizar uma análise da estrutura da chama, é necessário mais de uma imagem e diferentes parâmetros particulares para cada tipo de chama.

Delichatsios, 1993 realizou um estudo da transição de chamas turbulentas controladas por empuxo a chamas controladas por quantidade de movimento. Foi estabelecido um novo número adimensional de Froude para caracterizar o estado de uma chama turbulenta. Assim, uma correlação global para o comprimento de chama foi estabelecida.

Feese e Turns, 1998 estudaram o efeito da adição de inertes no ar e no combustível na estrutura de chamas difusivas laminares de CH₄. O comprimento de chama permaneceu, praticamente, constante para o combustível diluído e aumentou para a diluição do ar.

Heskestad, 1999 examinou dados experimentais de comprimento de chama de diversos autores. Uma correlação global é proposta para estimar o comprimento de chama com base no estudo realizado por Delichatsios, 1993. O autor sugere que a maior discrepância dos modelos com os dados experimentais encontra-se na região de transição entre chamas controladas por empuxo-movimento, obtendo melhor resultados só para chamas controladas por quantidade de movimento.

Santos e Costa, 2005 mediram e analisaram chamas difusivas de propano e de etileno. A técnica experimental foi baseada na média dos comprimentos calculados de cada imagem. O comprimento de chama foi definido como a distância entre a saída do queimador e ponto visível da chama mais alto. Eles definiram como ideal cinco imagens para chamas com número de Reynolds superior a 8000 e três imagens para Reynolds inferior a 8000, ambos com tempo de exposição de 5 segundos. O processamento das imagens foi realizado com ajuda de um software comercial.

Stratton, 2005 em seu estudo de doutorado descreve um método para converter a sequência de imagens de diversas câmeras em uma imagem integrada de 3 dimensões. O principal objeto da pesquisa é encontrar uma correlação entre o volume da chama e o fluxo de calor radiante, assim também, determinar o comprimento de chama e a frequência de oscilação. Parâmetros fotográficos foram auto-ajustados pelas câmeras.

Kim et al., 2007 estudou o comprimento de chama verticais em câmaras de combustão. Uma câmera digital foi usada para obter as imagens com um tempo de exposição 1/60 s e uma abertura F2.0. O comprimento de chama foi definido como o valor médio ao longo do tempo para um intervalo de 2 minutos.

Langman e Nathan, 2011 realizaram um estudo para medir comprimento de chama, frequência de oscilação, área e volume médio de chamas difusivas turbulentas em escala real para um *flare* de refinaria (*Shell Australia*). As medições dos parâmetros geométricos foram realizadas sobre imagens com tempo de exposição de 1/1250 s e abertura F/8 a uma distância radial de 70 m com uma configuração de lente em 992 mm. As imagens foram processadas digitalmente transformando em imagens binárias.

Zhang et al., 2015 sugeriram um modelo matemático para estimar o volume da chama baseado no comprimento visível da chama. Uma câmera digital foi usada para capturar imagens com uma qualidade de 3 Mpx. As imagens foram extraídas de um vídeo de 20 s, com taxa de 25 frames por segundo. As imagens foram processadas digitalmente utilizando uma técnica desenvolvida por Otsu, 1975 onde a medição de comprimento e largura de chama foi realizado com o uso da técnica desenvolvida por Orloff, 1981.

Hu et al., 2015 utilizaram o método para o processamento de imagens usado por Zhang et al., 2015 para estimar o volume da chama. Um total de 750 imagens foram extraídas de um vídeo de 30 s com uma taxa de 25 frames por segundo. No mesmo instante, uma câmera térmica

com espectro infravermelho (8 μm - 14 μm) foi usada para obter o contorno definido para uma temperatura de 800 K.

Em seções posteriores serão apresentados três métodos para estimar o comprimento de chama usando técnicas fotográficas. Os métodos são estudados em chamas turbulentas de gás natural diluídas com CO_2 . Prévios testes foram realizados para examinar os efeitos de tempo de exposição, abertura do obturador, e da sensibilidade do sensor (ISO).

1.2.2 Altura de levantamento e extinção de chama

Para uma chama tipo jato em um ambiente quiescente, quando o combustível tem velocidade na saída do queimador baixa, a chama permanecerá anexada ao bocal. Conforme a velocidade do combustível é incrementada, a chama se torna instável na parte inferior e pode se desprender do bocal, vindo a se estabilizar a uma certa altura chamada de altura de levantamento. Nesse caso, diz-se que a chama é uma chama levantada ou descolada. Se a velocidade do combustível é incrementada progressivamente, a altura de levantamento incrementa até que a chama alcance um estado final crítico a partir do qual a estabilização já não é mais possível. Esse ponto é conhecido como limite de extinção (*blow out*). A altura de levantamento nesse limite é a altura de extinção de chama.

Para compreender o mecanismo de estabilidade da base da chama, na literatura pode-se encontrar duas principais abordagens. A primeira é baseada na teoria de pré-mistura, apresentado por Wohl et al., 1949 e analisado experimentalmente por Vanquickenborne e Van Tiggelen, 1966. Assume-se na fronteira entre o jato do combustível e oxidante como uma pré-mistura na qual a base da chama se estabiliza numa altura z onde fração de mistura cai no nível estequiométrico. Nesse ponto foi observado além que a velocidade de propagação é igual à velocidade média do escoamento.

A segunda teoria é fundamentada no conceito de extinção de *flamelets*, Janicka e Peters, 1982, e Peters e Williams, 1983. A chama de difusão turbulenta é interpretada como um conjunto de “folhas de chama” *flamelets*, de difusão laminar que podem ser extintos quando são submetidos a taxas de deformação superiores a um valor crítico. Com o aumento da velocidade do jato na saída do bocal do queimador, os *flamelets* são esticados até ocorrer a

extinção. A base da chama é descolada quando grande parte dos *flamelets* são extinguidos na borda do queimador e conseqüentemente se posicionando numa nova altura.

Kalghatgi, 1984 realizou uma descrição experimental dos fatores que influenciam o levantamento da chama. Os dados foram obtidos com o uso da técnica *Schlieren photography*. Uma análise dimensional baseada na teoria de pré-mistura foi realizada para desenvolver o modelo algébrico e prever a altura de levantamento para chamas de diversos combustíveis.

Broadwell et al., 1985 realizaram uma descrição da velocidade do escoamento quando atinge a velocidade crítica de levantamento baseado em um modelo proposto por Kalghatgi, 1981, onde analisaram chamas difusivas turbulentas de diferentes combustíveis diluídos com CO₂. Eles afirmam que a extinção ocorre porque o tempo disponível para a mistura dos produtos da combustão com os reagentes, os quais são arrastados para a base da chama pela turbulência, é inferior ao tempo requerido para a ignição. Portanto, a chama é estabilizada no momento em que esses tempos são iguais.

Miake-Lye e Hammer, 1989 propuseram uma correlação para prever o levantamento de chama. O estudo foi realizado para metano, etileno e gás natural onde o levantamento e flutuação da base da chama foram obtidos a partir de um registro de vídeo, em alguns casos estes dados não foram medidos devido às características de gravação do vídeo (resolução). Os autores sugeriram que o levantamento depende das escalas macro da chama, assim, foi encontrada uma correlação linear entre o levantamento e a velocidade do escoamento na saída do queimador.

Lee et al., 1994 realizaram um estudo de estabilidade com o uso da técnica *Schlieren photography* em chamas de propano diluídas com nitrogênio. Para medir a altura de levantamento, foi empregado um instrumento de medição vertical (*cathetometer*) na qual permite medir uma altura quando o alvo é distante do ponto de referência. Os autores sugerem que a altura de levantamento é uma função do diâmetro do bocal do queimador, da velocidade do escoamento na saída do queimador e da fração mássica do combustível.

Cha e Chung, 1996 realizaram um estudo experimental do levantamento da chama focado no efeito do oxidante que é arrastado pelo escoamento principal da chama. As chamas foram confinadas em uma câmara pré-desenhada. Para estimar a altura de levantamento foi empregado o método usado por Lee et al., 1994. O principal resultado apresentado é a diferença entre chamas confinadas e livres; o levantamento de chamas confinadas apresenta um

comportamento linear com o diâmetro do queimador e a velocidade média do combustível na saída do bocal, enquanto, para chamas livres, há uma independência com o diâmetro do queimador.

Bradley et al., 1998 desenvolveram um modelo analítico para estimar o levantamento de chama e prever a velocidade de extinção para chamas difusivas turbulentas empregando o conceito de *laminar flamelets*. O modelo apresenta uma adequada concordância com os dados experimentais de outros autores, propondo finalmente uma correlação única para prever o levantamento e a velocidade de extinção de chama.

Palacios et al., 2009 realizaram um estudo experimental da geometria em chamas difusivas turbulentas de propano. As chamas foram geradas a velocidades do combustível sônicas e subsônicas pelo uso de diversos diâmetros do queimador, obtendo uma escala do comprimento de chama aproximada de 10 m. A medição dos parâmetros geométricos foram estimadas mediante o uso de câmeras fotográficas e térmicas.

Bradley et al., 2016 mediram levantamentos para chamas de propano com uma câmera infravermelha e reuniram dados experimentais disponíveis de diversos autores. O estudo foi focado na obtenção de correlações gerais para diversos regimes do escoamento e diversos tipos de combustível. Uma dificuldade encontrada foram os diferentes métodos utilizados para medir o levantamento pelos diferentes autores na literatura usada. Ainda assim, a correlação apresentou um comportamento geralmente concordante com os dados experimentais.

1.2.3 Radiação térmica

A radiação é um importante mecanismo de transporte de energia que não precisa um meio para acontecer a transferência de energia. Em geral, a radiação é transmitida como espectro eletromagnético que se caracteriza pelo seu comprimento de onda ou pela frequência Siegel, 2001. A Equação (1.1) apresenta a relação entre os dois parâmetros:

$$\lambda = \frac{c}{\nu} \quad (1.1)$$

sendo, λ o comprimento de onda, C a velocidade da luz e V a frequência.

O espectro eletromagnético é classificado em vários tipos de radiação conforme o comprimento de onda. A Figura 1.2 apresenta a principal segmentação do espectro de radiação térmica que corresponde a comprimentos de onda entre 0,1 μm até 100 μm . Adaptado de Baukal Jr, 2000.

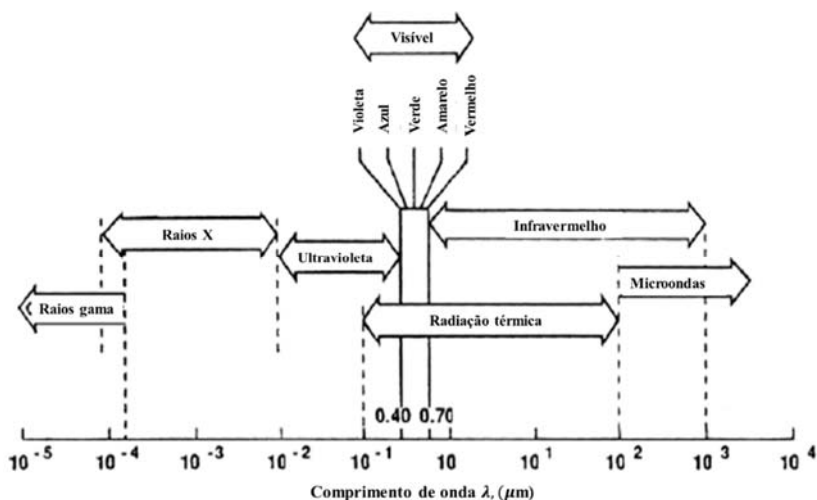


Figura 1.2 - Espectro eletromagnético.

Em processos de combustão, a principal faixa de transferência de calor por radiação se encontra na região visível e infravermelha. As chamas são compostas por gases e partículas que absorvem, espalham e emitem radiação, sendo, portanto, denominadas meios participantes (no que se refere à interação com a propagação da radiação). Nesse caso, para os gases, tem-se a radiação molecular, que apresenta emissão em faixas espectrais específicas para cada gás da mistura dos produtos da combustão, sobretudo H_2O , CO_2 , CO e CH_4 . Para fuligem, que é composta por partículas sólidas nanométricas em suspensão, tem-se a emissão em ampla faixa do espectro de radiação.

Gore et al., 1986 analisou a estrutura geométrica e a parcela de calor emitida por radiação para chamas turbulentas não pré-misturadas de gás natural. A instalação experimental foi projetada para chamas de potência entre 135-210 MW. O autor sugere que a radiação emitida por uma chama formada por gás natural é devido aos componentes não luminosos em uma faixa espectral entre 1 e 6 μm , assumindo que a fuligem e os efeitos da turbulência podem

ser desprezíveis. Os resultados experimentais da radiação foram comparados com modelos analíticos no qual apresentaram uma diferença do 15%. No trabalho é indicado que as faixas espectrais com uma maior intensidade percebida pelo sensor foram entre 1,8 a 2,7 μm correspondente à faixa de vapor de água e entre 2,7 a 4,3 μm para a faixa de dióxido de carbono. A Figura 1.3 mostra a dependência da intensidade espectral em função do comprimento de onda para uma chama não pré-misturada de metano em ar.

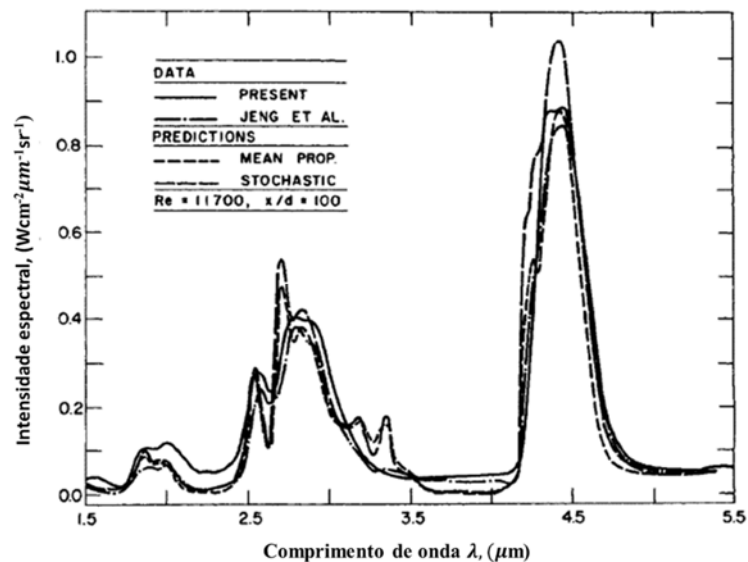


Figura 1.3 - Intensidade espectral de radiação térmica para chamas de gás natural em ar livre em $x/d=100$

Machado, 2015 analisou chamas difusivas laminares para diversos combustíveis de potência entre 0,139 a 0,554 kW. Para seu estudo foi medido experimentalmente a radiação térmica emitida pelas chamas para diversas vazões e diluições de gás inerte. Dois métodos de medição foram estudados para estimar a fração radiante. Considerando que a maior emissão de radiação é realizada pelos gases: CO_2 e H_2O , a radiação emitida é dada nas seguintes faixas espectrais conforme apresentado na Tabela 1.1.

Tabela 1.1 – Características de espectro radiante de chamas de hidrocarbonetos.

Espécie	Comprimento de onda característico (μm)	Região do espectro	Fonte
CO ₂	2,5 a 3 e 4 a 5	Infravermelho	Faeth et al., 1989
H ₂ O	2,5 a 3	Infravermelho	Faeth et al., 1989
H ₂ O	7 a 10	Infravermelho	Boulet et al., 2011
Fuligem	Emissão contínua	Ultravioleta, Visível e Infravermelho	Faeth et al., 1989

1.2.4 Fração radiante

Para um processo de caracterização de chamas é indispensável conhecer as propriedades térmicas. Uma dessas é a parcela de calor emitida por radiação, a qual pode ser quantificada pela fração radiante, definida como a razão entre o calor emitido por radiação e o calor total liberado pela chama. No qual, o calor total emitido por radiação pode ser estimado experimentalmente por medição externa da intensidade do fluxo de calor radiante integrada para uma superfície. A fração radiante geralmente é considerado como um valor específico para cada combustível, entretanto na literatura é possível encontrar estudos onde a fração radiante é relacionada com a velocidade média de saída do jato ou a geometria da chama.

Markstein, 1985 analisou o comportamento da fração radiante com o comprimento de chama. Este último é definido como a distância do bocal do queimador até no ponto visível mais alto determinado pela luz amarela (formação de fuligem). A investigação foi realizada para chamas laminares e chamas turbulentas controladas por empuxo. A conclusão principal é a redução da fração radiante com a redução do volume da chama, modificando a diluição de gás inerte no combustível e mantendo a potência constante.

Cook et al., 1987 definiram um modelo empírico para prever a fração radiante em função da velocidade média do escoamento na saída do bocal do queimador, enquanto que o modelo foi melhorado por Chamberlain, 1987, o qual considera a diferença das densidades entre o combustível e oxidante.

Hamins et al., 1991 analisaram a técnica de medição de um único ponto para estimar a fração radiante em chamas em piscina (*pool fires*). A técnica foi estudada com oito

combustíveis diferentes em distintas posições horizontais do sensor. Uma segunda técnica de medição de multiponto ao longo da chama foi utilizada para obter a distribuição do fluxo de calor e posteriormente estabelecer uma distância ótima do sensor para o uso da técnica de medição de um único ponto.

Delichatsios et al., 1992 realizaram um estudo dos efeitos da turbulência na radiação para chamas de metano, etileno e propano. O estudo foi estendido para chamas controladas por quantidade de movimento com uso de oxigênio para estabilizar a base da chama. No estudo é proposto um modelo algébrico em função potência da chama, diâmetro do queimador e das propriedades térmicas da chama.

Turns, 2000, menciona que a fração radiante para chamas de metano é menor em comparação às chamas de propano e etileno, porém não é desprezível. Assim, a emissão do fluxo de calor por radiação dos produtos da combustão é importante ainda quando a chama não apresenta formação significativa de fuligem.

Santos e Costa, 2005 estudaram a formação de NO_x, em chamas turbulentas não pré-misturadas. Para o seu estudo, a fração radiante foi medida em chamas de etileno propano e metano, para diversas vazões e diâmetros internos. Foi demonstrada uma dependência da fração radiante com o tempo de residência para chamas mais fuliginosas (propano).

Hu et al., 2014 realizaram medições experimentais do fluxo de calor radiante para chamas difusivas turbulentas, onde foi utilizado um transdutor de fluxo de calor com faixa espectral de 0,3-50 μm e ângulo de visão de 170°. O transdutor foi resfriado a água e posicionado a uma distância radial de 0,8 m e altura de 0,42 m. Investigaram a fração radiante para chamas turbulentas controladas por empuxo para duas condições de pressão atmosférica. Eles demonstraram que a formação de fuligem afeta diretamente a fração radiante.

Wang et al., 2016 reportaram o efeito da pressão do ambiente e do volume da chama sobre a fração radiante. O estudo foi realizado para chamas laminares de metano. As chamas foram confinadas em um cerramento desenhado para variar a pressão entre 40 kPa até 100 kPa e a fração radiante foi medido para uma distância fixa de 0,15 m e altura de 0,05 m. Assim, conclui-se que o volume da chama é inversamente proporcional à pressão do ambiente e a fração radiante em dependência do volume da chama.

1.2.5 Estimativa do fluxo de calor radiante

Uma aplicação direta na área de engenharia é o uso de modelos simplificados para prever o fluxo de calor radiante de chamas turbulentas a distâncias próximas à chama.

Modak, 1977 desenvolveu um modelo para prever o fluxo de calor radiante para um alvo em um plano paralelo ao comprimento de chama. O modelo é baseado em parâmetros geométricos da chama, assumindo misturas homogêneas de partículas de fuligem e de outros gases produtos da combustão, além de considerar chamas isotérmicas. Posteriormente o mesmo autor Modak, 1981 aperfeiçoou o modelo considerando a temperatura e o coeficiente de absorção variáveis no eixo radial. O modelo foi utilizado para comprovar a medição experimental de fluxo de calor radiante pela técnica de medição de um único ponto.

O método mais simples para estimar a intensidade de fluxo de calor radiante é considerar o calor emitido para regiões próximas assumindo uma distribuição isotrópica das intensidades proveniente desde um único ponto no centro da chama, autores como Hamins et al., 1991 até na atualidade como Houf e Schefer, 2007 que demonstra a importância do método.

Em contraste com o modelo da única fonte de emissão, o modelo das múltiplas fontes pontuais proposto por Hankinson e Lowesmith, 2012 visa em estimar a distribuição do fluxo de calor radiante com maior exatidão, assumindo que a emissão é realizada desde diversas fontes na chama.

Recentemente Zhou e Jiang, 2016 usaram o modelo das múltiplas fontes pontuais para desenvolver um novo modelo linear dependente de um único coeficiente de ajuste, assim, para estimar o fluxo de calor radiante de chamas difusivas turbulentas de propano e metano.

1.2.6 Efeitos da diluição de gás inerte (CO₂)

Análise dos efeitos da diluição com CO₂ tem sido realizado por diversos autores para diversos combustíveis e diferentes condições experimentais. Para o qual, a adição de CO₂ apresenta influências múltiplas no comportamento da chama, incluindo os efeitos radiantes, os termodinâmicos, os difusivos e os químicos.

No estudo experimental de estabilidade realizado por Kalghatgi, 1981, mostra os efeitos do CO₂ sobre a velocidade de extinção em chamas turbulentas não pré-misturadas. O autor mostra que a velocidade crítica de extinção é influenciada pela velocidade de propagação da chama a mesma que é um efeito da velocidade de chama laminar. O autor demonstra usando a equação simplificada do Spalding, 1957 que a velocidade de chama laminar diminui com a adição do gás inerte.

Min et al., 2010 realizaram um estudo do efeito da adição de CO₂, N₂ e Ar em parâmetros geométricos e na estabilidade de chamas turbulentas não pré-misturadas, confinadas em uma câmara retangular vertical. Técnicas óticas: *Laser Doppler Anemometry (LDA)*, imagem por quimiluminescência e OH-PLIF foram usadas para analisar as espécies químicas da chama e o escoamento na saída do queimador. Assim, se concluem que a estabilidade de uma chama turbulenta apresenta uma dependência com o gás inerte, afetando principalmente nas propriedades térmicas e nas taxas de reação da chama.

Machado, 2015 analisou a emissão de radiação térmica em chamas de metano diluídas com gás inerte. Chamas não pré-misturadas foram produzidas por um queimador Santoro, o qual estabiliza a chama com um escoamento de ar paralelo ao comprimento de chama. O efeito da adição com CO₂ foi observado no incremento do comprimento visível de chama, ao mesmo tempo que a fração radiante decrescia (medição de radiação térmica realizada para uma distância radial constante).

Mais recentemente, Nonaka e Pereira, 2016 validaram a técnica experimental de fluxo de calor para medir a velocidade de chama laminar. Eles observaram a diminuição da velocidade de chama laminar com a adição de CO₂ até 50% da vazão total volumétrica. Os resultados experimentais permitiram obter uma nova correlação empírica para prever a mesma.

1.3 Objetivos

O objetivo geral da presente dissertação é caracterizar experimentalmente o efeito da diluição com inerte (CO₂) sobre chamas difusivas turbulentas verticais, tipo jato, de misturas de Gás Natural e CO₂, em termos de estabilidade e a radiação térmica emitida.

Os seguintes objetivos específicos são estabelecidos:

1. Avaliar um método apropriado para caracterizar os parâmetros geométricos de chamas turbulentas como: comprimento médio visível e altura levantamento de chama;
2. Medir os parâmetros da geometria de chamas como o comprimento visível médio e a altura de levantamento média para diferentes diâmetros e proporções de GN/CO₂ em diversas vazões;
3. Medir o fluxo de calor radiante para diversas distâncias radiais e longitudinais em referência ao comprimento de chama para diferentes diâmetros e proporções de GN/CO₂ em diversas vazões;
4. Obter modelos algébricos para prever o comportamento geométrico e a distribuição do fluxo de calor radiante para diferentes diâmetros e proporções de GN/CO₂ em diversas vazões.
5. Empregar o Algoritmo GEO (Generalized Extremal Optimization) para ajustar os parâmetros do modelo algébrico para prever o fluxo de calor radiante.

1.4 Organização da dissertação

A dissertação é organizada em cinco capítulos. No primeiro capítulo é realizada uma introdução da proposta de pesquisa, uma revisão da literatura e os objetivos do estudo. No segundo capítulo é abordada a fundamentação teórica para o estudo de estabilidade e emissão de radiação térmica. No terceiro capítulo é apresentado um estudo da metodologia de medição de comprimento e altura de levantamento da chama visando obter um processo adequado para caracterizar as diversas chamas. No quarto capítulo são apresentados os modelos e resultados experimentais do estudo de estabilidade de chamas turbulentas para diversos diâmetros, vazões e diluições com CO₂. No capítulo cinco é apresentado o estudo de emissão de radiação térmica de chamas turbulentas para diversos diâmetros, vazões e diluições com CO₂, assim como o uso do método inverso para ajustar os coeficientes principais de um modelo simplificado para prever o fluxo de calor radiante adjacente à chama. Finalmente, no capítulo seis são apresentadas as conclusões gerais do estudo e sugestões para trabalhos futuros.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Modelos algébricos: Comprimento visível de chama.

Delichatsios, 1993 realizou um estudo, baseado em análise de escalas, da transição de uma chama controlada por quantidade de movimento até a região na qual é controlada por empuxo, para chamas turbulentas difusivas. Na análise, o autor argumenta que uma chama turbulenta difusiva pode ser totalmente caracterizada pelo número adimensional A , no qual, é fisicamente equivalente à razão entre o comprimento de chama controlada por quantidade de movimento e o comprimento de chama controlado por empuxo, $A = l_m/l_b$.

Para a análise considerou quatro fatores de maior importância: 1) quantidade de movimento inicial do escoamento no jato e as forças de empuxo sobre a chama (gradientes de temperatura entre a chama e o ambiente), 2) fração estequiométrica, 3) razão de massas específicas entre combustível e oxidante na saída do bocal e 4) diâmetro do bocal do queimador.

A Equação (2.1) apresenta a relação do comprimento de chama controlado por quantidade de movimento l_m , onde para uma altura z é similar a força de empuxo gerado pela chama. Enquanto que para obter o comprimento controlado por empuxo l_b , a Equação (2.2) mostra a relação quando a força de empuxo global do escoamento é igual as forças de empuxo da chama.

Os comprimentos l_b e l_m são isolados para substituir em A , de tal modo que aplicando simplificações se obtém uma expressão que tem implícito um novo número adimensional de Froude, Equação (2.3), que leva em conta parâmetros termodinâmicos da chama.

$$\dot{M}/\rho_\infty = \left(\frac{\Delta T_f}{T_\infty} g l_m \right) l_m^2 \quad (2.1)$$

$$\frac{\frac{Q_{tot} (X_A - X_R) g}{\rho_\infty C p_F T_\infty}}{\frac{\Delta T_f}{T_\infty} g l_b^2 \left(\frac{\Delta T_f}{T_\infty} g l_b \right)^{0.5}} \approx 1 \quad (2.2)$$

$$Fr_f = \frac{u Z_S^{1.5}}{\left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{0.25} \left[\frac{\Delta T_f}{T_\infty} g d_b \right]^{0.5}} \quad (2.3)$$

sendo \dot{M} a quantidade de movimento inicial do escoamento na saída do jato, ρ_∞ a massa específica do oxidante, ΔT_f a elevação da temperatura provocada pela chama, T_∞ a temperatura do oxidante, g a aceleração gravitacional, X_A a eficiência da combustão, X_R a fração radiante, Q_{tot} a potência de chama, $C p_F$ o calor específico a pressão constante do combustível, Fr_f é o número adimensional de Froude de chama, u é a velocidade média do combustível na saída do bocal do queimador, Z_S é a fração de mistura estequiométrica, ρ_F é a massa específica do combustível na saída do bico injetor, g é a aceleração gravitacional, d_b é o diâmetro interno do bocal do queimador

Com base na análise anterior realizada, o autor demonstra que o comprimento de chama normalizado L_f^* é uma função do número adimensional de Froude de chama, Equação (2.4). O comprimento de chama L_f é normalizado pelo diâmetro efetivo do bocal $d_{b,eff}$ e multiplicado pela fração de mistura estequiométrica Z_S . A Equação (2.5) é empregada para plotar os dados experimentais do Kalghatgi, 1984 e obter uma correlação universal.

$$L_f^* \approx fcn(Fr_f) \quad (2.4)$$

$$L_f^* = \frac{L_f Z_S}{d_b^*} \quad (2.5)$$

$$d_{b,eff} = d_b \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{0,5} \quad (2.6)$$

Conforme às observações apontadas previamente, o modelo será aplicável para chamas com transição (controladas por empuxo e por quantidade de movimento).

Quando o valor de Fr_f é maior do que cinco, Equação (2.7), as chamas são definidas como controladas por quantidade de movimento em todo seu volume e não apresentam incremento do comprimento de chama em função da vazão, portanto, espera-se um valor de L_f^* constante; quando o valor de Fr_f é menor do que cinco, Equação (2.8), as chamas são definidas como controladas por empuxo e o comprimento L_f^* apresentará um crescimento assintótico.

$$L_f^* = 23, \quad Fr_f \geq 5 \quad (2.7)$$

$$L_f^* = \frac{13,5 Fr_f^{0,4}}{(1 + 0.07 Fr_f^2)^{0,2}}, \quad Fr_f < 5 \quad (2.8)$$

Becker e Liang, 1978 desenvolveram um modelo universal para prever o comprimento de chamas turbulentas não pré-misturadas, o qual depois os coeficientes numéricos foram ajustados por Kalghatgi, 1984. O modelo considera duas abordagens diferentes. A primeira abordagem (*The entrainment model*) sugere que a diferença entre o fluxo mássico do combustível na saída do jato \dot{m}_F e fluxo mássico total em um volume de controle (chama), corresponde ao fluxo mássico de ar arrastado \dot{m}_∞ . Onde o comprimento de chama é considerando em uma altura z quando a fração mássica do combustível cai no nível estequiométrico (assumindo uma pré-mistura). $\dot{m}_F / \dot{m}_\infty = Z_S$. Por conseguinte, a taxa de arrasto de ar depende de parâmetros aerodinâmicos expressado por números adimensionais. Na discussão dos autores sugerem que, o número adimensional de Richardson R_i (razão entre forças de empuxo e quantidade de movimento) representa adequadamente a teoria para prever o comprimento de chama. Portanto

um novo termo ξ_L é expressado em função da raiz cubica de R_i e do comprimento de chama, Equação (2.9). A segunda abordagem (*The universal structure model*) examina parâmetros físicos e termodinâmicos das chamas com o propósito de validar os efeitos sobre a estrutura da chama por meio de ensaios experimentais e assim obter um modelo algébrico universal para prever o comprimento de chama. Onde o termo ψ , Equação (2.10) é definido como uma função do comprimento de chama, da fração de mistura estequiométrica, do diâmetro do bocal do queimador, da massa molar do oxidante, temperatura do oxidante (MW_∞, T_∞), a massa molar média dos produtos da combustão em uma mistura estequiométrica MW_f e da temperatura da chama adiabática T_{ad} .

Empregando uma base de dados de medições experimentais do comprimento de chama (medido apenas visualmente pelo autor) foram sugeridos dois modelos algébricos, Equações (2.11) e (2.12).

$$\xi_L = \left(\frac{\pi g \rho_\infty}{4 \dot{M}} \right)^{0,3\bar{3}} L_f \quad (2.9)$$

$$\psi = \left(\frac{d_{b,eff} \beta}{L_f Z_S} \right)^{0,6\bar{6}}, \quad \text{sendo} \quad \beta = \left(\frac{MW_\infty T_{ad}}{MW_f T_\infty} \right)^{0,5} \quad (2.10)$$

$$\psi = 0,3063 + 0,0128 \xi_L, \quad \text{para: } 1 < \xi_L < 20 \quad (2.11)$$

$$\psi = -0,4513 + 0,0531 \xi_L, \quad \text{para: } \xi_L > 20 \quad (2.12)$$

O modelo exposto por Blake e McDonald, 1993, refere-se ao estudo do comprimento de chama em uma análise mais simples, onde os fatores de maior importância são o número de Froude, Equação (2.13) (definido como o recíproco do número adimensional de Richardson) e a razão das massas específicas da chama (massa específica dos produtos da combustão) e do oxidante. Para o número de Froude foi selecionado uma nova escala de longitude, chamada *Theoretical lateral flame dimension*, Equação (2.14). A nova escala d_f tem significado físico equivalente ao diâmetro efetivo da chama, onde \dot{m}_F a vazão mássica do combustível na saída

do jato inicial, n_r é o número de mols da mistura de combustível e oxidante para uma combustão completa, ρ_f representa a densidade da chama calculada em função das propriedades térmicas do combustível e temperatura adiabática de chama, Houf e Schefer, 2007 e (y_F, y_{O_2}) são as frações mássicas do combustível e oxigênio respectivamente.

Na análise dimensional realizada pelo autor, é sugerido que o comprimento de chama normalizado é uma função do número de Froude. Dados experimentais de Wohl et al., 1949, Becker e Liang, 1978 e Kalghatgi, 1984 foram usados para obter uma correlação para prever o comprimento de chama, Equação (2.15). Em total foram fornecidas três equações para diferentes regimes.

$$Fr = \frac{4\dot{M}}{\pi g \rho_\infty d_f^3} \quad (2.13)$$

$$d_f = \frac{2\dot{m}_F}{B_r (\rho_f \pi \dot{M})^{0,5}}, \quad \text{sendo} \quad B_r = \left(1 + n_r \left(\frac{MW_\infty y_F}{MW_f y_{O_2}} \right) \right)^{-1} \quad (2.14)$$

$$\frac{L_f}{d_f} = 6,73 \left(\frac{4\dot{M}}{\pi \rho_\infty g d_f^3} \right)^{0,209} \quad (2.15)$$

O princípio de Røkke et al., 1994 sugere que o comprimento de chama é uma função do número adimensional de Froude Fr e da fração mássica do combustível na saída do jato. Foi verificado que o comprimento de chama é maiormente afetado pelas forças de empuxo para $Fr < 10^6$ (em chamas difusivas), após desse limite o comprimento de chama adimensional é constante, portanto independe de Fr .

Comprimentos de chama obtidos experimentalmente usando como combustível metano e propano, foram empregados para obter uma correlação geral, Equação (2.17), apenas demonstrada para chamas controladas por empuxo.

$$Fr = \frac{u^2}{gd_b} \quad (2.16)$$

$$\frac{L_f}{d_b} = 33 y_F^{0,4} Fr^{0,2} \quad (2.17)$$

Modelos mais simples podem ser encontrados na literatura. Lowesmith et al., 2007, e Bradley et al., 2016, representam correlações empíricas do comprimento de chama em função da potência da chama, Q_{tot} .

O modelo de Lowesmith et al., 2007 é o modelo mais simples encontrado na literatura, Equação (2.18). A equação algébrica foi obtida empiricamente com dados experimentais de diversos hidrocarbonetos. Por sua simplicidade e a grande discrepância apresentada pelo autor nos seus resultados, se prevê uma discrepância maior em comparação com os outros modelos abordados neste trabalho.

$$L_f = 2,8893 Q_{tot}^{0,3728} \quad (2.18)$$

As equações (2.20) e (2.21) correspondem ao estudo de Bradley et al., 2016 onde o comprimento de chama é uma função do número adimensional de Froude Fr . Este último parâmetro foi rearranjado em termos da potência da chama normalizada, Equação (2.19), na qual, a velocidade média do escoamento na saída do jato foi obtida a partir da expressão: $Q_{tot} = Au\rho_F\Delta H_C$. As seguintes simplificações foram usadas: $A = d_b^2$ e $\Delta H_C = Cp_T T_F$, sendo A a área transversal do bocal do queimador, T_F a temperatura do combustível na saída do bocal do queimador e ΔH_C a energia por unidade de massa liberada na reação química entre combustível e oxidante (PCI) assumindo uma combustão completa.

$$Fr = Q_{tot} \left(Cp_T T_F \rho_F g^{0,5} d_b^{2,5} \right)^{-1} \quad (2.19)$$

$$\frac{L_f}{d_b} = 3,4 \left[Q_{tot} \left(Cp_T T_F \rho_F g^{0,5} d_b^{2,5} \right)^{-1} \right]^{0,4} - 0,6 \quad (2.20)$$

$$\frac{L_f}{d_b} = 1,9 \left[Q_{tot} \left(C_p T_F \rho_F g^{0,5} d_b^{2,5} \right)^{-1} \right]^{0,4} \quad (2.21)$$

Tanto as condições experimentais como os combustíveis empregados dos modelos algébricos são expostos no apêndice D.

2.2 Modelos algébricos: Levantamento e extinção de chama

Modelo de levantamento de chama

O estudo de levantamento exposto por Kalghatgi, 1984 apresenta um modelo de levantamento de chamas para diversos combustíveis e regimes do escoamento baseada na teoria de pré-mistura, apresentado por Wohl et al., 1949 e analisado por Vanquickenborne e Van Tiggelen, 1966, onde assume que a base da chama se estabiliza em uma altura H_f , na qual a velocidade de chama turbulenta é igual à velocidade local do escoamento.

Por observações experimentais realizadas pelo autor são definidos os fatores principais que influenciam na estabilidade da altura de levantamento da base da chama: 1) A velocidade de chama máxima laminar, S_l . 2) A razão das massas específicas entre o combustível e oxidante, ρ_F / ρ_∞ . 3) A viscosidade cinemática do combustível ν_F . e 4) A velocidade média do combustível na saída do bocal do queimador.

Baseado em uma análise dimensional simples, o autor propõe que a altura de levantamento é uma função dos parâmetros antes mencionados, Equação (2.22). Assim, usando quatro diversos combustíveis é obtido o modelo algébrico para prever a altura de levantamento onde foi avaliada apenas para $0,5 < \rho_F / \rho_\infty < 2$.

$$\frac{H_f S_l}{\nu_F} = f \left(\frac{u}{S_l} \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{1,5} \right) \quad (2.22)$$

$$\frac{H_f S_l}{\nu_F} = 50 \frac{u}{S_l} \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{1,5} \quad (2.23)$$

O trabalho de Røkke et al., 1994 se fundamenta no conceito de extinção de *flamelets*, apresentado por Janicka e Peters, 1982, e Peters e Williams, 1983 para prever a altura de levantamento. A chama de difusão turbulenta é interpretada como um conjunto de “folhas de chama” *flamelets*, de difusão laminar que podem ser extintos quando são submetidos a taxas de deformação superiores a um valor crítico. Com o aumento da velocidade do jato na saída do bocal do queimador, os *flamelets* são esticados até ocorrer a extinção. A base da chama é descolada quando grande parte dos *flamelets* são extinguidos na borda do queimador e consequentemente se posicionando numa nova altura H_f .

Com base a observações experimentais é demonstrado a dependência linear com a velocidade média do combustível na saída do jato e a raiz quadrada da fração mássica do combustível com y_F^{-1} . A taxa de deformação é proposta como $u/d_{b,eff}^{0,7}$ sendo sugerido o expoente 0,7 como um fator de ajuste.

A Equação (2.24) apresenta a variação de H_f normalizado para o diâmetro do bocal do queimador em função dos parâmetros citados anteriormente, onde o coeficiente numérico $1,2 \cdot 10^{-2}$ foi ajustado com base nos dados experimentais.

$$\frac{H_f}{d_b} = 1,2 \cdot 10^{-2} y_F^{-0,5} u d_{b,eff}^{-0,7} \quad (2.24)$$

Bradley et al., 2016, estabeleceram um modelo global para prever a altura de levantamento que depende de propriedades termodinâmicas do combustível e do diâmetro do bocal do queimador. Dados experimentais permitiram identificar um grupo adimensional U^* que controla a altura de levantamento, constituído pela velocidade média do escoamento na saída do jato, a velocidade de chama laminar, a pressão de estagnação na saída do bocal do queimador P_i , a pressão atmosférica P_∞ (incluídos apenas para comparar os dados

experimentais com diversas pressões atmosféricas) e o número adimensional de Reynolds, Equação (2.25). O expoente do termo $Re_L^{-0,4}$ foi ajustado em base aos dados experimentais.

Um modelo matemático realizado por Bradley et al., 1998 foi usado para observar a relação entre as linhas de corrente, a fração de mistura e a taxa de deformação com a posição da base da chama (posição definida pela taxa de calor gerada). Deste modo foi observado a importância da quantidade de ar arrastada em direção à base da chama. Este parâmetro foi incluído como a razão de moles entre combustível e oxidante x_F , para uma mistura na qual a velocidade de chama laminar é máxima S_{l-max} .

Os autores definem que a altura de levantamento normalizada para o diâmetro do bocal do queimador é uma função do grupo adimensional U^* . Assim, foram propostas duas correlações, uma para regimes subsônicos, Equação (2.27) e outra para o regime supersônico, Equação (2.28).

$$U^* = \frac{u}{S_l} Re_L^{-0,4} \frac{P_i}{P_\infty} \quad \text{sendo,} \quad Re_L = \frac{S_l d_b}{\nu_F} \quad (2.25)$$

$$\frac{H_f}{d_b} x_F = f(U^*) \quad (2.26)$$

$$\frac{H_f}{d_b} x_F = 0,11 \left(\frac{u Re_L^{-0,4} P_i}{S_l P_\infty} \right) - 0,2 \quad (2.27)$$

$$\frac{H_f}{d_b} x_F^{0,2} = -54 + 17 \ln \left[\left(\frac{u Re_L^{-0,4} P_i}{S_l P_\infty} \right) - 23 \right] \quad (2.28)$$

Modelo de extinção de chama

Kalghatgi, 1981 realizou um estudo experimental do mecanismo de extinção de chama (*blow-out*) para chamas turbulentas não pré-misturadas. O mecanismo é fundamentado na teoria de Vanquickenborne e Van Tiggelen, 1966 onde é assumido que, a base da chama estabiliza em uma altura H_f quando a velocidade média do jato na saída do queimador u é igual à velocidade de propagação, com o incremento da vazão de combustível as velocidades na base

da chama incrementam e uma nova altura H_f é determinada. Quando a velocidade u é igual a uma velocidade critica chamada como velocidade de extinção ($u \rightarrow u_e$), ocorre o apagamento instantâneo da chama.

Em base a dados experimentais, foi observado a dependência de u_e com o número de Reynolds Re_L e da razão das massas específicas entre o combustível e oxidante ρ_F/ρ_∞ , Equação (2.29). Onde o número de Reynolds foi previamente escalado por um comprimento estequiométrico L_S e a velocidade de chama laminar, Equação (2.30). O conceito do comprimento estequiométrico foi empregado do trabalho de Birch et al., 1978 para delimitar a altura na qual a concentração do combustível cai no nível estequiométrico, sugerindo que há uma baixa probabilidade na qual a base da chama se posicione numa altura superior (região com misturas pobres).

Os dados experimentais são plotados, e uma correlação universal para velocidade de extinção é obtido em função do número de Reynolds adaptado pelo autor, velocidade de chama laminar e da razão das massas específicas, Equação (2.29).

$$\frac{u_e}{S_l} = f\left(Re_L, \frac{\rho_F}{\rho_\infty}\right) \quad (2.29)$$

$$Re_L = \left[\frac{L_S S_l}{v_F} \right] \quad (2.30)$$

$$L_S = d_b \left[4 \frac{y_F}{Z_s} \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{0,5} - 5,8 \right] \quad (2.31)$$

$$u_e^* = \frac{u_e}{S_l} \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{1,5} = 0,017 Re_L \left(1 - 3,5 \cdot 10^{-6} Re_L \right) \quad (2.32)$$

2.3 Radiação Térmica

Características radiativas de chamas tipo jato são comumente expressas em termos da fração radiante e do fluxo de calor radiativo que incide em um receptor em determinada posição relativa à chama. Tais características dependem das propriedades físicas do combustível, do nível de diluição com gás inerte, da velocidade de injeção de combustível e da geometria da chama. Conforme a revisão bibliográfica, existem diversos métodos para mensurar essas características térmicas. Modelos analíticos foram desenvolvidos por diversos autores para estimar o fluxo de calor emitido por radiação de forma rápida. A caracterização da chama por métodos computacionais (CFD) pode fornecer informações detalhadas sobre a radiação emitida, entretanto o custo computacional faz com que este método seja menos usado em aplicações de engenharia.

Nas próximas subseções será descrita uma técnica de medição experimental e modelos para estimar a intensidade de fluxo de calor radiante emitido para regiões próximas à chama.

2.3.1 Fração Radiante

A fração de calor emitida por radiação X_R de uma chama não pré-misturada é calculada pela razão entre a taxa de energia liberada por radiação às vizinhanças Q_{rad} e a taxa de energia total disponível $Q_{tot} = \dot{m}_F \Delta H_c$, Equação (2.33). Para calcular a taxa de energia liberada por radiação, e por conseguinte a fração radiante, propõe-se a Equação (2.34) usada por Souil et al., 1984, Turns e Myhr, 1991, Sivathanu e Gore, 1993 e Hu et al., 2014, na qual é assumida uma distribuição isotrópica das intensidades de fluxo de calor radiante proveniente da chama. Assim, a radiação é modelada como sendo proveniente de um único ponto localizado no eixo longitudinal da chama, em uma altura de meio comprimento visível da chama, o que é conhecido como modelo de fonte pontual. Portanto, Q_{rad} é calculado a partir da medição experimental do fluxo de calor radiante $q''_{j,exp}$ e integrado em uma superfície esférica com raio R_f , onde φ é o ângulo formado pela trajetória do raio e o eixo normal à face plana do receptor e τ_s é a transmitância entre a chama e o sensor. Houf e Schefer, 2007, Schefer et al., 2007 desprezaram a transmitância em experimentos a céu aberto em distâncias radiais de até $0,5L_f$.

Conforme Hankinson e Lowesmith, 2012 a transmitância pode ser negligenciada para medições de laboratório com distâncias radiais próximas a 3 m.

A técnica é aplicada quando a distância radial entre o transdutor e a chama é suficientemente grande. Para Becker e Liang, 1982 e Markstein, 1984 o posicionamento radial do transdutor, x_j , para chamas difusivas tipo jato deve ser, no mínimo, igual a $2L_f$. Usualmente, a posição vertical do sensor é optada por ser a meio comprimento de chama $z_j = 0,5L_f$ por estar mais próximo à região com maior emissão de radiação. A Figura 2.1 apresenta o esquema de medição usando o método de um único ponto.

$$X_R = \frac{Q_{rad}}{\dot{m}_F \Delta H_c} \quad (2.33)$$

$$X_R = \frac{4\pi R_f^2 q''_{j,exp}}{\tau_s \dot{m}_F \Delta H_c \cos(\varphi)} \quad (2.34)$$

$$R_f = \left(x_j^2 + (z_i - z_j)^2 \right)^{0,5} \quad (2.35)$$

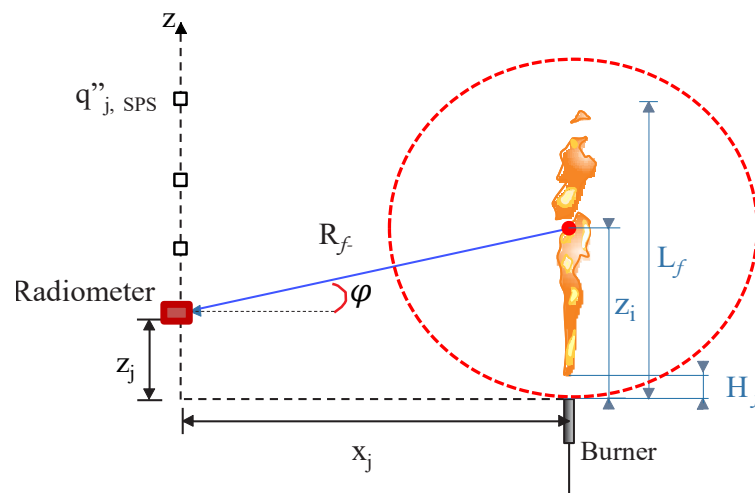


Figura 2.1 – Esquema de medição de um único ponto e método SPS

Como será verificado mais adiante, há uma correlação entre a fração radiante e o tempo de residência da chama. O modelo de tempo de residência τ_G para chamas tipo jato desenvolvida por Turns e Myhr, 1991, em diferença dos outros modelos, depende principalmente da razão das massas específicas de chama e combustível, do formato geométrico

da chama e do estado do combustível na saída do queimador. A Equação (2.36) apresenta o tempo de residência global associado à chama.

Uma configuração geométrica de uma chama turbulenta é proposta com base a observações experimentais. A largura da chama W_f é diretamente proporcional ao comprimento de chama L_f , assumindo a forma de um cone, sendo, $W_f \approx 0,17L_f$.

$$\tau_G = \frac{\rho_f W_f^2 L_f Z_S}{3\rho_F d_b^2 u} \quad (2.36)$$

2.3.2 Estimativa do Fluxo de Calor Radiante

Método de uma única fonte pontual SPS (Single Point Source)

O método mais simples para estimar a intensidade de fluxo de calor radiante é rearranjando os termos da Equação (2.34). A intensidade de fluxo de calor radiante $q''_{j,SPS}$ pode ser estimado para uma posição radial x_j e altura z_j usando a Equação (2.37).

Nesta configuração, φ representa o ângulo entre o eixo horizontal em coordenadas cartesianas do ponto para o qual o fluxo de calor radiante é calculado e o vetor da intensidade radiativa proveniente do centro da chama (fonte de emissão) em $z_i = 0,5L_f$. O valor da fração radiante pode ser estimado pelo método experimental de uma única medição.

$$q''_{j,SPS} = \frac{\tau_s X_R \dot{m}_F \Delta H_c}{4\pi R_j^2} \cos(\varphi) \quad (2.37)$$

Método das múltiplas fontes pontuais ponderadas WMPS (Weighted Multi-Point Source)

O método das múltiplas fontes pontuais será avaliado neste trabalho em chamas difusivas turbulentas para diversas condições. Machado, 2015 e Miguel et al., 2016, usaram o modelo para estimar o fluxo de calor radiante em chamas laminares não pré-misturas, eles demonstraram que para regiões afastadas o modelo descreve corretamente a distribuição das intensidades de fluxo de calor radiante em comparação ao modelo de uma única fonte.

Em contraste com a hipótese de considerar uma única fonte de emissão, o modelo das múltiplas fontes pontuais proposto por Hankinson e Lowesmith, 2012, estima a intensidade de fluxo de calor radiante $q''_{j,WMPS}$ considerando o somatório das intensidades radiantes q''_i provenientes de N fontes na chama. Assim, o modelo visa prever com maior veracidade as intensidades radiativas para regiões próximas e afastadas à chama.

A Equação (2.38) é proposta para estimar a intensidade de fluxo de calor radiante para uma posição vertical j (ponto de interesse):

$$q''_{j,WMPS} = \sum_{i=1}^N q''_i = \sum_{i=1}^N \frac{w_i \tau_s X_R \dot{m}_F \Delta H_c}{4\pi R_f^2} \cos(\varphi) \quad (2.38)$$

sendo, w_i o fator de ponderação na posição i no eixo vertical da chama que toma valores entre 0 e 1, para o qual, o somatório de todos os fatores é igual a 1. τ_{s-ij} é a transmitância avaliada entre o fator de ponderação, i , e o ponto de interesse. O módulo, R_{f-ij} , de cada intensidade de fluxo de calor radiante proveniente da chama é calculado a partir da Equação (2.35).

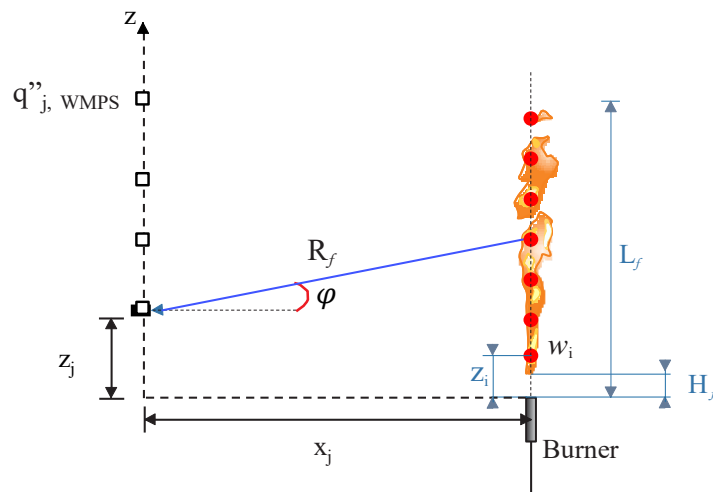


Figura 2.2 – Método da múltipla fonte pontual, WMPS.

A característica principal do modelo WMPS é a distribuição linear dos fatores de ponderação. As equações (2.39) até (2.41) permitem calcular os fatores normalizados

distribuídos ao longo do comprimento de chama. Duas funções lineares, uma crescente e uma decrescente são usadas para calcular o w_i , para o qual, os valores máximos correspondem à região com emissão máxima de intensidade de radiação observada experimentalmente nos registros de Sivathanu e Gore, 1993. Assim, o ponto com maior emissão foi considerado em $n = 0,75N$. A solução das equações obedeceu às condições: $w_{n+1} = w_n$ e $w_N = w_1$.

$$w_i = iw_1 \quad \text{para, } i=1,\dots,n \quad (2.39)$$

$$w_i = \left[n - \frac{(n-1)}{[N-(n-1)]} (i-(n+1)) \right] w_1 \quad \text{para, } i=n+1,\dots,N \quad (2.40)$$

$$\sum_{i=1}^N w_i = 1 \quad (2.41)$$

2.4 Método de análise inversa GEO (*Generalized Extremal Optimization*)

O algoritmo GEO, ou por suas siglas em inglês, *Generalized Extremal Optimization*, é um método de otimização proposto por Sousa et al., 2003. A característica principal é a facilidade para emprego em qualquer tipo de problema de engenharia, incluindo-se problemas inversos formulados como problemas de otimização. De forma particular, Brittes e França, 2013, usaram o algoritmo GEO em problemas de otimização de transferência de calor para determinar a potência e a posição ideal de aquecedores em uma superfície de controle. Miguel et al., 2016 usaram o algoritmo GEO para determinar os fatores de ponderação com correlação e sem correlação do modelo WMPS, visando à otimização da estimativa do fluxo de calor radiante para regiões próximas e afastadas para chamas laminares.

Uma função objetivo F_o é formulada de acordo com cada problema, diminuindo ou incrementando seu valor até atingir um critério de parada. Em um projeto de otimização, as variáveis de projeto V e as suas faixas de operação são introduzidas na função objetivo.

No algoritmo GEO, a convergência da função objetivo é determinada pela variação das variáveis de projeto v_n , na qual $1 < n < V$. Para isso, um valor aleatório é associado a cada

variável de projeto e logo transformada de seu sistema decimal para o sistema binário. Cada variável de projeto é pré-definida com m números de bits e inseridas em um único vetor chamado cromossoma do algoritmo genético, com um número total de espécies L_b (número total de bits). O algoritmo modifica sequencialmente cada bit e categoriza cada respectiva alteração na função objetivo como mais ou menos propensa a modificar (tendo-se em vista o alvo: aumentar ou diminuir a função objetivo). Um modelo de probabilidade seleciona qual bit será modificado permanentemente. O processo é repetido até atingir a convergência desejada. A Figura 2.3 apresenta um esquema do vetor formado por V número de variáveis de projeto ou seu equivalente a L_b número de espécies (adaptado de Sousa et al., 2003).

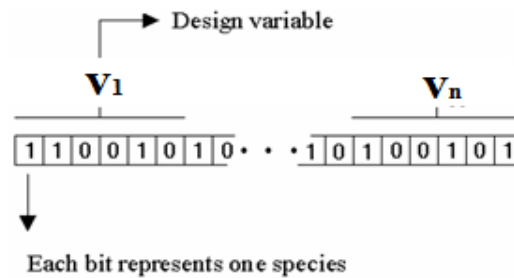


Figura 2.3 – Variáveis de desenho de 6 bits armazenadas em um único vetor binário.

Cada espécie s_i com $1 < i < L_b$ é alternada de forma sequencial, modificando seu valor de 0 a 1 ou de 1 a 0. Em cada mutação, a função objetivo é calculada e logo após a espécie s_i é retornada ao seu valor inicial. O processo é realizado desde o bit menos significativo (direita) até o bit mais significativo (esquerda). Para cada variação da espécie é calculado um valor de adaptabilidade, definido como a diferença entre a função objetivo atual e de referência. Um valor de adaptabilidade de valor igual a 1 é associado à espécie menos adaptada até L_b , para a espécie mais adaptada. Posteriormente, uma espécie será confirmada a mudar em função da distribuição de probabilidade de k ranks, conforme a equação abaixo:

$$P(k) = k^{-\tau} \quad (2.42)$$

sendo, k a categorização do bit ou espécie (adaptabilidade), com $1 < k < L_b$ e τ um parâmetro ajustável positivo da distribuição de probabilidade. Para $\tau \rightarrow 0$ o algoritmo converte-se em uma busca aleatória, enquanto para $\tau \rightarrow \infty$ a busca será determinística. A introdução do parâmetro τ permite ao algoritmo escolher uma espécie para mudar, na qual é privilegiada a espécie com menor adaptação. O procedimento é repetido até se atingir um determinado critério.

Para o uso do algoritmo GEO é necessário determinar o número de bits que representará cada variável de projeto. Para variáveis contínuas, o número mínimo de bits m necessário para alcançar a precisão p é calculado a partir da Equação (2.43).

$$2^m \geq \left[\frac{(v_n^u - v_n^l)}{p} + 1 \right] \quad (2.43)$$

sendo, v_n^u e v_n^l os limites superior e inferior da variável n^{th} respectivamente. A transformação física da variável de projeto é realizada a través da Equação (2.44), sendo I_n o valor decimal da variável de projeto convertido desde sua forma binária.

$$v_n = v_n^l + (v_n^u - v_n^l) \left[\frac{I_n}{(2^m - 1)} \right] \quad (2.44)$$

A implementação do algoritmo GEO para otimização segue as seguintes etapas:

1. Criar um vetor binário aleatório de L_b número de bits, que armazene as N variáveis do projeto. Para a primeira configuração de bits C , calcular o valor da função objetivo Fo e estabelecer $C_{best} = C$ e $Fo_{best} = Fo$;
2. Para cada bit s_i do vetor realizar:
 - a. Modificar o valor do bit s_i de 0 a 1 ou de 1 a 0, e calcular a Fo da configuração de bits C ;
 - b. Calcular o valor de adaptabilidade $\Delta Fo = (Fo_{new} - Fo_{best})$, que representa o ganho ou perda da função objetivo em referência à melhor função objetivo;

- c. Retornar o bit s_i a seu valor original;
3. Categorizar os bits em relação a seu valor de adaptabilidade. Para $k = 1$, corresponde ao bit menos adaptado e $k = L_b$ para o bit mais adaptado. Para um problema de minimização, o valor mais alto de ΔFo terá a categorização de L_b ;
 4. Escolher um bit com probabilidade uniforme para modificar seu valor definitivamente. Com a geração de um número aleatório RAN com uma distribuição uniforme no intervalo $[0,1]$ determinar: se $P(k) = k^{-\tau}$ é maior ou igual do que RAN , portanto, o bit escolhido é confirmado a modificar seu valor. Caso contrário, escolher um novo bit para avaliar a probabilidade de se mudar seu valor;
 5. Estabelecer $C = C_s$ e $Fo = Fo_s$ para o bit s_i após se confirmar a mudança de seu valor;
 6. Para o problema de minimização, se $Fo < Fo_{best}$ estabelecer: $C_{best} = C$ e $Fo_{best} = Fo$
 7. Repetir os passos 2 a 6 até alcançar um critério de convergência;
 8. Apresentar a melhor combinação C_{best} e Fo_{best} .

3 METODOLOGIA DE MEDIÇÃO DE COMPRIMENTO DE CHAMA E ALTURA DE LEVANTAMENTO

Diversas técnicas experimentais, têm sido usadas para caracterizar a geometria de uma chama turbulenta. Portanto, a dificuldade encontra-se em quantificar estes parâmetros em função da sua variação ao longo do tempo. O comprimento de chama é o parâmetro mais estudado na literatura, sendo possível encontrar diversas técnicas e definições que conduz em valores com maior ou menor discrepância, ainda em alguns casos, sem apresentar uma análise de erro de medição. A mesma característica ocorre para os demais parâmetros de interesse (altura de levantamento e velocidade de extinção).

Assim, nesse capítulo, são analisados três métodos para estimar o comprimento de chama e a altura de levantamento. Mediante uma análise estatística, o erro de medição será quantificado e relacionado com a variação apresentada durante a medição.

3.1 Objetivos

O objetivo deste capítulo é estudar a metodologia de medição do comprimento médio visível de chama e altura de levantamento em chamas não pré-misturadas turbulentas de gás natural. Para atingir este objetivo, os seguintes objetivos específicos são definidos:

- Montar uma bancada experimental para medição dos parâmetros geométricos da chama;
- Examinar técnicas visuais para medição do comprimento de chama e altura de levantamento da base da chama;
- Examinar parâmetros fotográficos para estabelecer um processo único de medição.

3.2 Bancada Experimental

A Figura 3.1 apresenta o esquema da bancada experimental projetada para medição de comprimento visível de chama e altura de levantamento. Tendo em vista as influências externas

originadas por escoamentos de ar transversal, as chamas foram confinadas dentro de um ambiente retangular formado por quatro malhas finas (*mesh* 20) de dimensões 1,50 x 1,00 x 3,60 m. O cercado encontrava-se estendido entre o chão e o exaustor. O estudo foi realizado sobre gás natural veicular comercial GNV com composição química: 90,8 % CH₄, 6 % C₂H₆, 1,2 % C₃H₈, 0,5 % CO₂ e 1,55 % N₂, diluído com CO₂ de 99,2 % de pureza. As diluições empregadas variaram de 10 a 60%, em termos de volume. Para a diluição de 70 % a chama se extinguiu em vazões muito baixas, cerca de 2 litros por minuto. O comprimento da linha de gás utilizada foi de aproximadamente 3 metros, a fim de promover a homogeneização da mistura de GN/CO₂. O gás é alimentado até um queimador de tipo jato convencional projetado para variar o diâmetro do bocal. Foram utilizados quatro diâmetros internos (d_b): 7,55 mm, 10,13 mm, 13,15 mm e 16,55 mm com comprimento total do queimador de $30d_b$. Na parte inferior encontra-se uma pré-câmara constituída por esferas de vidro e telas de aço para retificar o escoamento. Dois controladores de vazão mediram o fluxo volumétrico, um de marca *Omêga* (*FMA-2600A*) para o combustível com incerteza de $\pm 0,8\%$ da leitura e $\pm 0,2\%$ da escala de medição e um *Bronkhorst* (*F-112AC*) para o gás inerte com incerteza de $\pm 0,4\%$ da leitura e $\pm 0,1\%$ da escala de medição.

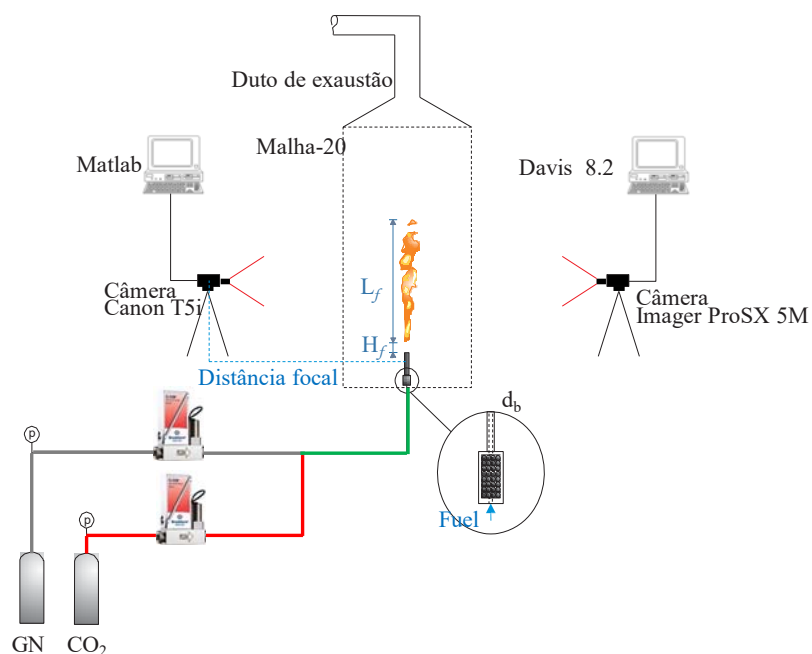


Figura 3.1 – Esquema de montagem e constituição dos equipamentos de medição visual.

Os experimentos foram realizados com condições de mínima luz natural para diminuir a influência da luz de fundo nas imagens. Uma câmera Canon T5i e uma ProSX-5M foram usadas para capturar as imagens. Estas câmeras possuem controle sobre os parâmetros fotográficos que são explorados nesta secção. Cada imagem é processada por um software especializado focado na medição do comprimento de chama e altura de levantamento que será descrito posteriormente.

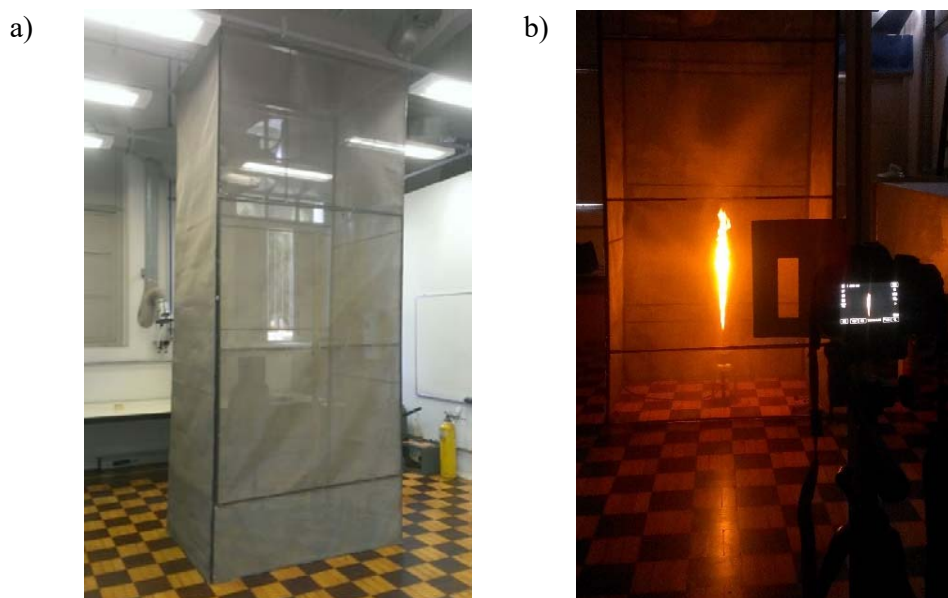


Figura 3.2 – Bancada experimental para medição do comprimento visível de chama.

3.3 Parâmetros óticos

Parâmetros fotográficos foram analisados nesta seção para obter uma imagem representativa de uma chama difusiva turbulenta. Em fotografia, a qualidade de uma imagem depende em sua totalidade da correta seleção dos parâmetros fotográficos. A abertura, o tempo de exposição e a sensibilidade do sensor ou número ISO são os principais de um grupo de parâmetros disponíveis numa câmera digital profissional. Portanto é importante conhecer como estes parâmetros são especificados e seus efeitos sobre as imagens.

3.3.1 Abertura do diafragma (F/number).

A abertura do diafragma controla a quantidade de luz que ingressa pelas lentes até o sensor CCD (só para câmeras digitais). Este é representado por uma escala adimensional $F/\#$ que geralmente varia entre $F/1.8$ até $F/28$, na qual o número é o resultado da razão entre a distância focal (distância entre a lente e o foco) e o diâmetro da lente. Para altos valores de $F/\#$, a câmera tem uma menor abertura do diafragma, um estado oposto ocorre para valores menores de $F/\#$. Em geral, este trabalha como a pupila do olho humano, ajustando a imagem em função da quantidade de luz no ambiente. Como exemplo, em condições de obscuridade, a pupila incrementará seu diâmetro para permitir o ingresso de maior quantidade de luz.

Como consequência da variação geométrica das lentes, a abertura está também relacionada com a distância de enfoque (distância entre a câmera e o alvo) e a profundidade de campo. O efeito da variação da abertura pode ser observado na Figura 3.3. Para valores altos de $F/\#$ (abertura da lente menor), a profundidade de campo é ampla, efeito contrário ocorre para valores menores de $F/\#$. Portanto, para uma abertura fixa será necessário conhecer a distância mínima e a profundidade de campo que permita focar um objeto.

Nas imagens, a distância entre a câmera e o alvo está relacionada com a transformação da escala de pixels a milímetros da imagem de um objeto. Esta última característica será importante no pós-processamento, devido que, um alvo representado com maior número de pixels precisará de maior tempo de processamento (medição realizada por computador).

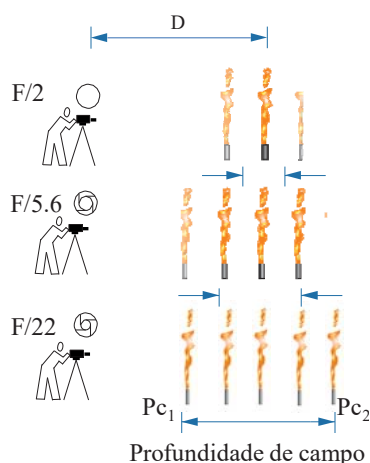


Figura 3.3 - Níveis de abertura de diafragma, enfoque e profundidade de campo.

3.3.2 Tempo de exposição

Um segundo parâmetro fotográfico importante é o tempo de exposição t_{exp} . Este é o tempo que o sensor é exposto à luz e é inversamente proporcional à velocidade do obturador. Está relacionado com a velocidade do alvo, onde para alvos com alto movimento precisa-se de baixo tempo de exposição ou alta velocidade do obturador e quanto menor é o movimento do alvo o tempo de exposição é indispensável.

A principal distinção deste parâmetro é o efeito de movimento de um corpo sobre a imagem final. Em um caso particular, corpos com alta velocidade (chamas), um longo tempo de exposição produzirá uma imagem integrada no tempo onde será possível observar as regiões máximas alcançadas pela chama. No mesmo caso, um baixo tempo de exposição mostrará a geometria única da chama para esse instante de tempo.

A consequência de variar o tempo de abertura do obturador afeta na quantidade de luz na imagem. No exemplo anterior, na primeira condição, uma incorreta combinação com a abertura $F/$ do diafragma, o sensor receberá um excesso de luz, produzindo saturação de imagem (imagem branca). Enquanto que, na segunda condição, com um valor muito baixo de tempo de exposição, o sensor receberá pouco ou nada de luz dependendo da combinação com $F/$ escolhida (imagem obscura).

3.3.3 Sensibilidade ISO

O último parâmetro considerado nesta seção é a sensibilidade ISO. Este parâmetro é utilizado para se referir à sensibilidade de superfícies fotossensíveis do filme fotográfico de câmeras antigas. Analogamente, para uma câmera digital com sensor CCD ou CMOS, a sensibilidade ISO corresponde à amplificação ou redução da quantidade de luz na imagem, (processo realizado digitalmente).

O valor nominal do ISO da câmera empregada (Canon T5i) varia entre 100 e 12800. Em técnicas fotográficas, valores maiores a 1600 correspondem à amplificação do sinal absorvido pelo sensor. A maior vantagem encontra-se para ambientes com pouca luz, onde a amplificação

do sinal será necessária para regular a quantidade de luz emitida pelo alvo (chamas). Como consequência, quanto maior é o ISO mais ruído vai aparecer na imagem e menor será a nitidez.

3.3.4 Relação entre parâmetros fotográficos e imagens de chamas

Análises anteriores realizadas para uma chama de alta luminosidade mostram que o primeiro parâmetro a ser escolhido é a sensibilidade do sensor ISO, dado que esse parâmetro só afeta a saturação de luz na imagem. Portanto, o valor ISO será usado como um ajuste de menor efeito. Para uma chama em um ambiente obscuro, o valor de ISO inicialmente foi definido em um valor médio de 3200 que permitirá controlar às diferentes condições de luminosidade que apresentam as diversas chamas com o incremento da vazão.

Com base nos aspectos visuais das chamas estudadas, uma característica particular é a altura de levantamento da base da chama. A base contém tonalidades azuladas devido ao arrasto de ar no interior da chama. Com o incremento do fluxo volumétrico, a proporção entre a região amarelada (região superior da chama) e a região azulada (região inferior) é alterada, portanto, afetando na luminosidade e limitando a nitidez na imagem da base da chama. Para evitar o excesso de luz, o valor do ISO foi ajustado entre 1600 para chamas com alta luminosidade até 6400 para chamas com baixa luminosidade (em chamas totalmente azuladas e na medição da altura de levantamento em alguns casos).

A Figura 3.4 mostra o efeito do tempo de exposição e a abertura da lente para um valor constante de ISO em 3200. A melhor combinação destes parâmetros para ser usados depende do tipo de imagem desejada (instantânea ou integrada) e da luminosidade da chama. Além disso, é importante esclarecer que não existe uma única combinação adequada, por isso, diferentes combinações podem resultar em imagens similares. Por exemplo, uma imagem com $t_{exp} = 1/125 s$ e abertura F/11 e outra com $t_{exp} = 1/320 s$ e abertura F/3.5 são praticamente idênticas, assim como também outras possíveis combinações.

Então, em função da luminosidade, o interesse é selecionar valores fixos do tempo de exposição e abertura, visando capturar com a mesma qualidade todas as chamas propostas neste trabalho. São de interesse dois tipos de imagem: 1) imagem instantânea, que é assumida como uma imagem de chama com fronteiras definidas e capturadas com menor tempo de exposição

possível e 2) imagem integrada, que é assumida como uma imagem de chama com fronteira única gerada pelo alto tempo de exposição ainda sem saturação pela quantidade de luz emitida pela chama. O critério de seleção foi qualitativo e foi escolhida a imagem que cumpra com as duas condições anteriormente definidas. Para imagens instantâneas os melhores parâmetros são $t_{exp} = 1/320 s$ e abertura F/3.5 enquanto que para imagens integradas são $t_{exp} = 4 s$ e abertura F/22.

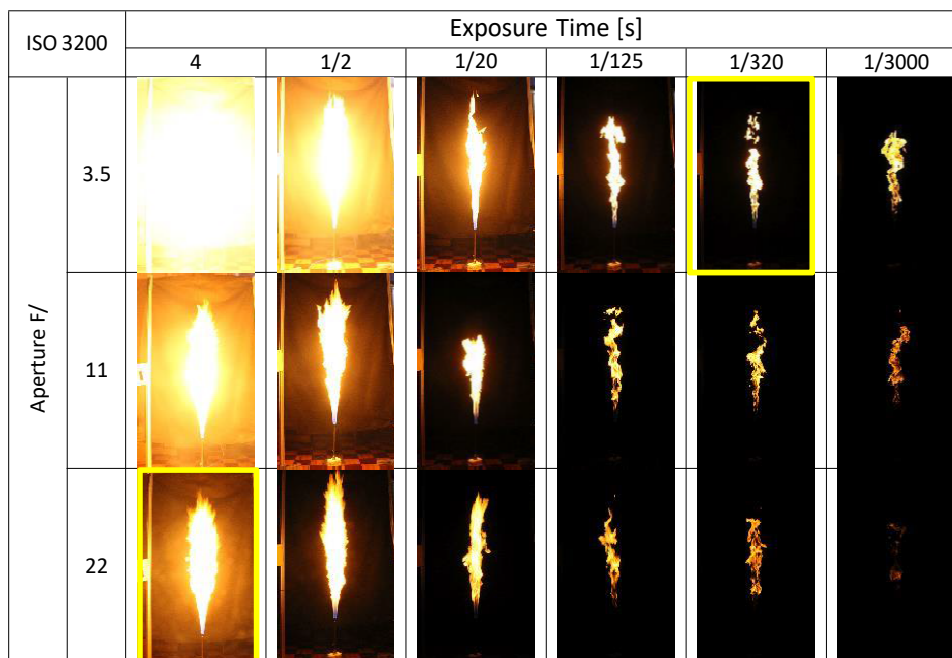


Figura 3.4 – Variação da imagem de uma chama turbulenta com o tempo de exposição e abertura para um valor de ISO constante, Vazão 30 l/min, 0% CO₂, distância de enfoque a 2,45 m e resolução da câmera 15 Mpx.

3.4 Métodos de medição de comprimento de chama

Na literatura é possível encontrar diversos métodos de medição de L_f utilizando imagens de chamas. Nesta seção serão analisados dois métodos descritos na literatura e um terceiro método alternativo.

No primeiro método, o comprimento de chama visível é calculado pela média de um grande número de imagens capturadas com baixo tempo de exposição. No segundo método, o

comprimento visível de chama é dado pela média um número pequeno de imagens capturadas com longo tempo de exposição. Finalmente, um terceiro método é baseado na porcentagem de imagens de chama em cada pixel. Este método é relacionado à intensidade de luz absorvida pelas células fotossensíveis do sensor.

3.4.1 Medição do comprimento de chama visível com imagens de baixo tempo de exposição

No primeiro método, L_f é a média de n_1 medições individuais de L_{f-i} em imagens capturadas com baixo tempo de exposição. Neste método, cada medição individual é definida como a distância entre o plano de saída do queimador e ponta mais elevada da chama, para uma imagem com $t_{exp} = 1/320 s$ e abertura F/3.5.

Devido ao grande número de imagens necessárias para definir o valor médio, foi desenvolvido uma técnica de medição no software Matlab[®]. O algoritmo converte inicialmente a imagem colorida a uma imagem em tons de cinza para ser convertida depois a uma imagem binária, colocando um valor de 1 (branco) a pixels com luminosidade correspondente à luz emitida pela chama e um valor de 0 (preto) a todos os pixels restantes. Assim, é constituída uma matriz de 1 e 0 de tamanho igual à resolução de pixels ($15Mpx$).

Cada imagem possui um sistema de coordenadas cartesianas que permite conhecer a posição de cada pixel, assim, as diversas regiões com fronteiras definidas são identificadas e suas propriedades são calculadas como: área, centroide, contorno. Após a binarização, os pontos mais altos e mais baixos são usados para calcular o comprimento de chama individual L_{f-i} . A Figura 3.5 mostra o processamento digital de uma imagem de uma chama turbulenta capturada com baixo tempo de exposição. Para garantir a correta posição do plano de saída do queimador, este foi distinguido com a luz de laser.

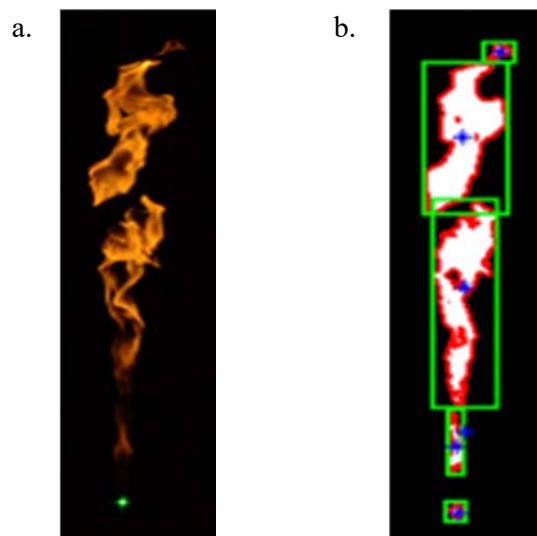


Figura 3.5 – Medição de comprimento de chama, processamento de imagens com baixo tempo de exposição. Vazão: 30 l/min, 0% CO₂, $t_{exp} = 1/320$ s, abertura F/3.5, distância de enfoque a 2,45 m, resolução 15 Mpx e ISO 3200.

A medição da altura de levantamento H_f também pode ser calculada pela mesma técnica. Em algumas imagens de chamas é possível observar que a luminosidade da base é menor em contraste com o volume principal da chama. Para medir essa distância, é necessário realizar o mesmo procedimento de medição focado unicamente na parte inferior da chama para reduzir o excesso de luz. A Figura 3.6 mostra o processo de medição da altura de levantamento para uma chama turbulenta.

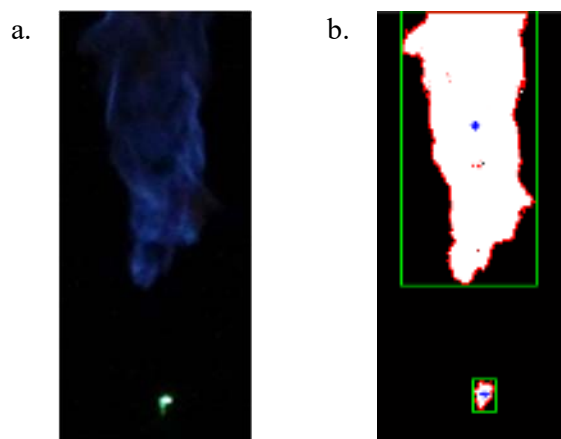


Figura 3.6 - Medição de altura de levantamento, processamento de imagens com baixo tempo de exposição. Vazão: 30 l/min, 0% CO₂, $t_{exp} = 1/320$ s, abertura F/3.5, distância de enfoque a 2,45 m, resolução 15 Mpx e ISO 3200.

3.4.2 Medição do comprimento de chama visível com imagens de longo tempo de exposição

No segundo método de medição, o comprimento de chama L_f é calculado a partir da média de n_2 medições individuais L_{f-i} em imagens capturadas com longo tempo de exposição. Cada medição individual do comprimento visível de chama é definida como a distância entre plano de saída do queimador e o ponto médio da região de intermitência da chama. Em imagens com longo tempo de exposição, a intermitência é limitada pelo último pixel totalmente luminoso (altura máxima no qual há uma sobre posição contínua de chamas L_{f-2}) e o último pixel visível luminoso (altura total do comprimento de chama, L_{f-1}), Moschetta, 2014. Portanto, cada comprimento visível de chama em uma imagem é calculado por $L_{f-i} = (L_{f-1} + L_{f-2}) / 2$. A medição será realizada sobre uma imagem com um tempo de exposição de 4 s e abertura F/22.

Para o processamento das imagens é necessário transformar a imagem colorida em uma imagem com cores invertidas (equivalente ao negativo das fotografias). Este processo permite ter um maior contraste entre os limites requeridos. A Figura 3.7 mostra um exemplo da conversão de imagem com alta intensidade de luz. A região preta corresponde à região com maior luminosidade, com o aumento da altura a intensidade de luz diminui e é representado em cor azulada. O fundo da imagem, é convertido em um tom de azul claro. Esta técnica permitiu identificar os pontos de medição baseado na intensidade de luz emitida com menor incerteza.

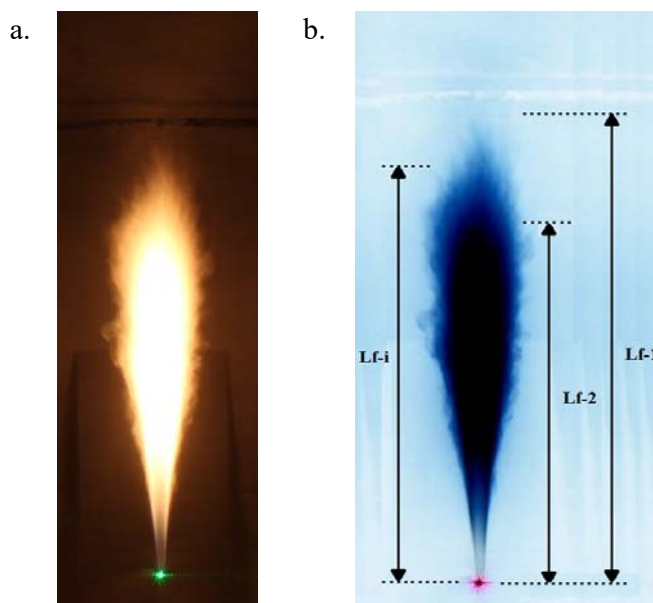


Figura 3.7 - Medição de comprimento de chama, processamento de imagens com longo tempo de exposição. Vazão: 20 l/min, 0% CO₂, $t_{exp} = 4$ s, abertura F/22, distância de enfoque a 2,45 m, resolução 15 Mpx e ISO 3200.

3.4.3 Medição do comprimento de chama visível por análise de frequência de imagens

A medição do comprimento visível de chama no terceiro método é realizado pelo uso do software Davis 8.2®. Esta técnica usa imagens com baixo tempo de exposição. Cada imagem é convertida a escala binária (branco e preto) para posteriormente formar uma imagem única (sobreposição de imagens). O software relaciona uma escala de *counts* com a frequência na qual as imagens da chama estão em uma determinada região. Especificamente, este conta o número de vezes que um pixel foi ocupado pela chama de um total de n_3 imagens. Para este método, o comprimento de chama visível é definido como a distância entre o plano de saída do queimador e o ponto médio entre os pontos mais altos com maior e menor frequência de imagens (99% e 1% respectivamente). Assim, o comprimento visível de chama é calculado por:

$$L_f = (L_{f-0,01} + L_{f-0,99}) / 2.$$

A Figura 3.8a apresenta uma imagem de uma chama de 30 l/min que mostra em branco a área para o qual a chama apresenta uma frequência de 1%. Seções coloridas representa regiões da chama com menos de 1% de frequência. Da mesma forma a Figura 3.8b mostra a mesma chama para o qual a região em branco representa um 99% de frequência das chamas.

A vantagem deste método é sua habilidade de capturar uma grande quantidade de imagens com baixo custo computacional.

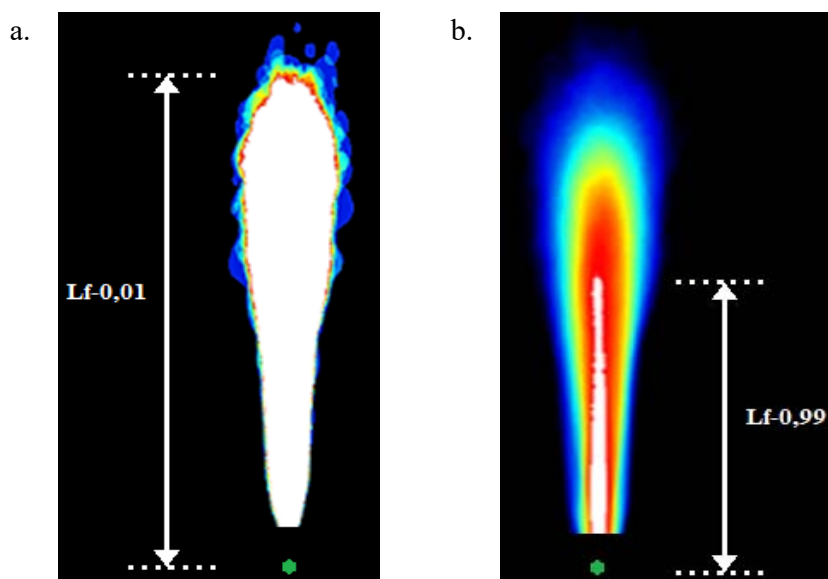


Figura 3.8 – Porcentagem de ocorrência de uma chama turbulenta. Em branco, região com mínimo de a. 1 % de chamas b. 99 % de chamas. Vazão: 30 l/min, 0% CO₂, $t_{exp} = 1/320$ s, abertura F/3,5, distância de enfoque a 2,45 m, resolução 15 Mpx e ISO 3200.

3.5 Resultados

A grande diversidade de informações acerca de análises quantitativas da variação do comprimento de chama, justifica o trabalho investigativo para definição do parâmetro fotográfico de maior influência, o tempo de exposição. Portanto foram medidos comprimentos de chama usando várias amostras de baixo tempo de exposição com o propósito de mensurar a discrepância entre elas.

A Tabela 3.1 mostra medições de L_f com diversos tempos de exposição para imagens instantâneas. O método selecionado foi a média de imagens instantâneas. Para uma melhor interpretação, uma nova variável é definida, $*L_f$, como comprimento de chama normalizado ao menor valor de L_f (em $t_{exp} = 1/320$ s). Os resultados demonstram um incremento máximo

de 6% em $t_{exp} = 1/20 s$. Para tempos de exposição menor a $t_{exp} = 1/320 s$, a variação do comprimento de chama é desprezível.

Tabela 3.1 – Variação do comprimento de chama em imagens instantâneas. Vazão 80 l/min, 0% CO₂. Abertura F/3.5. Distância de enfoque 2,45 m. Resolução: 15 Mpx. ISO 3200.

t_{exp} (s)	L_f (mm)	$*L_f$
1/20	1312,5	1,06
1/40	1290,8	1,05
1/80	1277,7	1,04
1/125	1241	1,01
1/320	1233,3	1,00
1/2000	1230,1	1,00

Na Tabela 3.2, encontra-se a mesma análise realizada para imagens com alto tempo de exposição. Para realizar este estudo, garantiu-se que o ambiente estivesse com baixa iluminação devido à influência da luz para tempos maiores a 0,5 s. Da mesma forma, $*L_f$ corresponde o comprimento de chama normalizado para L_f em $t_{exp} = 0,5 s$. Assim, encontrou-se que a o comprimento de chama varia 0,6% para tempos maiores a 4 segundos e entre a faixa de tempo analisada (0 e 10 segundos) observou-se uma variação do 4%.

Tabela 3.2 - Variação do comprimento de chama imagens integradas. Vazão 80 l/min, 0% CO₂. Abertura F/22. Distância de enfoque 2,45 m. Resolução: 15 Mpx. ISO 3200.

t_{exp} (s)	L_f (mm)	$*L_f$
10	1515,6	1,0415
6	1522,9	1,0465
4	1523,1	1,0466
2	1450,8	1,0030
1	1386,0	1,0476
0,5	1455,2	1,0000

O segundo parâmetro mensurado é a variação do foco para um tempo de exposição fixo. Em imagens com baixo tempo de exposição (em $t_{exp} = 1/320$ s e F/3.5 "valor F/ mínimo da câmera"), a redução do diâmetro de abertura do obturador eliminou as regiões pouco perceptíveis da chama até obscurecer-se a imagem, reduzindo também a luminosidade da região do levantamento de chama. Para imagens com alto tempo de exposição em ($t_{exp} = 4$ s e F/22 "valor F/ máximo da câmera"), o aumento do diâmetro do obturador saturou a imagem impedindo o processamento. Portanto, a seleção da abertura do obturador para os dois casos foi selecionada qualitativamente por apresentar melhores resultados nas imagens geradas (F/3.5 e F/22) respectivamente.

Finalmente, o número de imagens é avaliado, a Figura 3.9 mostra o comprimento de chama como uma função do número de imagens utilizadas para calcular o valor médio de L_f . Para imagens com baixo tempo de exposição, precisa-se de um mínimo de 200 imagens e para o uso de imagens com alto tempo de exposição, precisa-se de um mínimo de 8 imagens. A partir desses valores o comprimento de chama mantém-se aproximadamente constante. Como foi descrito, o método de medição de L_f por análise de frequência de chamas, tem a capacidade de capturar um maior número de imagens com baixo custo computacional, portanto, para este método, o número mínimo é de 300 de imagens.

Nos resultados é possível observar que as duas técnicas apresentam uma diferença no comprimento de chama. Considerando o número mínimo de imagens selecionado para cada tipo de imagem, há uma discrepância de 10%.

São plotados os valores experimentais de L_f e o erro padrão da média (*SEM-Standard Error of the Mean*). Este parâmetro compara a variação da incerteza para cálculo da média de L_f com a variação do número de elementos tomados de uma amostra. Em contraste, o desvio padrão estima a variabilidade da incerteza de uma mesma amostra. SEM é calculado pela razão entre o desvio padrão e a raiz quadrada do tamanho da amostra. Portanto, é fácil prever que o erro diminuirá com o incremento do tamanho da amostra.

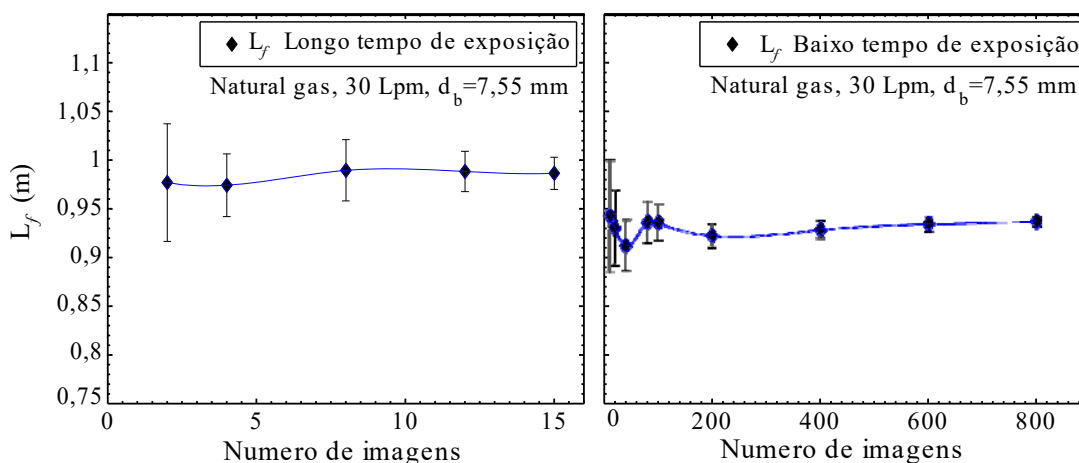


Figura 3.9 – Variação de L_f em função do número de imagens. a. com alto tempo de exposição. b. com baixo tempo de exposição. Vazão 30 l/min, 0% CO₂. Abertura F/22. Distância de enfoque 2,45 m. Resolução: 15 Mpx. ISO 3200

A Figura 3.10 mostra os resultados das medições do comprimento de chama para diversas chamas turbulentas empregando os três métodos estudados. Os resultados foram plotados em função do número adimensional Reynolds com base no diâmetro interno do queimador,

$$Re = \frac{ud_b}{\nu_F} \quad (3.1)$$

sendo, u a velocidade média do escoamento na saída do queimador, d_b é o diâmetro interno do queimador e ν_F é viscosidade cinemática do combustível.

As chamas foram realizadas para um diâmetro interno igual a 7,55 mm sem diluição com CO₂ com vazões volumétricas: 2, 5, 10, 15, 20, 25, 30, 50, 70, 100 e 120 lpm. Os resultados demonstram que a medição de L_f com a média de imagens instantâneas, é o método com menor incerteza para localizar o ponto mais alto em cada imagem, além de fornecer informação adicional baseada em parâmetros estatísticos, logo a variação do ponto mais alto da chama pode ser representada pelo desvio padrão e posteriormente relacionado à intermitência da chama. A desvantagem do método é o número mínimo de imagens requeridas para calcular o valor médio

de L_f e portanto um algoritmo especializado para processar as imagens (alto tempo de processamento).

A medição de L_f com imagens de longo tempo de exposição é o método mais sensível devido à quantidade de luz que ingressa no sensor CCD, causando frequentemente imagens saturadas. A vantagem do método é o tempo baixo de processamento de imagens e a possibilidade de não precisar de um algoritmo. A maior desvantagem é a localização dos pontos L_{f-2} e L_{f-1} , já que estes dependem de uma definição de contorno relacionada à intensidade de luz emitida pela chama (altura máxima no qual há uma sobreposição contínua de chamas). Portanto, em contraste com o método anterior, este apresenta maior incerteza.

O método que estima o comprimento de chama por frequência de imagens foi o método com maior discrepância em relação os outros dois métodos. O maior efeito encontra-se nos pontos de interesse $L_{f-0,99}$ e $L_{f-0,01}$ que dependem da frequência das chamas em ocupar determinados pixels. Em algumas chamas, a probabilidade de obter uma região com o 99% das chamas é baixo, portanto, $L_{f-0,99}$ equivalente a 99% foi reduzido a um 70% produzindo um menor valor de L_f .

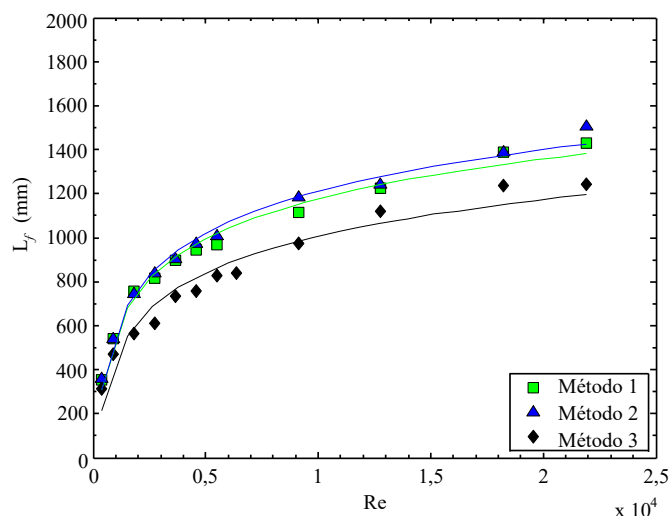


Figura 3.10 – Comprimento de chama em função do número adimensional Reynolds. Chamas de gás natural, 0% CO₂. Abertura F/22. Distância de enfoque 2,45 m. Resolução: 15 Mpx. ISO 1600-3200

3.6 Conclusões Parciais

Três métodos para estimar o comprimento de chama visível foram estudados e comparados nesta seção. Um método baseado em imagens instantâneas, em imagens integradas e outro na análise de frequência de imagens. Apresenta-se, ainda, um estudo sobre a influência dos parâmetros fotográficos no cálculo do comprimento de chama.

O método com imagens instantâneas apresentou menor incerteza, devido ao maior número de imagens requerido para calcular o valor médio do comprimento de chama. Este método requer alta qualidade da imagem para definir com maior confiabilidade o ponto mais alto da chama. Este método será utilizado para o estudo de estabilidade devido à capacidade de descrever o comportamento dos parâmetros geométricos da chama com parâmetros estatísticos.

O método com imagens integradas foi aceito como método para estimar o valor médio do comprimento de chama em menor tempo. Os resultados experimentais mostram uma boa concordância com os resultados obtidos usando imagens instantâneas. A diferença entre os dois métodos é o grau de incerteza de medição (maior para imagens integradas) e a desvantagem de não representar a intermitência da chama de forma clara.

O método por análise de frequência de imagens foi o menos adequado para estimar o valor médio do comprimento de chama. As variações da chama levaram os pontos de interesse no eixo vertical até posições mais baixas e portanto, valores menores de L_f são reportados.

4 ESTUDO DE ESTABILIDADE

4.1 Introdução

Serão analisadas as características principais das chamas turbulentas, bem como, comprimento de chama, altura de levantamento (*lift-off*) e intermitência. Será empregada a melhor metodologia de medição do comprimento médio visível de chama (Medição com imagens instantâneas), visando quantificar as discrepâncias experimentais e contrastá-las com os modelos algébricos da literatura citados no capítulo 2. Assim, são analisados os parâmetros físicos que influenciam na geometria da chama. Além disso, a velocidade para atingir a altura de levantamento e a velocidade crítica de extinção de chama são obtidas durante o processo de medição, permitindo definir os limites de estabilidade. Analisou-se, também, o comportamento para diversas diluições com CO₂.

4.2 Objetivos

O objetivo deste capítulo é estudar a estabilidade e as características geométricas de chamas não pré-misturadas turbulentas de gás natural, com diferentes diâmetros internos do queimador e proporções de diluição com CO₂. Para cumprir este objetivo, os seguintes objetivos específicos são definidos:

- Medir parâmetros da geometria de chamas como o comprimento médio visível e a altura de levantamento média de chamas;
- Examinar modelos algébricos para prever o comportamento da chama;
- Definir as velocidades críticas que definem a presença de uma chama turbulenta e estabelecer um mapa de estabilidade.

4.3 Chamas estudadas

O estudo está focado em chamas turbulentas em escala de laboratório. De acordo com a revisão bibliográfica, foi proposta uma série de medições, nas quais, o diâmetro do queimador, proporção de diluição com CO₂ e a vazão volumétrica do combustível são os parâmetros avaliados.

As chamas difusivas são produzidas verticalmente por meio de um tubo de aço com comprimento de 30 vezes o diâmetro interno para garantir o escoamento completamente desenvolvido. Quatro queimadores com diâmetros internos foram considerados: 7,55 mm, 10,13 mm, 13,15 mm e 16,55 mm. A vazão volumétrica de saída no bocal do queimador foi calibrada de acordo a temperatura e pressão ambiente (300,0 K, 1 atm). Em cada diâmetro foram distribuídas seis diluições com CO₂ entre 0 e 60% com o incremento de 10%, onde o 60% corresponde à diluição máxima alcançada para manter uma chama estável. Para um diâmetro e diluição constantes foram definidas um máximo de 14 vazões volumétricas da mistura gás natural e gás inerte, onde a vazão máxima era determinada pela capacidade da bancada experimental ou quando a velocidade de extinção de chama era atingida. Portanto, um total de 246 chamas foram caracterizadas.

O combustível usado é o gás natural GN, que tem uma composição de gases dada por: 90,8% de metano, 6% de etano, 1,2% de propano, 0,5% de dióxido de carbono e 1,5% de nitrogênio. A composição corresponde ao gás extraído da Bolívia, o qual é importado para a região sul do Brasil, [GasNet, 2017]. A Tabela 4.1 apresenta as propriedades térmicas do combustível, onde as viscosidades dinâmicas e as massas específicas foram calculadas pelo método de Wilke, 1950 a uma temperatura de 300 K e 1 atm. A temperatura adiabática da chama foi computada no software *Stanjan*, onde considerou-se uma combustão completa, definida para os valores na temperatura e pressão de referência, dados respectivamente por $T_{ad} = 300 K$ e $P_{\infty} = 1 atm$. A velocidade de chama laminar foi adotada do trabalho experimental do Nonaka e Pereira, 2016, para diluições entre 0 e 60% do volume total, sendo usado metano como combustível principal. As velocidades foram comparadas usando o software Gri-Mech 3.0 desenvolvido por Smith et al., 2011, onde as velocidades foram similares para todas as misturas estudadas de gás natural com CO₂.

Como será observado, a temperatura da chama adiabática e a velocidade de chama laminar são parâmetros principais, os quais estão diretamente relacionados com a estabilidade da chama, produção de fuligem, estrutura geométrica da chama e na fração radiante. Observa-se que para a diluição com 60 % de volume de CO₂, a velocidade de chama laminar máxima diminui 61% e a temperatura de chama adiabática em 13%.

Tabela 4.1 – Propriedades dos elementos que compõe o gás natural

X_{CO_2} (%)	ρ_{mist} (kgm ⁻³)	μ_{mist} (Pa.s)	T_{ad} (°K)	Fração de mistura estequiométrica Z_s	Razão estequiométrica ar/comb. S	Velocidade máxima laminar de chama S_L (m/s)
0	0,713	1,097E-05	2332,6	0,058	16,353	0,366
0,1	0,820	1,161E-05	2306,1	0,073	12,788	0,339
0,2	0,928	1,216E-05	2274	0,091	10,049	0,308
0,3	1,035	1,264E-05	2234,3	0,113	7,880	0,273
0,4	1,143	1,306E-05	2183,9	0,140	6,119	0,234
0,5	1,250	1,343E-05	2117,9	0,177	4,660	0,189
0,6	1,358	1,375E-05	2027,7	0,226	3,433	0,160

*Propriedades térmicas do combustível foram calculadas para temperatura e pressão atmosférica (300 K e 1atm).

4.4 Comprimento de chama

A sequência de imagens captadas mostra algumas características visuais típicas de chamas não pré-misturadas turbulentas, as quais são apresentadas através da Figura 4.1. Em baixos números de Reynolds as chamas apresentam coloração amarelada e brilho intenso, devido à grande quantidade de fuligem. Por outro lado, a base do jato tende predominantemente a uma coloração azul, o que indica uma região com menos fuligem. Para determinados valores de Re, diâmetro do bocal do queimador e composição do combustível, a base da chama se descola do queimador. Nesta condição, a região fuliginosa é significativamente reduzida, a luminosidade geral da chama decresce e a coloração que prevalece é azulada. Conforme a hipótese de Wohl et al., 1949, isso ocorre pela admissão de ar na base do jato, o que forma uma pré-mistura parcial. Esta tendência continua até que o limite de extinção é alcançado.

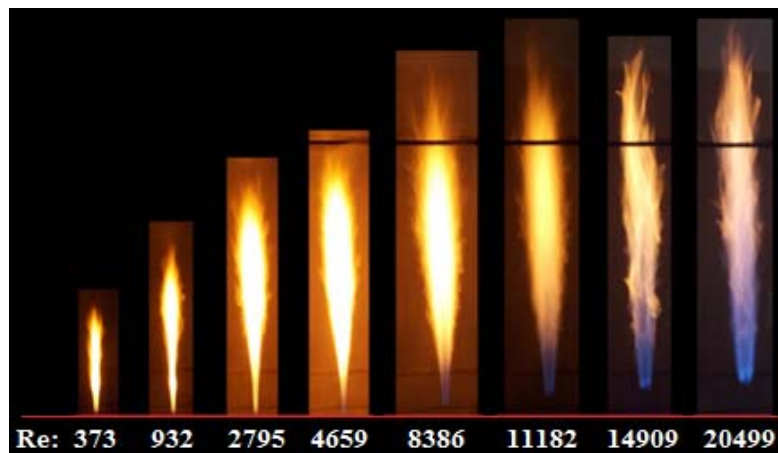


Figura 4.1 – Sequências de imagens diretas das chamas em função do número de Reynolds, $d_b=7,55$ mm, 0% CO₂.

Na Figura 4.2 apresentam-se os resultados da medição experimental do comprimento de chama para quatro diâmetros do queimador sem diluição de gás inerte. Para um diâmetro fixo é possível observar o crescimento assintótico do comprimento de chama em função da vazão volumétrica ou número de Reynolds. Enquanto que, o incremento do diâmetro, aumenta o comprimento de chama para uma velocidade fixa do escoamento.

Em relação ao comportamento apresentado nas chamas, são definidas duas regiões que caracterizam às chamas em função da velocidade média do escoamento na saída do queimador.

Chamas com velocidades na condição de $Re < 2300$, a taxa de crescimento do comprimento de chama é alta. As chamas apresentam uma intermitência na parte superior (*flickering*) e uma oscilação senoidal (Instabilidades do tipo Kelvin-Helmholz) ao longo da zona de reação, Delichatsios 1993. O *flickering* é uma consequência da velocidade do escoamento principal que empurra a chama para cima e pela diferença de densidades entre os gases quentes da chama e o ambiente (empuxo). Assim, uma pluma de chama é desprendida do volume principal devido ao cisalhamento.

Especificamente, o controle por empuxo ocorre quando o combustível é levado às posições mais altas (em relação a um escoamento frio) em função da baixa densidade dos gases queimados. Esses gases de baixa densidade sobem (aceleram) em função do empuxo, enquanto os gases frios abaixo (combustível e oxidante) são também obrigados a subir para manter a

conservação da massa. Isso faz com que o comprimento de chama (posição do Z_s na linha de centro) seja maior do que aquele encontrado em um escoamento a frio.

Para velocidades maiores a $Re > 2300$, inicialmente ocorre uma transição, em que a taxa de crescimento do comprimento de chama diminui até aproximadamente ser constante. Nesta região, as chamas são controladas maiormente pela quantidade de movimento do combustível na saída do queimador. A turbulência incrementa observando-se na chama uma maior deformação da zona de reação e pela geração de vórtices de menor escala se desprendendo do volume principal. Um segundo fator é o arrasto de ar das vizinhanças ocasionado pelas altas velocidades do escoamento principal, produzindo uma força lateral (em referência à direção do escoamento), que cisalha ao longo do comprimento de chama gerando bolsões de chama de maior tamanho que se desprendem do volume principal.

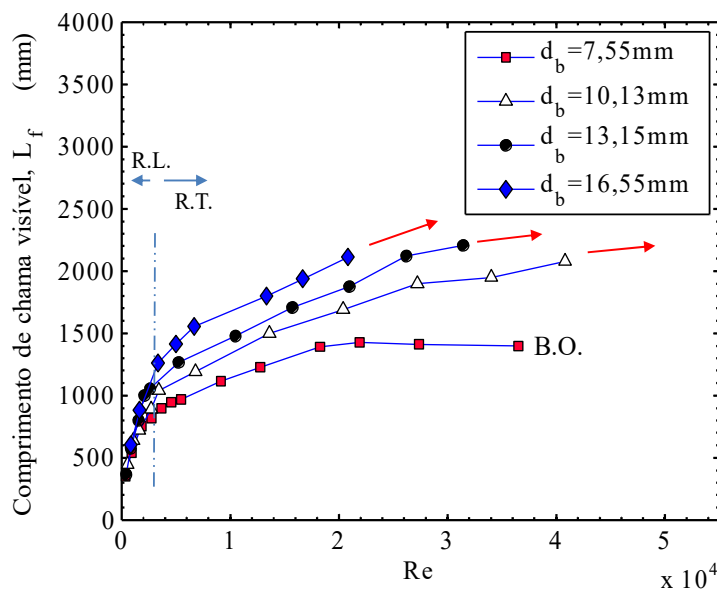


Figura 4.2 – Variação do comprimento visível em chamas de gás natural em função do número de Reynolds para diversos diâmetros. RL – Região de jato laminar, RT – Região de jato em transição ou turbulento, B.O. – limite de extinção.

O efeito da diluição com CO_2 é apresentado na Figura 4.3. Chamas com velocidade do escoamento constante, a redução do comprimento de chama é proporcional ao incremento da diluição com CO_2 . Isto é esperado devido à menor quantidade de combustível na mistura para alimentar a reação. Chamas com diluição constante, mantém-se o mesmo crescimento assintótico com o incremento da velocidade inicial do jato.

O efeito do diâmetro se observa em chamas com velocidade do escoamento constante. O comprimento médio visível de chama cresce exponencialmente com o incremento do diâmetro. Assim, se observa que para diâmetros maiores, é necessárias altas velocidades do escoamento para alcançar a região onde o comprimento de chama apresenta um comportamento constante.

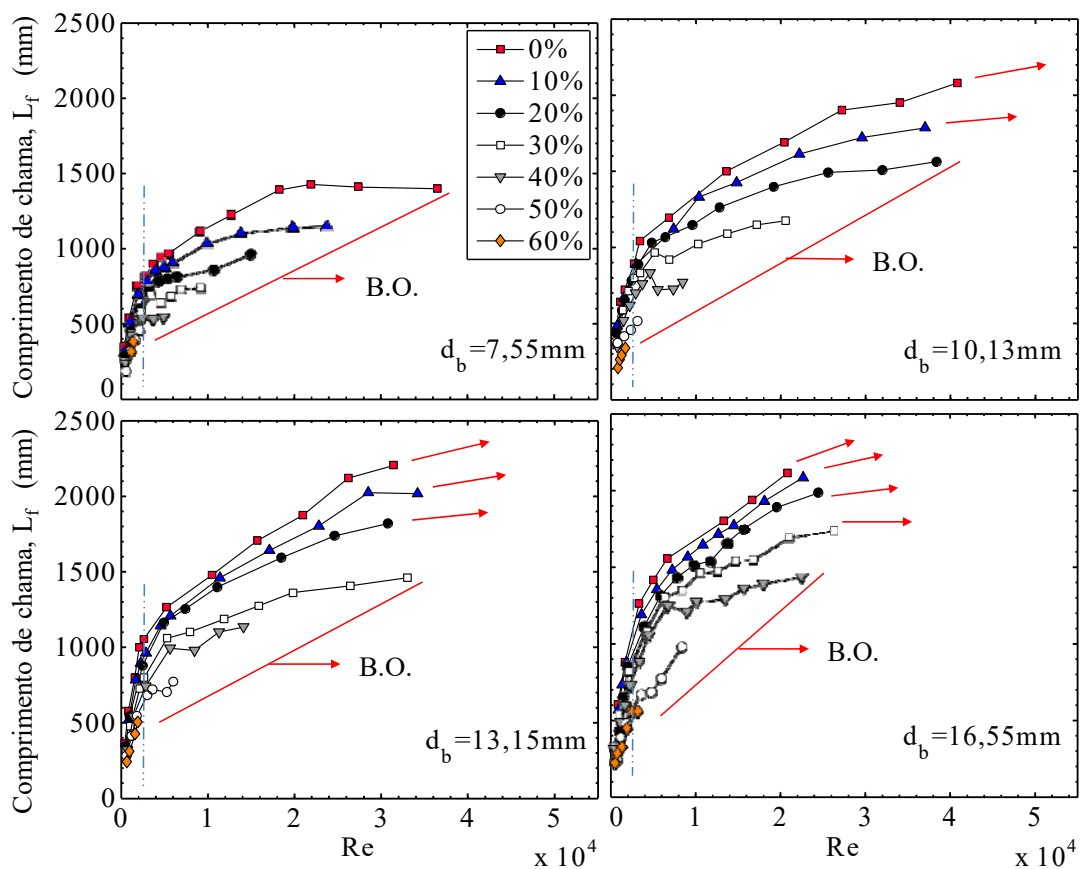


Figura 4.3 – Variação do comprimento visível em chamas de gás natural diluídas com CO_2 em função do número de Re .

Uma chama com vazão e diluição constante apresenta uma flutuação do comprimento de chama ao longo do tempo. A flutuação pode ser estimada a partir do desvio padrão das 300 medições instantâneas realizadas para cada chama. A Figura 4.13 apresenta os intervalos plotados sobre L_f com a probabilidade de ocorrência de 95,4 %.

A fração que corresponde à flutuação de uma chama turbulenta é proporcional ao comprimento médio da chama e é independente do número de Reynolds e da porcentagem da

diluição com CO_2 . Para todos os casos, a fração da flutuação variou entre 17 % e 23 % de L_f . Conforme Zukoski et al., 1985, a intermitência da chama, I_{L_f} , é calculada a partir de uma sequência de imagens, para o qual I_{L_f} é definido como a fração do tempo em que parte da chama está acima de uma determinada altura. Portanto, os limites da intermitência são mostrados na Figura 4.4, para o qual, $I_{L_f-0,01}$ é a altura no eixo longitudinal da chama onde visualizou-se 1 % das imagens das chamas e $I_{L_f-1,0}$ é o ponto onde visualizou-se o 100% das imagens das chamas.

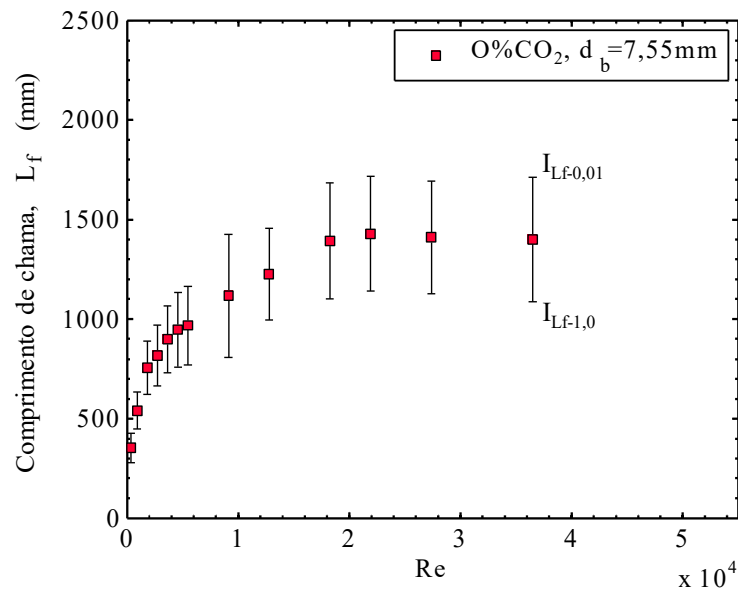


Figura 4.4 – Flutuações do comprimento visível em chamas turbulentas de gás natural.

4.4.1 Modelos algébricos de comprimento de chama

Da revisão bibliográfica foram obtidos modelos algébricos para prever o comprimento de chama e para após, estes ser avaliados com os dados experimentais obtidos neste trabalho. Para avaliar as discrepâncias entre os modelos e os dados experimentais de um grande número de medições, foi empregado a definição da média dos desvios entre o comprimento médio visível de chama experimental e o comprimento de chama estimado pelo modelo algébrico, Assim, para um número I de chamas com diâmetro e diluição com CO_2 constantes, o desvio

absoluto médio $\gamma_{x_{CO_2}}$ é calculada a partir de Equação (4.1), sendo também apresentada a forma normalizada $\gamma_{x_{CO_2}-norm}$. Este último é calculado entre a razão de $\gamma_{x_{CO_2}}$ e o maior comprimento médio visível de chama do conjunto (I), Equação (4.2).

Para avaliar o modelo em termos globais (análise realizada com sete diluições e quatro diâmetros do queimador) é calculado o desvio absoluto médio total γ , e o desvio absoluto médio total normalizado γ_{norm} , Equações (4.3) e (4.4) respectivamente.

A configuração proposta para estimar as discrepâncias foi devido ao diferente número de chamas em cada diluição (diâmetro do queimador constante). Particularmente foi especificado o modulo do desvio máximo, o qual permite identificar se o modelo prevê um menor ou maior comprimento de chama em referência ao dado experimental.

$$\gamma_{x_{CO_2}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=I} |L_{f,i,exp} - L_{f,i,mod}|}{I} \quad (4.1)$$

$$\gamma_{x_{CO_2}-norm} = \left[\frac{\sum_{i=1}^{i=I} |L_{f,i,exp} - L_{f,i,mod}|}{I} \right] \frac{1}{L_{f,exp-max}} \quad (4.2)$$

$$\gamma = \frac{\sum_{d_b} \sum_{x_{CO_2}=0}^{x_{CO_2}=0,6} \gamma_{x_{CO_2}}}{28} \quad (4.3)$$

$$\gamma_{norm} = \frac{\sum_{d_b} \sum_{x_{CO_2}=0}^{x_{CO_2}=0,6} \gamma_{x_{CO_2}-norm}}{28} \quad (4.4)$$

Na Tabela 4.2 são apresentados os desvios dos modelos algébricos analisados neste trabalho.

Realizando uma análise em base ao desvio absoluto médio total normalizado γ_{norm} , observasse que o modelo de Delichatsios, 1993 é um dos modelos que apresentou maior concordância com os dados experimentais, mostrando um desvio $\gamma_{norm} = 10,80\%$. Enquanto que, o modelo de Becker e Liang, 1978 apresentou um desvio $\gamma_{norm} = 9,68\%$. O ajuste nos coeficientes numéricos desse último modelo é proposto por Kalghatgi, 1984 permitiu uma melhora do modelo no menor intervalo, apresentando um menor desvio igual $\gamma_{norm} = 8,83\%$. Finalmente, os modelos restantes propostos por outros autores apresentaram um desvio maior a 20%. Estes são caracterizados pela simplicidade do modelo, sendo alguns casos correlacionado de forma empírica e não por grupos adimensionais, os quais não consideram o efeito da massa específica ou diâmetro do queimador.

Tabela 4.2 – Desvio médio absoluto normalizado do comprimento médio visível de chama experimental em relação aos modelos algébricos analisados neste trabalho.

		$\gamma_{x_{CO_2}-norm}$						
d_b (mm)	x_{CO_2}	Delichatsios	Becker	Kalghatgi	Blake e	Røkke	Lowesmith	Bradley
		1993 L^*	and Liang 1978 Ψ	1984 Ψ	McDonald, 1993 L_f/d_b	et al., 1994 L_f/d_b	et al., 2007 L_f (mm)	et al., 2016 L_f/d_b
7,55	0	0,1173	0,0826	0,0768	0,2399	0,3311	0,2098	0,6431
	0,1	0,1215	0,0481	0,0742	0,2324	0,2971	0,2151	0,5737
	0,2	0,1037	0,0467	0,0565	0,2161	0,2391	0,2093	0,4616
	0,3	0,0953	0,0766	0,0592	0,2146	0,2109	0,2203	0,4623
	0,4	0,0970	0,0927	0,0911	0,2159	0,1391	0,2264	0,2768
	0,5	0,1176	0,1263	0,1452	0,2015	0,1189	0,2101	0,2214
	0,6	0,1742	0,1627	0,2714	0,3053	0,0674	0,3304	0,4247
10,13	0	0,1008	0,0607	0,0232	0,2264	0,2834	0,2057	0,7205
	0,1	0,1031	0,0507	0,3497	0,2272	0,2963	0,2237	0,7689
	0,2	0,1083	0,0669	0,0554	0,2116	0,2573	0,2218	0,6677
	0,3	0,1227	0,0802	0,0608	0,2311	0,2305	0,2488	0,5272
	0,4	0,1347	0,0898	0,0369	0,2438	0,1525	0,2649	0,3695
	0,5	0,0827	0,0784	0,0184	0,2205	0,0723	0,2417	0,1813
	0,6	0,0943	0,2271	0,1654	0,0855	0,4656	0,1070	0,1540
13,15	0	0,1066	0,0888	0,0590	0,2324	0,2468	0,2084	0,6621
	0,1	0,1122	0,0554	0,0173	0,2330	0,2491	0,2264	0,7734
	0,2	0,1156	0,0521	0,0770	0,2232	0,2401	0,2316	0,6740

	0,3	0,0832	0,0648	0,0404	0,1717	0,1876	0,1992	0,8282
	0,4	0,1040	0,0737	0,0999	0,2126	0,1568	0,2419	0,6743
	0,5	0,0964	0,0851	0,0615	0,2142	0,0891	0,2429	0,2564
	0,6	0,0783	0,3199		0,1796	0,3002	0,2028	0,1628
	0	0,1405	0,0780	0,0992	0,2850	0,2490	0,2547	0,8218
	0,1	0,1416	0,0558	0,0114	0,2675	0,2353	0,2562	0,8001
	0,2	0,1396	0,0630	0,0992	0,2500	0,2281	0,2558	0,8273
16,55	0,3	0,1240	0,0466	0,1023	0,2296	0,2009	0,2504	0,8557
	0,4	0,1127	0,0523	0,1166	0,2175	0,1554	0,2509	0,9188
	0,5	0,0393	0,1884	0,0858	0,1028	0,1795	0,1294	0,3613
	0,6	0,0568	0,1968	0,0297	0,1142	0,4278	0,1461	0,1238
	γ_{nom} (%)	10,80%	9,68%	8,83%	21,45%	22,53%	22,26%	54,26%

*Desvio normalizado para o comprimento médio visível de chama experimental máximo de cada grupo de chamas (diâmetro do queimador e diluição com CO₂).

Os dois melhores modelos são apresentados em relação aos dados experimentais.

Inicialmente, avalia-se o modelo apresentado por Delichatsios, 1993, Equação (2.8). Os valores experimentais do comprimento médio visível de chama para chamas de diversas potências, sem diluição com gás inerte e diâmetro $d_b = 7,55 \text{ mm}$ são apresentadas na Figura 4.5 em função do número adimensional de Froude de chama. Dados experimentais de Kalghatgi, 1984 são também apresentados devido que estes foram usados para propor o modelo algébrico. Com base nos dados experimentais deste trabalho, pode-se afirmar que as chamas estudadas se encontram na região dominada por efeitos de empuxo ($Fr_f < 5$). O uso do termo adimensional de comprimento de chama L_f^* demonstra a dependência com a diferença da massa específica do combustível, mensurada como a razão entre as massas específicas do combustível e oxidante. Observa-se que os dados experimentais obtidos neste trabalho são apresentados em escala logarítmica os quais mostram a mesma discrepância com os dados experimentais obtidos por Kalghatgi, expondo uma maior discrepância para $Fr_f < 0,6$.

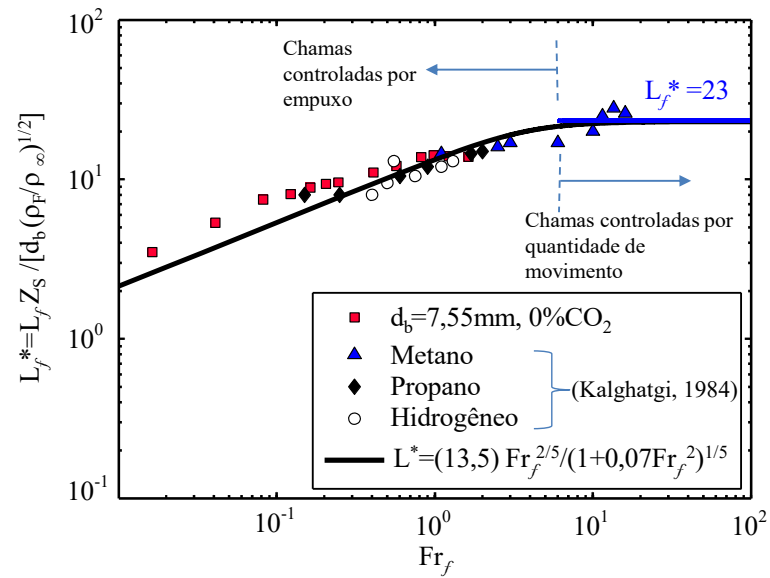


Figura 4.5 – Modelo algébrico do comprimento de chama (Delichatsios, 1993) e medições experimentais do comprimento médio visível de chama. Diâmetro 7,55 mm, 0% CO₂.

A Figura 4.6 apresenta o modelo de comprimento de chama comparado com dados experimentais de diferentes diâmetros e diluições com CO₂. O termo adimensional do comprimento de chama L_f^* também demonstra a dependência com o diâmetro do queimador e a fração de mistura estequiométrica, notado pelo comportamento constante dos dados experimentais, sendo um similar desvio entre $0,1 < Fr_f < 0,6$. Observa-se que a tendência geral dos dados experimentais é de ser maior em referência ao modelo algébrico.

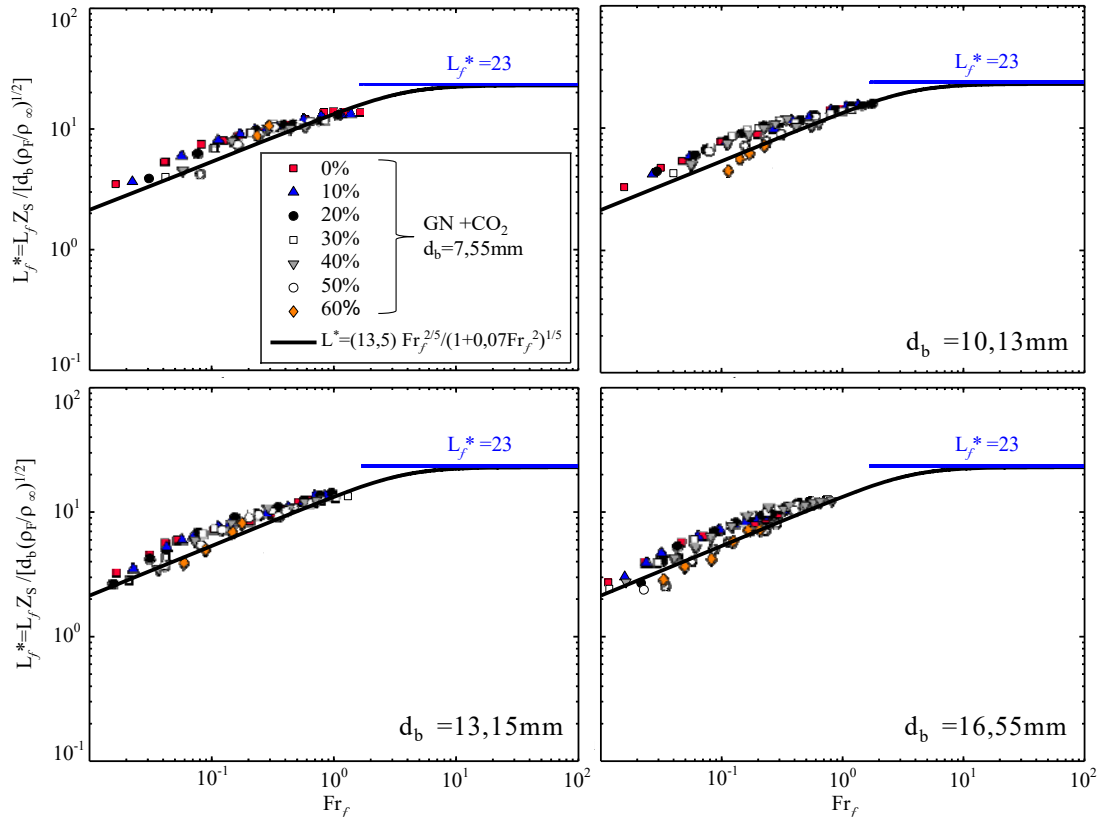


Figura 4.6 – Modelo algébrico (Delichatsios, 1993) e medições experimentais do comprimento médio visível de chama. Diversos diâmetros e diluições com CO₂.

A abordagem apresentada por Becker e Liang, 1978 é o segundo modelo analisado. O método descreve o comportamento de chamas difusivas empregando duas funções, distinguidas só pelos seus coeficientes numéricos. Na Figura 4.7, a variável Ψ está em função do comprimento médio visível de chama, diâmetro do queimador, fração de mistura estequiométrica, razão das massas específicas e da razão das massas molares entre o combustível e o oxidante, Equações (2.11) e (2.12). Esta variável é plotada em função do número adimensional de Richardson, Ri , que é inversamente proporcional ao número adimensional de Froude, Fr . Observa-se uma maior correlação com os dados experimentais, na qual, em todo o domínio, o modelo superestima o comprimento de chama em relação ao dado experimental, observado por $\Psi \sim 1/L_f$.

O mesmo modelo, porém com coeficientes numéricos reajustados por Kalghatgi, 1984 apresentou a melhor correlação em comparação a todos os modelos algébricos analisados neste trabalho. Apesar de ser avaliado pelo autor em um intervalo menor $0 < \xi < 11$, é possível

demonstrar que a previsão do comprimento de chama pode ser estendida para o intervalo: $0 < \xi < 20$.

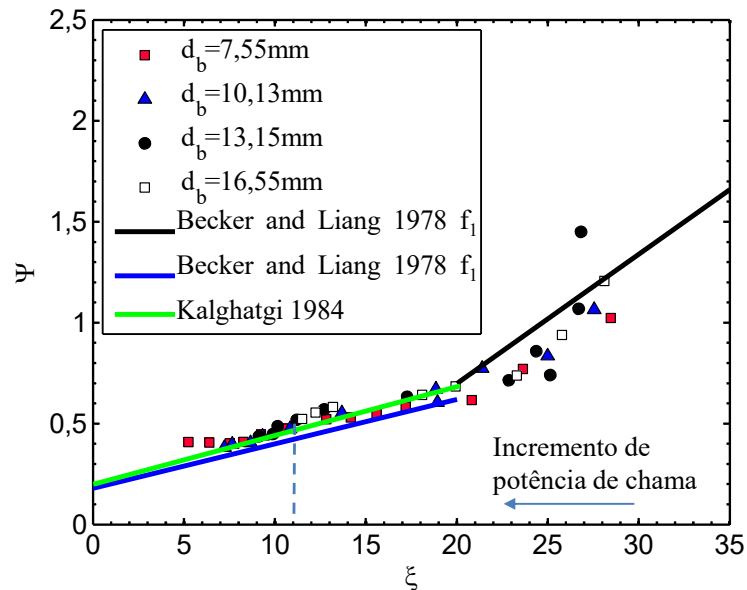


Figura 4.7 – Modelo algébrico do comprimento de chama (Becker e Liang, 1978) e medições experimentais do comprimento médio visível de chama. Diversos diâmetros, 0% CO₂.

Na Figura 4.8 foram plotados todos os dados experimentais do comprimento médio visível de chama. Assim, é possível observar que, a primeira função $\Psi_1(\xi)$ representou parcialmente chamas sem descolamento no intervalo $\xi > 20$. A segunda função $\Psi_2(\xi)$ descreveu o comportamento de chamas coladas e descoladas no intervalo $0 < \xi < 20$. Em referência com o comportamento dos dados experimentais, observa-se uma região de transição que ocorre entre $9 < \xi < 13$, no qual, deu início ao levantamento da base da chama. Portanto, revelando duas regiões: chamas com e sem levantamento.

Em geral, há uma maior discrepância entre os dados experimentais e o modelo para chamas de menor potência, $Q_{tot} < 20 \text{ kW}$. Observa-se que em casos particulares, diluições com mais de 50% de CO₂, apresentaram maior dispersão em referência a todos os dados experimentais (Comportamento também observado no modelo de Delichatsios, 1993). Esta

última característica pode ser atribuída a uma baixa estimativa do comprimento médio visível de chama para essas diluições.

Apesar de apresentar uma maior dispersão de dados (visualmente), o método proposto por Becker e Liang, 1978 apresenta quantitativamente menor valor absoluto das discrepâncias, comparado com o método Delichatsios, 1993. Além disso, com os coeficientes corrigidos por Kalghatgi, 1984 as discrepâncias diminuem.

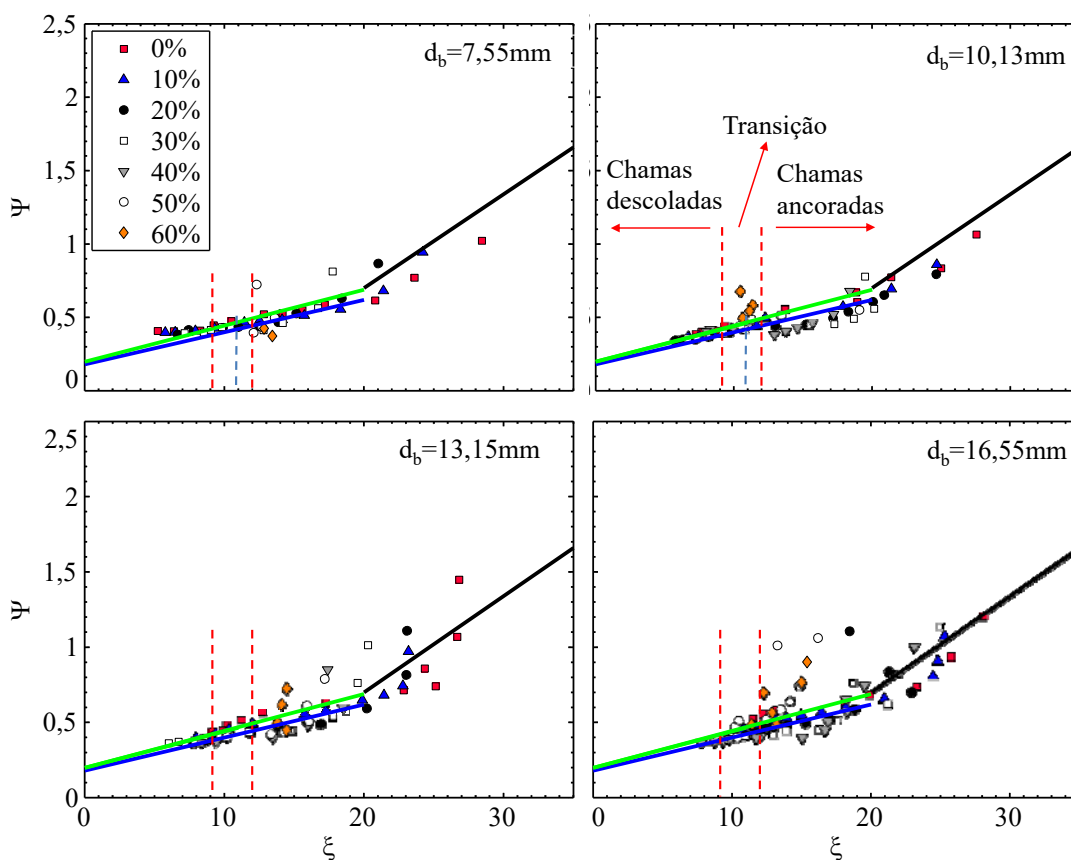


Figura 4.8 – Modelo algébrico do comprimento de chama (Becker e Liang, 1978) e medições experimentais do comprimento médio visível de chama. Diversos diâmetros e diluições com CO₂.

4.5 Altura de levantamento de chama

A Figura 4.9 mostra que o aumento da altura de levantamento é proporcional à velocidade do escoamento. Em contraste com a literatura, os resultados experimentais mostram

uma dependência da altura de levantamento com o diâmetro do bocal do queimador, mas imperceptível na escala do comprimento de chama. No caso particular de chamas sem diluição observou-se que a taxa de crescimento de H_f é 0,0035 m/(m/s) (similar para todos os diâmetros).

Maiormente, o diâmetro do bocal do queimador afetou na velocidade para atingir o início da altura de levantamento. Para o diâmetro 7,55 mm, sem diluição de gás inerte, o levantamento teve início em $Re=5477$ (equivalente a 11,17 m/s). Para os diâmetros: 10,13 mm, 13,15 mm e 16,55 mm, o levantamento ocorreu, respectivamente, em número de Reynolds igual a 6803 (10,34 m/s), 10482 (12,27 m/s) e 13323 (12,40 m/s). Estes resultados indicam que a velocidade de início do levantamento apresenta um comportamento aproximadamente linear com o aumento do diâmetro.

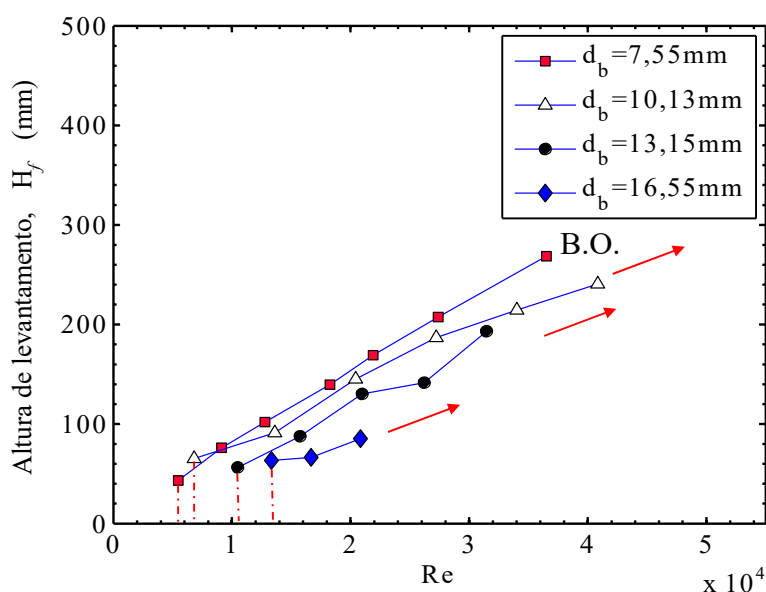


Figura 4.9 – Medições experimentais de altura de levantamento da base da chama. Diversos diâmetros, 0% CO_2 .

Além disso, é possível notar que a inserção do gás inerte produz um aumento na taxa de crescimento da altura da base da chama. Observa-se que, em cada diluição, a taxa de crescimento é aproximadamente a mesma para diferentes diâmetros, o que sugere que a variação da altura de levantamento tem maior dependência com a diluição do que com o diâmetro do queimador.

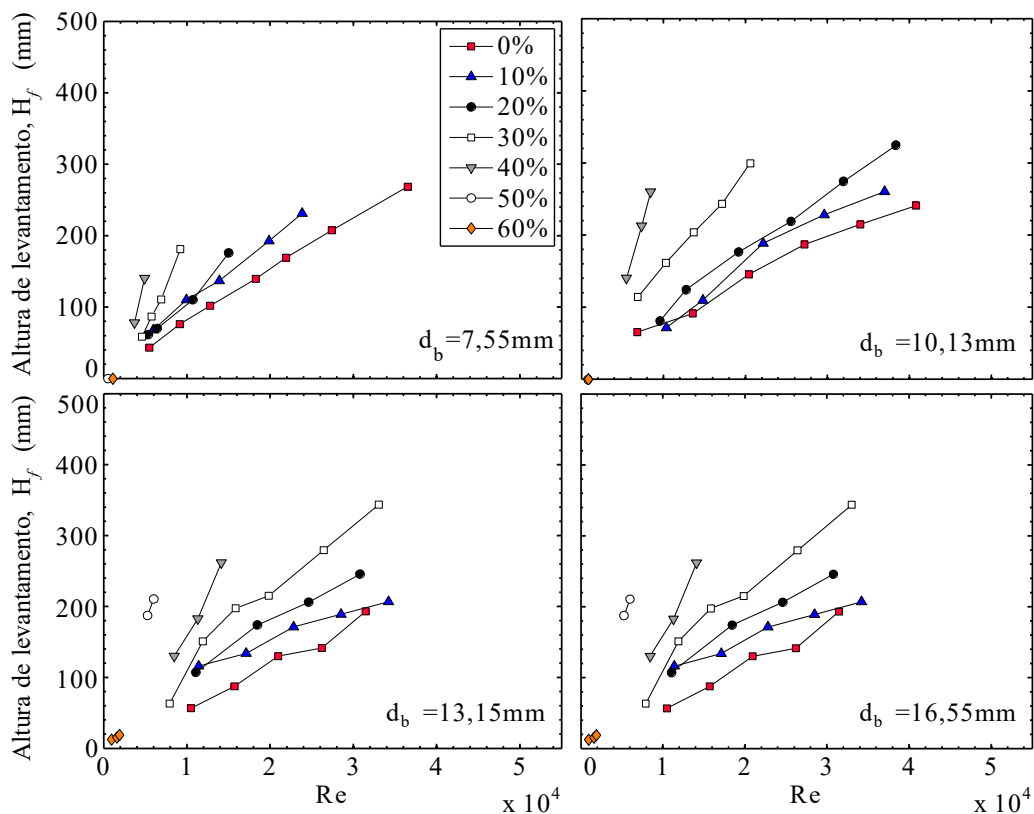


Figura 4.10 – Medições experimentais de altura de levantamento da base da chama. Diversos diâmetros e diluições com CO₂.

4.5.1 Modelos algébricos de altura de levantamento da base da chama

Da mesma forma, com base na literatura, três modelos algébricos que permitem prever altura de levantamento da base da chama foram avaliados com os dados experimentais obtidos neste trabalho.

Na Tabela 4.3 é apresentado o desvio normalizado para cada série de chamas com a mesma diluição de gás inerte e diâmetro do bocal do queimador. O modelo algébrico de Kalghatgi, 1984 apresentou maior correlação com os dados experimentais, mostrando um desvio médio total de 33,1%. Os modelos de Bradley et al., 2016 e Røkke et al., 1994 apresentaram um desvio médio total de 66,21% e 41,48% respectivamente. Desses dois últimos, o valor alto do desvio médio absoluto do primeiro modelo pode ser atribuído à grande quantidade de dados com diversas condições experimentais que foram usadas para obter a sua correlação universal (pressão atmosférica, técnicas de medição, diversos autores, etc.). Assim, é possível observar com detalhe no trabalho do autor a grande dispersão de dados para baixas

velocidades do combustível no jato. Enquanto que o modelo de Røkke et al., 1994 apresentou a melhor correlação só para chamas não diluídas, mostrando um desvio médio total de 9,1%.

Tabela 4.3 – Desvios normalizados dos modelos algébricos da altura de levantamento

d_b (mm)	X_{CO_2}	Bradley et al., 2016 H_f/d_b	Røkke et al., 1994 H_f/d_b	Kalghatgi 1984 h^*S_i/v_F
7,55	0	0,4624	0,0615	0.1618
	0,1	0,5834	0,2625	0.2252
	0,2	0,5556	0,3132	0.1593
	0,3	0,5819	0,4312	0.2167
	0,4	0,7647	0,6479	0.3270
	0,5			
	0,6			
10,13	0	0,6263	0,1063	0.2799
	0,1	0,5895	0,2359	0.2335
	0,2	0,5644	0,3133	0.1903
	0,3	0,6552	0,5069	0.3209
	0,4	0,7739	0,6911	0.4861
	0,5			
	0,6			
13,15	0	0,5536	0,1318	0.2973
	0,1	0,7457	0,3445	0.3780
	0,2	0,6956	0,4374	0.3415
	0,3	0,5764	0,4280	0.2673
	0,4	0,7131	0,6067	0.3666
	0,5	0,9380	0,8743	0.5942
	0,6	0,8835	0,6325	0.5967
16,55	0	0,7479	0,0659	0.3581
	0,1	0,8856	0,4991	0.5555
	0,2	0,5718	0,2879	0.2165
	0,3	0,5967	0,4383	0.2951
	0,4	0,5923	0,5070	0.3330
	0,5	0,6764	0,6030	0.3192
	0,6	0,5574	0,5290	0.4278
γ_{norm} (%)		66,21	41,48	33,11

O modelo apresentado por Kalghatgi, 1984, sugere a variação da altura de levantamento, H_f , como uma função linear da velocidade do jato do combustível na saída do queimador. O modelo algébrico depende da velocidade de chama laminar, da viscosidade dinâmica do combustível e da razão de massas específicas entre combustível e oxidante. Na Figura 4.11 foram plotados os dados experimentais para chamas de diversa potência com diversas diluições de gás inerte e diâmetros do bocal do queimador. Os dados experimentais mostram uma discrepância na taxa de crescimento com o modelo, no qual foi sugerido pelo autor um valor de 50 para a constante de ajuste. Os resultados mostram uma leve dependência com o diâmetro do bocal do queimador, variável que não é considerado no modelo algébrico. Apesar dessa característica, o modelo apresentou a melhor correlação entre os modelos estudados.

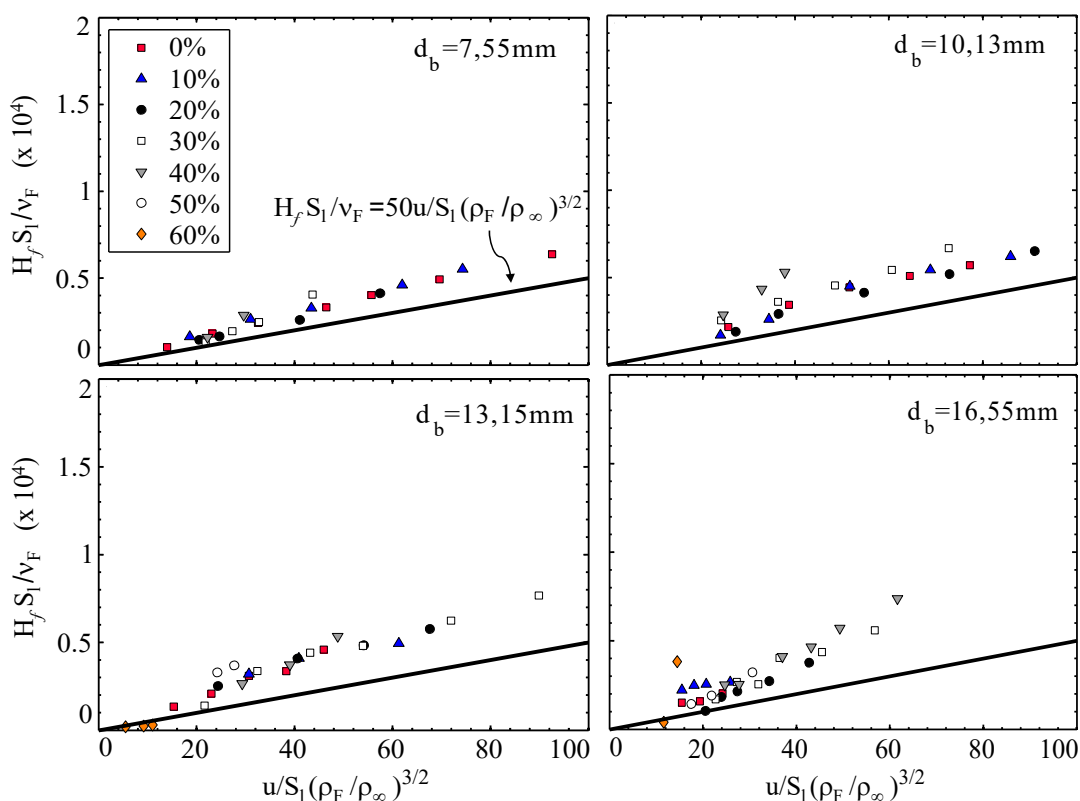


Figura 4.11 – Modelo algébrico de altura de levantamento (Kalghatgi, 1984) e medições experimentais de altura de levantamento da base da chama. Diversos diâmetros e diluições com CO₂.

4.6 Velocidade de extinção de chama

A Figura 4.12 mostra a variação da velocidade de extinção de chama com diversas diluições de gás inerte e diâmetros de bocal do queimador. As velocidades de extinção u_e , foram alcançadas experimentalmente quando a extinção ocorria com um incremento leve da vazão sobre uma chama estabilizada. Por definição, conforme Peters e Williams, 1983 sugerem que a instabilidade começa com uma diferença entre a velocidade média do escoamento e a velocidade de propagação na base da chama e estabilizará em uma altura H_f quando as duas velocidades sejam iguais. Assim, a extinção ocorre quando a velocidade do escoamento é maior que a velocidade de propagação.

Dados experimentais obtidos por Kalghatgi, 1981 foram plotados para verificar a concordância com os resultados deste trabalho. Assim, observa-se as mesmas velocidades em referência ao diâmetro de 7,55 mm, sugerindo uma discrepância maior na medição realizada pelo autor (medição por rotâmetros). Uma segunda discrepância é observada com o aumento da diluição com CO_2 , sugerindo ser um valor similar para diluições maiores a 20 %.

Os resultados experimentais mostram que a velocidade de extinção aumenta com o aumento do diâmetro para uma diluição constante. Esse comportamento diminui conforme a diluição é próxima a 60 %, na qual a velocidade de extinção é totalmente independente do diâmetro. Para um diâmetro constante, a velocidade de extinção diminui com o aumento da diluição. Este efeito pode ser atribuído à menor quantidade de combustível na mistura para reagir com o oxidante, que afeta diretamente na velocidade de chama laminar, S_l . Com exceção do queimador de 7,55 mm, a análise de u_e não foi possível para as diluições mais baixas devido a limitações na máxima vazão da bancada experimental.

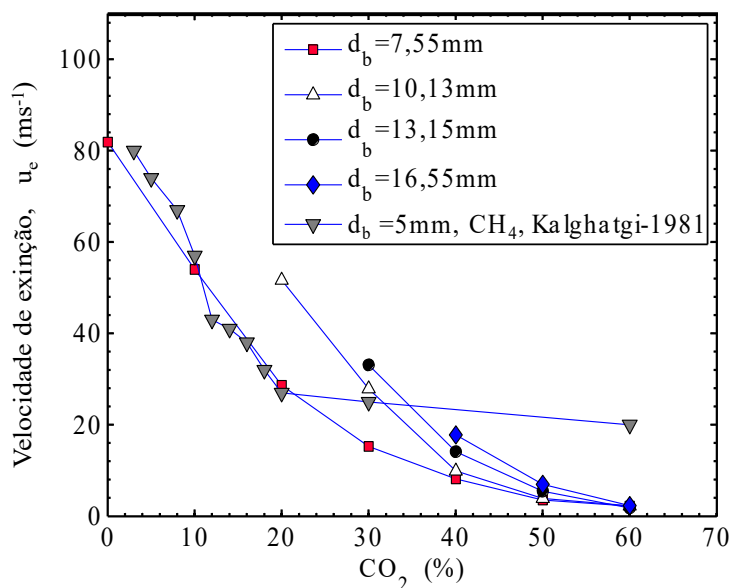


Figura 4.12 – Efeito da diluição com CO₂ sobre a velocidade de extinção. Diversos diâmetros e diluições com CO₂.

4.6.1 Modelo algébrico de velocidade de extinção de chama

Da mesma forma, um modelo algébrico para prever a extinção de chama é avaliado. A velocidade crítica para atingir a velocidade de extinção pode ser calculado com base no modelo algébrico proposto por Kalghatgi, 1981. O modelo prevê a velocidade de extinção normalizada pela velocidade máxima de chama laminar a partir de uma função de grau dois, sendo a variável independente o número adimensional de Reynolds baseado no comprimento estequiométrico de chama. A Figura 4.13 mostra a função de correlação e os dados experimentais para diversos diâmetros e diluições com CO₂. Os resultados experimentais mostram uma inclinação da curva semelhante à correlação, mas com um desvio sistemático, apresentando um desvio médio total de 29,8 %.

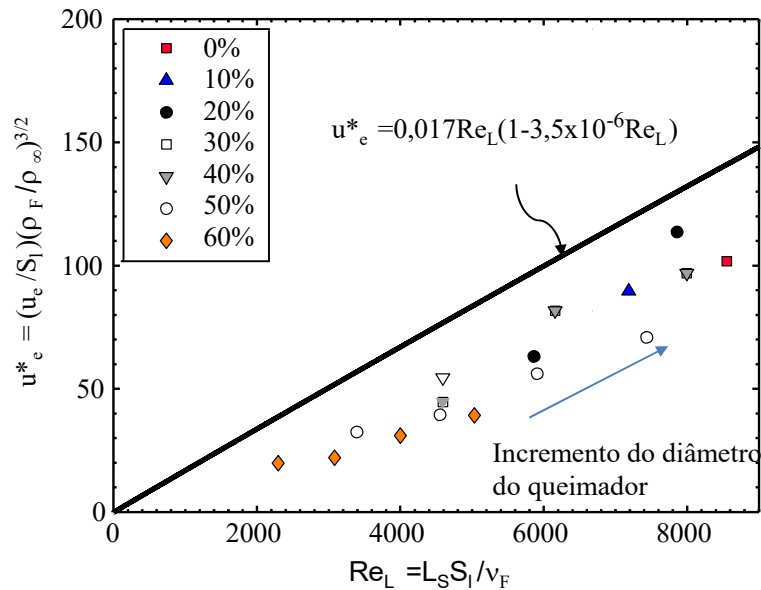


Figura 4.13- Modelo algébrico de velocidade crítica de extinção de chama (Kalghatgi, 1981) e medições experimentais quando a extinção de chama foi atingida. Diversos diâmetros e diluições com CO₂.

4.7 Modelos algébricos ajustados

Dentre os modelos algébricos que descrevem o comportamento geométrico de uma chama turbulenta foram selecionados os modelos que possuem melhor fundamento físico. Assim, os coeficientes numéricos foram reajustados para os dados experimentais obtidos neste trabalho.

As Equações (4.5) e (4.6) preveem o comprimento de chama com base no modelo algébrico de Becker e Liang, 1978. Enquanto que a Equação (4.7) é usada para calcular a altura de levantamento em base ao modelo algébrico de Kalghatgi, 1984 e a Equação (4.8) é usada para calcular a velocidade crítica quando ocorre a extinção de chama em base ao modelo algébrico de Kalghatgi, 1981.

$$\psi = 0,2566 + 0,0186\xi_L, \quad \text{para: } 1 < \xi_L < 20 \quad (4.5)$$

$$\psi = -0,1723 + 0,0426\xi_L, \quad \text{para: } \xi_L > 20 \quad (4.6)$$

$$\frac{H_f S_l}{\nu_F} = 69,827 \frac{u}{S_l} \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{1,5} + 178,84 \quad (4.7)$$

$$\frac{u_e}{S_l} \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{1,5} = 0,0143 Re_L - 19,614 \quad (4.8)$$

4.8 Mapa de estabilidade

Os dados experimentais de altura de levantamento e velocidade de extinção permitiram estabelecer mapas de estabilidade para cada diâmetro estudado. A Figura 4.14 mostra as regiões de ancoramento, levantamento e extinção de chamas turbulentas para os diâmetros de análise: 7,55 mm, 10,13 mm, 13,45 mm e 16,55 mm. Os pontos foram definidos em função do número adimensional de Reynolds suficiente para atingir as velocidades críticas em cada diluição e diâmetro do queimador.

Observa-se com o incremento da velocidade de injeção do combustível, um comportamento aproximadamente parabólico da curva de limitação da região de ancoramento e um comportamento aproximadamente exponencial da curva de extinção. Ambas as regiões (ancoramento e levantamento) são ampliadas com o incremento do diâmetro do queimador.

Chamas com diluições 70 % com CO₂ são muito instáveis, sendo inexecutável para a medição. Para chamas com uma diluição igual ou maior a 80 % não foi possível inflamar o combustível.

Os limites entre as regiões de extinção e levantamento para diâmetros maiores em algumas diluições não foram medidos devido à capacidade máxima da bancada experimental. No entanto, os gráficos permitem prever que o limite entre as duas regiões se prolonga até duas vezes o valor do Reynolds alcançado com o incremento de 1,78 vezes o diâmetro.

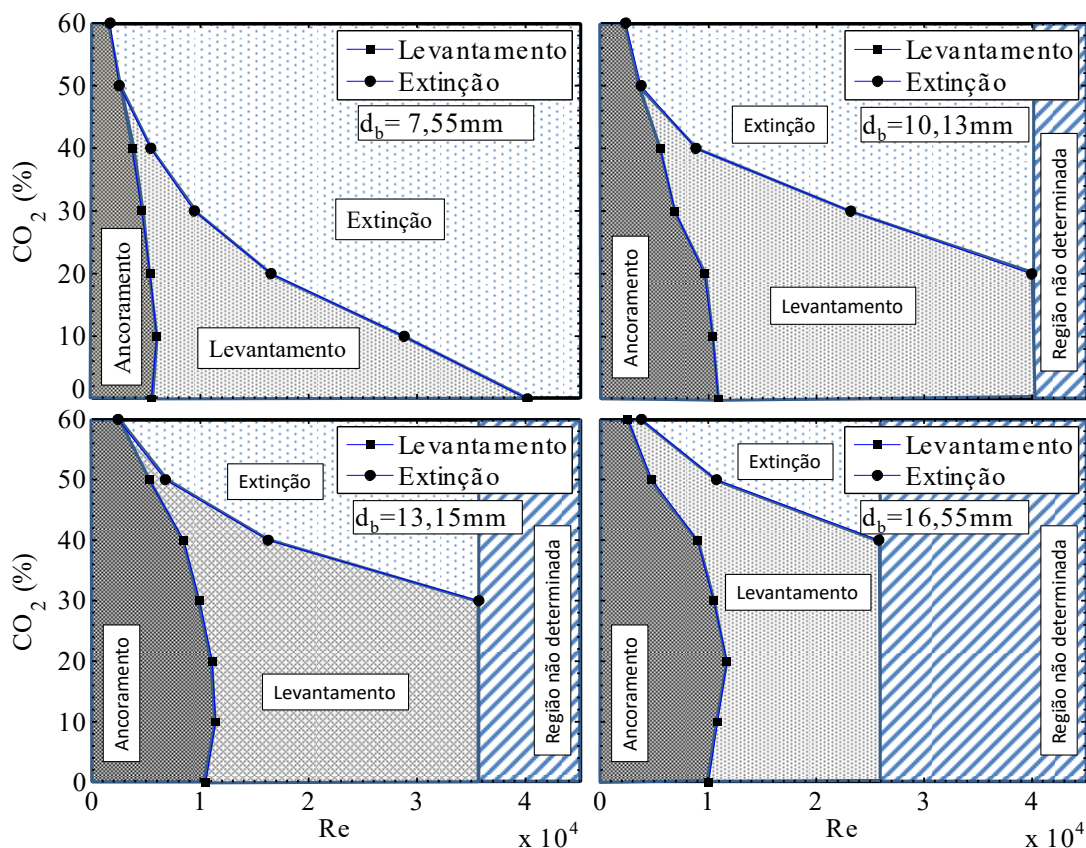


Figura 4.14 – Mapas de estabilidade. Diversos diâmetros e diluições com CO_2 .

4.9 Conclusões parciais

Com o incremento da vazão, o comprimento de chama tem crescimento assintótico. Após esse crescimento, o comprimento se mantém constante. Ao mesmo tempo, a altura de levantamento da base da chama tem crescimento linear, levemente influenciado pelo diâmetro do bocal do queimador.

Com o aumento da diluição com CO_2 , o comprimento médio visível de chama diminui e o comportamento descrito é limitado até atingir o apagamento. Enquanto que, a taxa de crescimento da altura de levantamento incrementa com a inserção do gás inerte. Assim, para um diâmetro fixo, a adição do CO_2 reduz os limites de estabilidade. A porcentagem de gás inerte máxima que permite manter uma chama difusiva estabilizada em um confinamento é próximo a 60 % da vazão total injetada.

Em relação à estabilidade da chama, o incremento do diâmetro amplia as regiões de ancoramento e levantamento. Portanto, são necessárias maiores velocidades do escoamento na saída do bocal, para atingir a velocidade crítica de apagamento. O início do levantamento é alcançado para maiores velocidades do escoamento.

O modelo algébrico proposto por Becker e Liang, 1978, para prever o comprimento de chama, previu os dados experimentais com menor desvio médio total de 9,68 %. Os modelos propostos por Kalghatgi, 1984 e Kalghatgi, 1981, para prever a altura de levantamento e a velocidade de extinção de chama, previram os dados experimentais com um desvio médio total de 33,1 % e 29,8 % respectivamente.

5 ESTUDO DE RADIAÇÃO TÉRMICA

5.1 Introdução

A determinação dos níveis de emissão de radiação térmica em chamas turbulentas tipo jato é importante em aplicações como fornos e *flares* para o descarte de gás. Em *flares*, por exemplo, essa informação pode ser empregada para avaliar a adequação às normas de segurança e definir localizações seguras de trabalho tanto dos empregados como dos equipamentos.

Um parâmetro fundamental usado para quantificar os níveis de radiação térmica é a fração radiante de uma chama. Em diversos trabalhos é observado que a fração radiante de chamas turbulentas de diferentes tipos de combustível (mais estudados: metano, propano, etano, hidrogênio) é relacionada com o processo de combustão do combustível, com a concentração de fuligem e com a forma geométrica da chama. Já a modelagem da transferência de calor por radiação nas regiões próximas à chama tem sido abordada por diversas técnicas. Modelos simplificados (algébricos) são ferramentas úteis que permitem quantificar a intensidade de fluxo de calor radiante, embora possam ter validade restrita a determinadas condições.

Nesse capítulo, as informações geométricas da chama, estudadas no capítulo anterior, serão usadas em conjunto com modelos algébricos para a predição da emissão de radiação em chamas turbulentas tipo jato.

5.2 Objetivos

O objetivo deste capítulo é estudar a radiação térmica emitida por chamas não pré-misturadas turbulentas de gás natural, com diferentes diâmetros internos do queimador e proporções de diluição com CO₂. Para cumprir com este objetivo, os seguintes objetivos específicos são definidos:

- Montar uma bancada experimental para medição do fluxo de calor radiante;

- Realizar medições experimentais de fluxo de calor radiante em chamas turbulentas para três distâncias radiais ao longo de um eixo paralelo à chama para diversas diluições com CO₂ e diâmetros do bocal do queimador;
- Avaliar os modelos das múltiplas fontes pontuais (WMPS) e da fonte pontual única (SPS) para prever o fluxo de calor radiante em torno à chama.
- Melhorar a eficiência do modelo WMPS ajustando os parâmetros principais com uso do método inverso. A eficiência será observada na habilidade do modelo proposto para prever as distribuições do fluxo de calor radiante para diversas chamas e distâncias radiais, estabelecendo um número mínimo de variáveis necessárias.

5.3 Método

5.3.1 Bancada experimental

O esquema da bancada experimental para medição do fluxo de calor radiante é apresentado na Figura 5.1, onde são apresentados a montagem e os elementos considerados para obtenção dos dados experimentais. Para realizar a estimativa do fluxo de calor radiante ao longo da chama foram empregados três sensores: MEDTHERM 64-0.5-20/ZnSeW-1C, MEDTHERM 64-5-20/ZnSeW-1C e VATELL TG9000-9. Cada sensor emite um sinal de saída que é diretamente proporcional ao fluxo de calor radiante absorvido pelo sensor. Estes sensores possuem uma janela de seleneto de zinco com uma transmitância constante de 70% em um espectro entre 0,7-17 μm e espectro útil entre 0,5-22 μm . O seleneto de zinco possui uma transmitância constante para ângulos de incidência de até 50°. Maior detalhe dos sensores pode ser encontrado no apêndice A. O sinal foi coletado por um *data logger*, Agilent 34972A, com uma incerteza de 0,005% da leitura mais 0,004% da escala de medição.

Uma medição de fluxo de calor radiante realizada por um sensor considera o valor nominal produzido pela chama menos o valor do fundo (radiação emitida pelas vizinhanças). Os sensores foram mantidos em uma temperatura estável igual a uma temperatura de referência próxima à temperatura ambiente (entre 18°C e 25°C). Com isso se considera a variação da temperatura na sala de experimentos devido ao aquecimento do ar produzido pela chama que gera um efeito na medição do fundo (maior temperatura do ar em posições mais altas). As medições foram realizadas em um ambiente quiescente para evitar perturbações externas.

Iluminação externa e corpos reflexivos foram eliminados das proximidades da região de medição.

As chamas empregadas no estudo de estabilidade foram usadas para a caracterização da emissão de radiação térmica em chamas turbulentas. Assim, foi estabelecida uma configuração de medições em função das seguintes variáveis: potência de chama, diâmetro interno do bocal do queimador, diluição com CO₂, distância longitudinal e radial adjacente à chama.

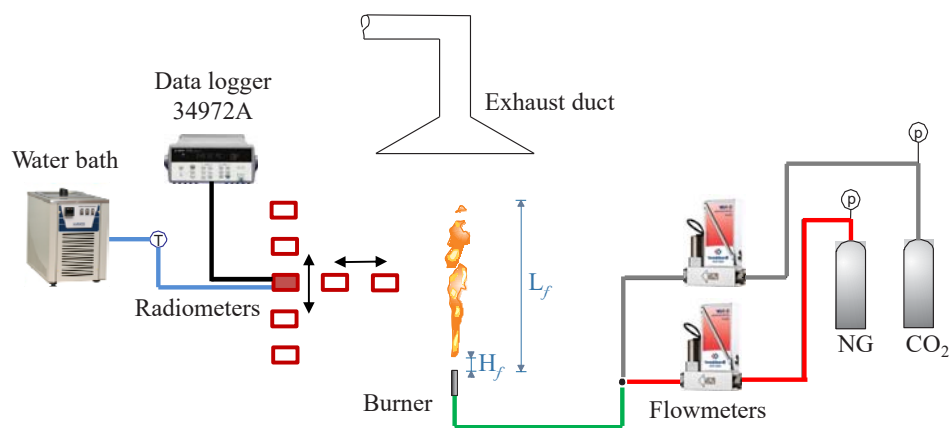


Figura 5.1 – Esquema da bancada experimental para medição da radiação térmica.

5.3.2 Procedimento de medição

O posicionamento para a aquisição de dados foi efetuado considerando os dados experimentais de estabilidade, relacionando-se principalmente com o comprimento médio visível de chama. Foram selecionadas três posições radiais, a primeira limitada por uma distância mínima $x_1 = 0,5L_f$, estabelecida em função da faixa de operação do sensor com maior sensibilidade 64-0.5-20, (0-5 W/cm²). As duas seguintes posições foram definidas em $x_2 = 1L_f$ e $x_3 = 2L_f$. Esta última, limitada pela distância máxima permitida no espaço do laboratório, prevendo que o maior comprimento médio visível de chama medido foi de 2,3 m, como consequência foi necessária uma distância radial de 4,6 m. Para a medição vertical, foram distribuídos 24 pontos em função do comprimento médio visível de chama. Para chamas de menor potência, foi possível obter medições a uma altura máxima de $z_{max} = 3L_f$, enquanto

que para chamas de maior potência tais medições foram limitadas pela altura entre o chão e o exaustor (3,6 m). Para cada chama foram adquiridas três distribuições do fluxo de calor radiante (em cada distância radial). As medições foram realizadas para as mesmas vazões e diluições estudadas na seção de estabilidade, do mesmo modo que, para os diferentes diâmetros do bocal do queimador.

No capítulo 2 foi enunciado que a fração radiante pode ser calculada a partir da medição de ponto único MPU, na qual, a técnica é aplicada quando a distância radial entre o transdutor e a chama é suficientemente grande. Neste estudo, para calcular a fração radiante foram considerados os dados experimentais a uma distância radial de $x_S = 2L_f$ e uma altura de $z_S = 0,5L_f$ (próximo à região com maior emissão de radiação térmica), o que está de acordo com o procedimento adotado por Becker e Liang, 1982 e Markstein, 1984 onde para o posicionamento radial do transdutor é necessário uma distância mínima de $2L_f$.

Para a obtenção das distribuições do fluxo de calor radiante ao longo do eixo da chama foi necessária uma estrutura metálica desenhada para atingir as diversas posições. Ela é composta de uma estrutura principal que permite deslocar os três sensores simultaneamente ao longo do eixo da chama. Uma estrutura secundária serve como suporte dos três sensores que variam a distância entre eles em função do comprimento médio visível de chama, visando a obtenção das 24 medições.

Cada medição foi efetuada com um tempo total de 20 s, com uma frequência de aquisição de dados de 3,3 Hz equivalente a 70 medições individuais. O tempo total escolhido foi o tempo necessário para que o valor da média seja estável. A repetibilidade da medição nas mesmas condições apresentou uma discrepância menor a 1%. Dado que os três sensores possuem faixas de operação diferentes, uma comparação prévia entre eles foi realizada em direção a uma fonte de calor constante. Assim, foram ajustados os sensores (64-5-20 e TG-9000) em referência ao sensor (64-0.5-20) que possui maior sensibilidade a uma intensidade de fluxo de calor radiante. O detalhe das medições se encontra no apêndice A.

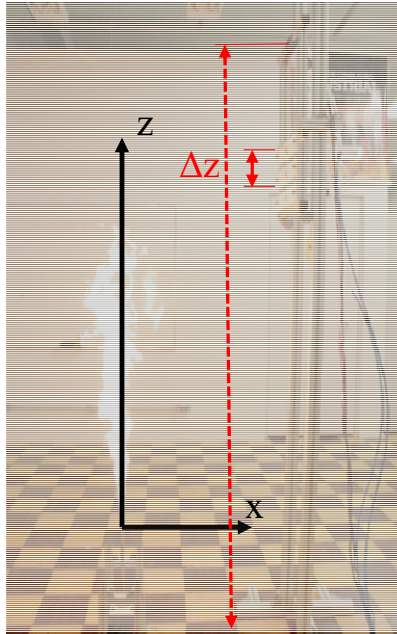


Figura 5.2 - Bancada experimental para medição da radiação.

5.4 Resultados e discussões

5.4.1 Fração radiante

Na Figura 5.3 é apresentada a variação da fração radiante X_R em função da potência da chama, Q_{tot} , do diâmetro interno do queimador e da diluição com CO_2 , estudados neste trabalho.

Analisando especificamente chamas sem diluição e com diâmetro do queimador igual a $d_b = 7,55 \text{ mm}$, observa-se duas regiões definidas:

- Para $Q_{tot} < 20 \text{ kW}$. As chamas são caracterizadas pelo crescimento assintótico do comprimento de chama e pelo ancoramento da base no bocal do queimador. Visualmente as chamas têm maior luminosidade devido à presença de fuligem em todo seu volume (observado pela cor amarela). Nessas condições, a fração radiante é flutuante com o incremento da potência da chama.
- Para $Q_{tot} > 20 \text{ kW}$. As chamas são caracterizadas por ser descoladas e pelo comprimento de chama constante com o incremento da potência da chama. Por

efeito do descolamento, a presença de fuligem é observado parcialmente no volume da chama. Nessas condições, a fração radiante é aproximadamente constante com o incremento da potência de chama, sendo igual a $X_R = 0,13$.

Com a adição de CO_2 , o comportamento antes descrito foi similar, sendo a fração radiante menos flutuante com o incremento da potência da chama e apresentando uma redução de X_R até um valor médio igual a 0,13.

Para chamas sem diluição com CO_2 e potência de chama constante, a fração radiante aumenta com o incremento do diâmetro do queimador, sendo o máximo mensurado igual a $X_R = 0,30$. Conforme a potência de chama aumenta, a fração radiante diminui, convergindo para o mesmo valor em torno de $X_R = 0,13$. Similar comportamento foi observado para todas as diluições.

A Equação (5.1) apresenta a propagação de incertezas da fração radiante em base a Equação (2.33), onde a é o coeficiente de confiabilidade igual ao 95,5%. As incertezas da fração radiante são atribuídas ao uso da técnica de medição (único ponto) onde é atribuído principalmente à incerteza do fluxo de calor radiante que é multiplicado pela distância radial de medição com expoente dois, o qual corresponde ao 43% da incerteza total de X_R (Primeiro termo da equação abaixo).

$$\delta_{X_R} = a \left\{ \left(\frac{\partial X_R}{\partial q''_{exp}} \delta_{q''_{exp}} \right)^2 + \left(\frac{\partial X_R}{\partial A} \delta_A \right)^2 + \left(\frac{\partial X_R}{\partial Q_{tot}} \delta_{Q_{tot}} \right)^2 \right\}^{0,5} \quad (5.1)$$

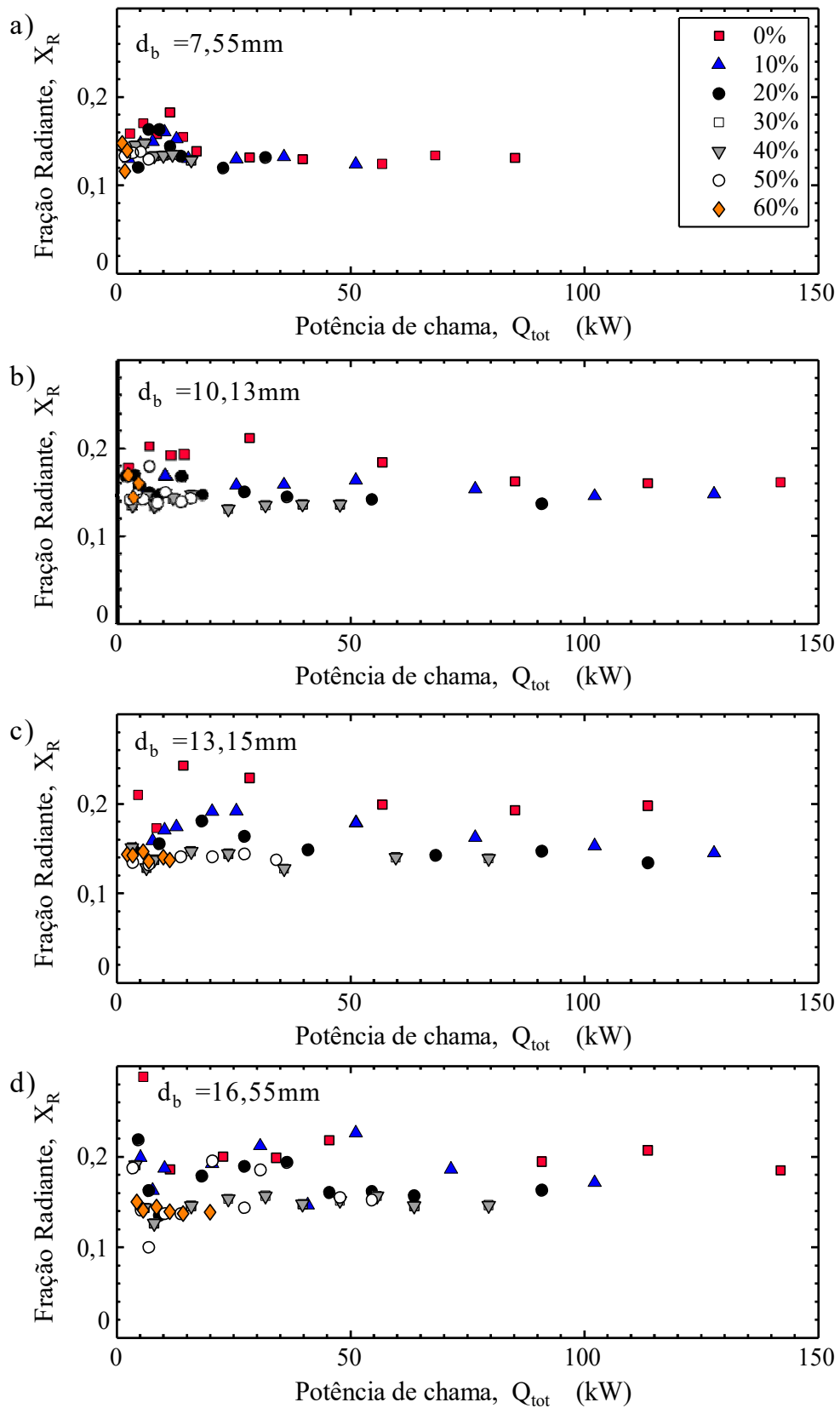


Figura 5.3 - Fração radiante em função da potência de chama.

Mediante as equações (2.33) e (2.36) é possível obter uma escala da fração radiante com parâmetros da chama assumindo as seguintes simplificações:

- 1) A taxa de energia liberada por radiação pode ser calculada por $Q_{rad} = a_p \sigma T_f^4 V_f$, onde a_p é o coeficiente de absorção da mistura, T_f é a temperatura da chama e V_f é o volume de chama sendo proporcional ao comprimento de chama ao cubo $V_f \sim L^3$
- 2) A relação entre a largura e comprimento de chama é definido por um cone, sendo definido experimentalmente por Turns e Myhr, 1991 pela expressão: $W_f \approx 0,17L_f$.

Dessa forma é possível estabelecer uma proporcionalidade de X_R com o tempo de residência, τ_G , sendo os termos constantes desprezíveis, Equação (5.2).

$$X_R = \frac{Q_{rad}}{\dot{m}_F \Delta H_c} \rightarrow X_R = \frac{a_p \sigma T_f^4 V_f}{\dot{m}_F \Delta H_c} \quad (2.33)$$

$$\tau_G = \frac{\rho_f W_f^2 L_f Z_S}{3 \rho_F d_b^2 u} \rightarrow \tau_G \sim \frac{\rho_f L_f^3 Z_S}{\rho_F d_b^2 u} \quad (2.36)$$

$$X_R \sim \frac{a_p T_f^4 d_b^2 \tau_G}{(1 - x_{CO_2}) \rho_f Z_S} \quad (5.2)$$

A expressão acima mostra múltiplas influencias da adição de CO₂ através das propriedades termodinâmicas e de transporte, fração de mistura e temperatura de chama, além do próprio tempo de residência que muda com a diluição. Para uma diluição constate e em um mesmo queimador espera-se um aumento linear da fração radiante com o tempo de residência. A Figura 5.4 apresenta uma baixa dependência da fração radiante com o tempo de residência, sendo similar aos resultados apresentados por Santos e Costa, 2005, onde o combustível empregado foi metano. A causa desse comportamento pode ser atribuída a parâmetros não mensurados como: turbulência da chama e a geração de fuligem.

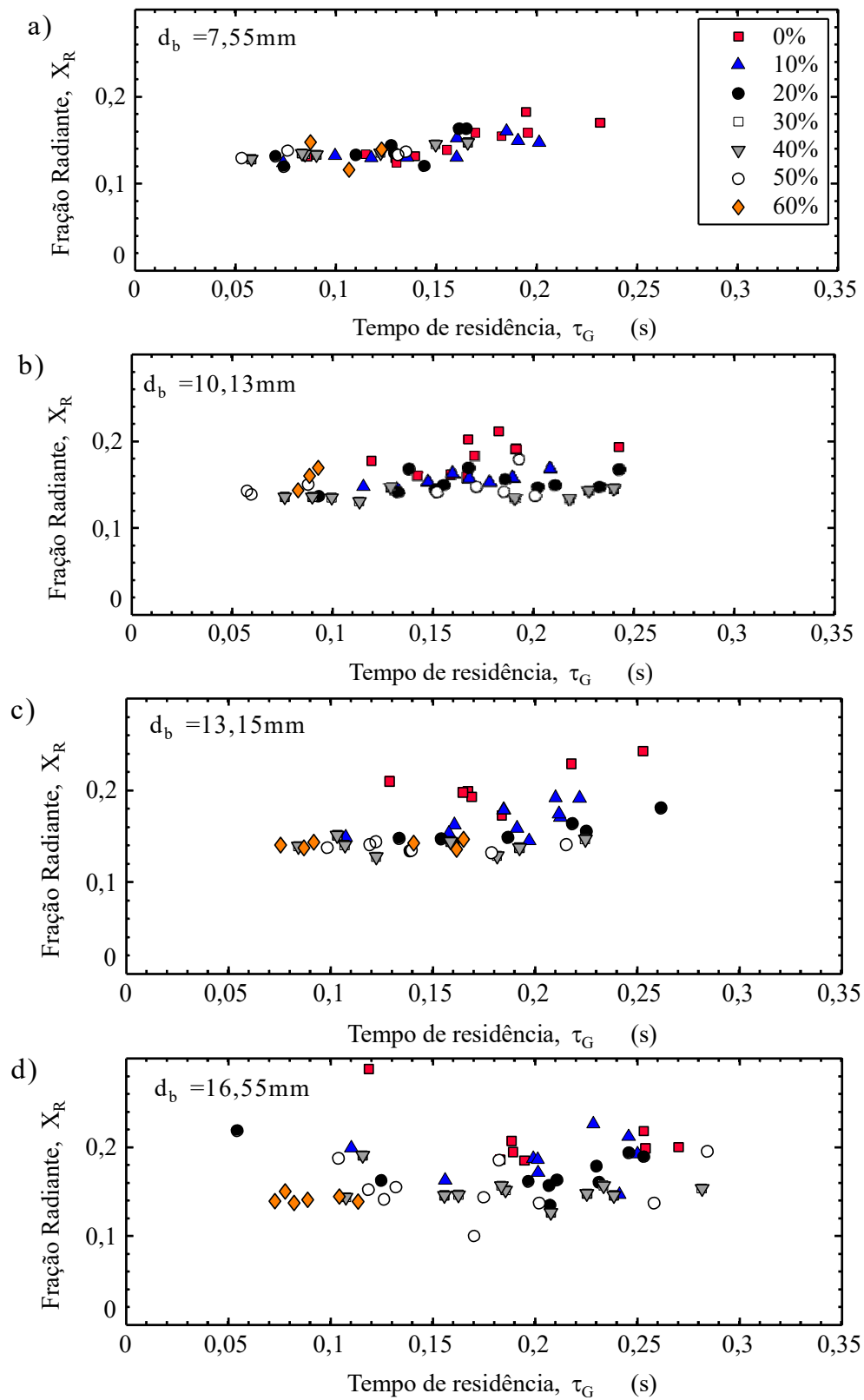


Figura 5.4 - Fração radiante em função do tempo de residência

5.4.2 Distribuição do fluxo de calor radiante

A Figura 5.5 apresenta a modificação da distribuição do fluxo de calor radiante com a variação da potência da chama, da distância radial (em referência ao eixo longitudinal da chama), do diâmetro interno do queimador e com a adição de CO₂.

A Figura 5.5a apresenta os resultados experimentais do fluxo de calor radiante com a variação da potência de chama. A análise foi realizada para chamas com diluição constante igual a 0 %, distância radial em $x_1 = 0,5L_f$ e diâmetro do queimador igual a $d_b = 7,55 \text{ mm}$. Observa-se que, o fluxo de calor radiante aumenta com a potência, principalmente na região do comprimento de chama. Em cada distribuição observa-se que, nas regiões maiores a $z = 2,0L_f$, o fluxo de calor radiante diminui até um valor irrelevante, não mensurado pelo sensor.

A Figura 5.5b apresenta os resultados experimentais do fluxo de calor radiante com a variação da distância radial. A análise foi realizada para chamas com potência constante igual a 2,84 kW, diluição com 0 % e diâmetro do queimador igual a $d_b = 7,55 \text{ mm}$. Os resultados mostram que o fluxo de calor radiante ao longo do comprimento de chama diminui exponencialmente com a distância radial. Esta característica é esperada devido que, a intensidade proveniente da chama é inversamente proporcional com a distância do receptor ao quadrado.

A Figura 5.5c apresenta os resultados experimentais do fluxo de calor radiante com a variação do diâmetro do queimador. A análise foi realizada para chamas com potência constante igual a 11,36 kW, diluição com 0 % de CO₂ e distância radial igual a $x_1 = 0,5L_f$. Observa-se um aumento da emissão de radiação na região do comprimento de chama, o qual é atribuído ao crescimento do comprimento de chama em função do diâmetro do queimador, (maior área de emissão de radiação térmica).

A Figura 5.5d apresenta os resultados experimentais do fluxo de calor radiante com a adição de CO₂. A análise foi realizada para chamas com potência constante igual a 6,81 kW, distância radial em $x_1 = 0,5L_f$ e diâmetro do queimador igual a $d_b = 10,13 \text{ mm}$ (Condição de chamas ancoradas). Observa-se dois comportamentos, o primeiro, a adição de CO₂ diminui

gradualmente o ponto máximo da distribuição do fluxo de calor radiante até uma diluição de 30 %, logo um segundo comportamento ocorre, o ponto máximo incrementa para uma diluição de 40 %. (Diluições maiores a 50 % a extinção de chama foi atingida). Este comportamento foi avaliado em um único caso, devido ao fato que a base de dados tem poucas chamas com potência constante e diluições com CO_2 diferentes.

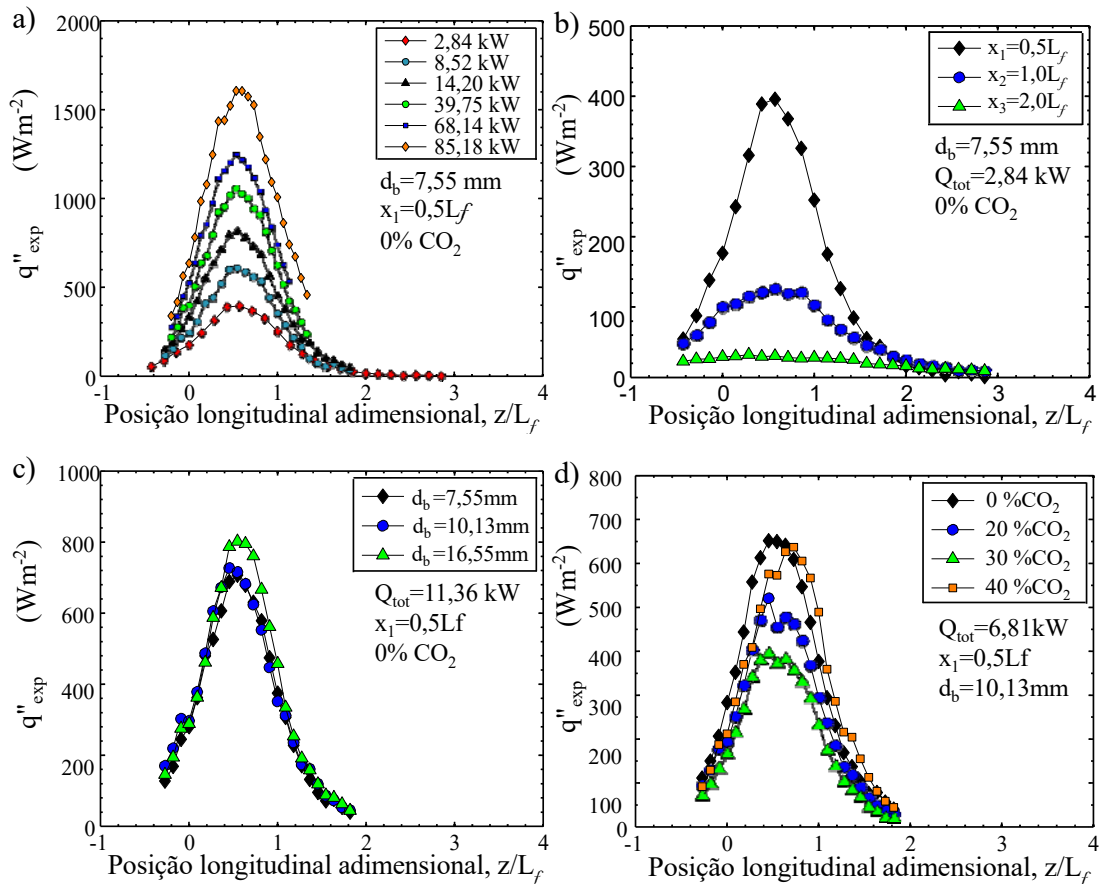


Figura 5.5- Alteração da distribuição do fluxo de calor radiante para: a) Incremento da potência de chama, b) Incremento da distância radial, c) Incremento do diâmetro do bocal do queimador, d) Adição de gás inerte, CO_2 .

A distribuição típica do fluxo de calor radiante para diversas potências de chamas e distâncias radiais é mostrada na Figura 5.6. São apresentados os valores para o fluxo de calor, normalizados pelo máximo fluxo de calor radiante de cada distribuição. Conforme a distância radial aumenta, ($2L_f$), a dispersão de dados é maior, ocasionado pela incerteza de medição. Já

para uma distância radial constante, observa-se que os dados experimentais caem em uma única curva, demonstrando a independência com o incremento da potência de chama.

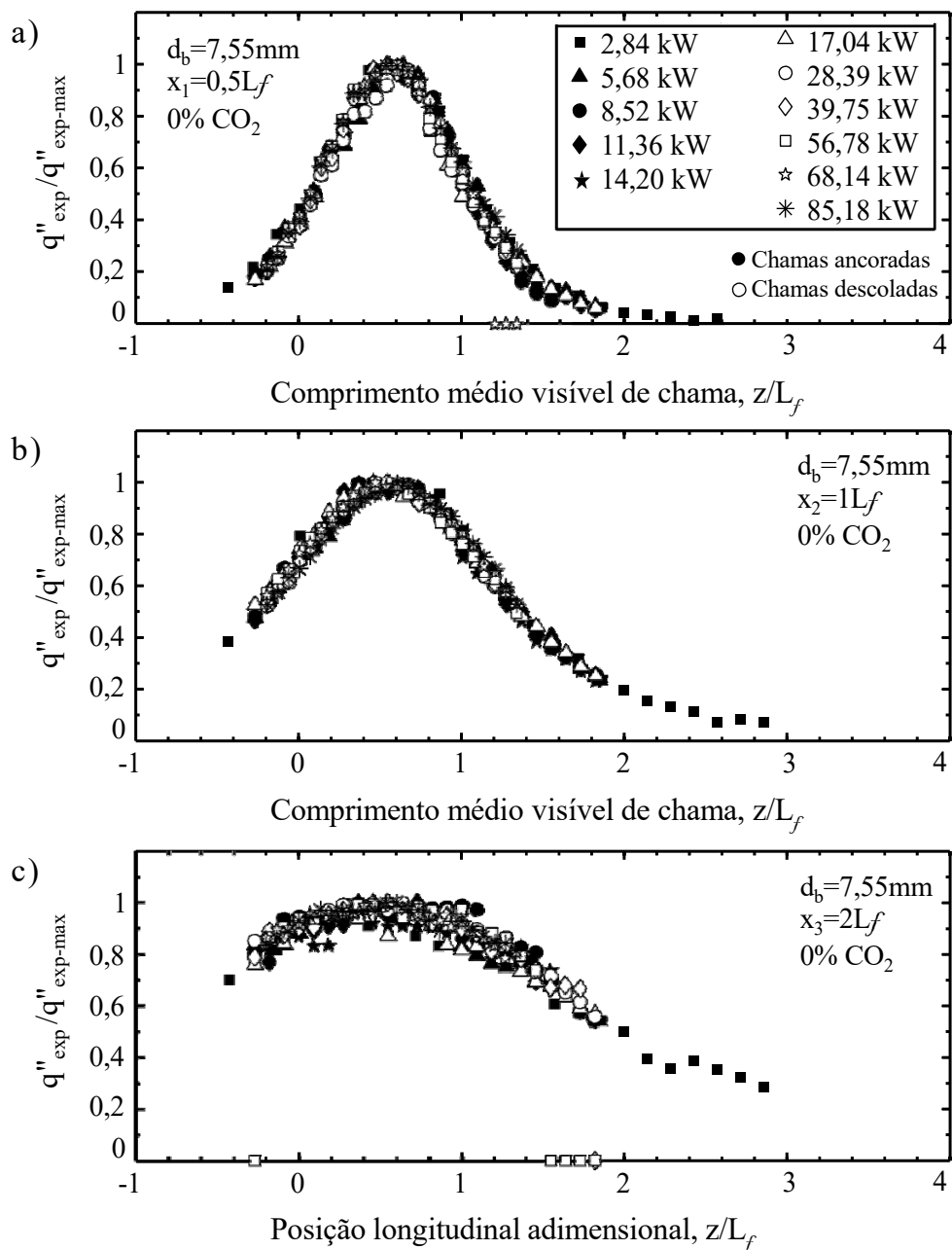


Figura 5.6 – Distribuição do fluxo de calor radiante normalizado. Diversas distâncias radiais.

Enquanto que, os resultados da Figura 5.6 e Figura 5.7 para uma distância radial constante, demonstram que, a variação do diâmetro do bocal do queimador não produzem um efeito expressivo sobre a curva de distribuição do fluxo de calor radiante. Além disso, observa-se que, o pico máximo da intensidade do fluxo de calor radiante se encontra em uma região entre $(0,5 < z/L_f < 0,7)$ próximo a $z = 0,6L_f$, que é uma altura menor à proposta por Hankinson e Lowesmith, 2012 e Baillie et al., 1998 ($z = 0,75L_f$), e que é a mesma faixa indicada por Sivathanu e Gore, 1993.

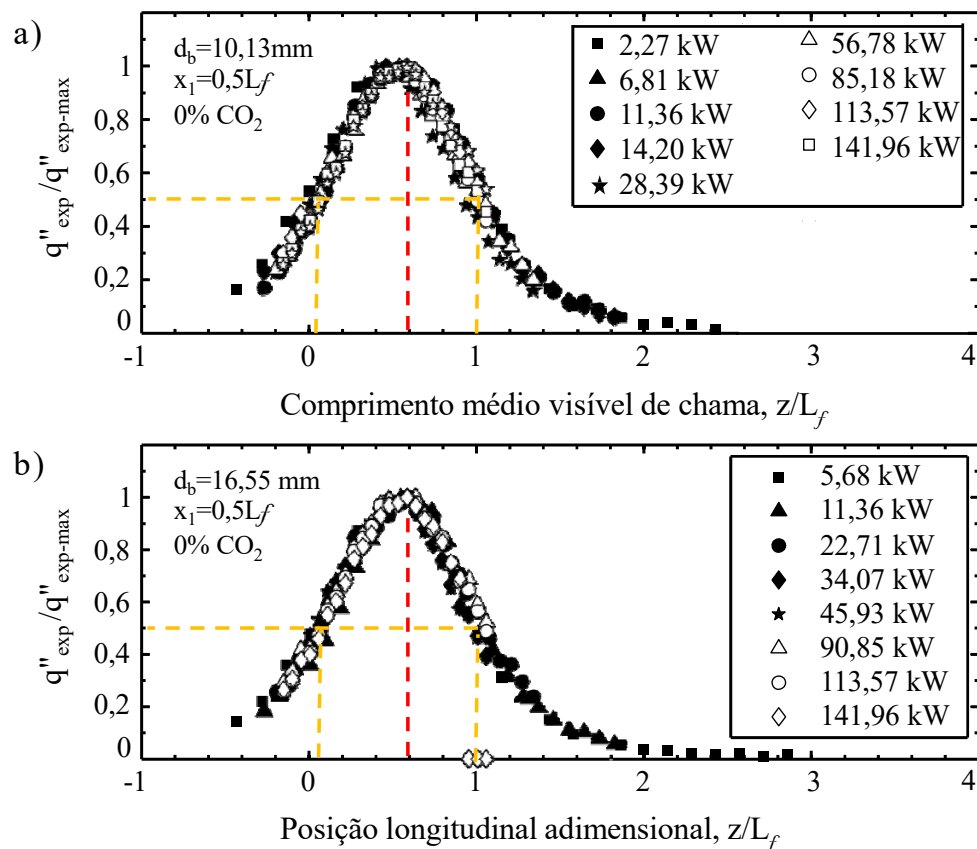


Figura 5.7 – Efeito do diâmetro do bocal do queimador sobre a distribuição do fluxo de calor radiante.

5.5 Estimativa do Fluxo de calor radiante

Conforme à revisão bibliográfica, dois métodos foram escolhidos para descrever a distribuição do fluxo de calor radiante.

O método mais simples para estimar o fluxo de calor radiante é considerar uma distribuição isotrópica das intensidades proveniente desde um único ponto no centro da chama. O método de uma única fonte pontual, ou por suas siglas em inglês, SPS (*Single Point Source*) prevê a distribuição do fluxo de calor radiante adjacente à chama pelo uso da Equação (2.37), sendo um modelo simples que demanda pouco tempo de processamento. Autores como Hamins et al., 1991 Hankinson e Lowesmith, 2012 e Zhou e Jiang, 2016 demonstram a importância do método e as discrepâncias em relação aos dados experimentais.

O segundo método corresponde ao modelo das múltiplas fontes pontuais, ou por suas siglas em inglês, WMPS (*Weighted Multi-Point Source*), que prevê a distribuição do fluxo de calor radiante adjacente à chama pelo uso da Equação (2.38). Em contraste com o primeiro método, este assume um número N de fontes ao longo do comprimento de chama, cada uma com distribuição esférica das intensidades do fluxo de calor radiante, ponderadas por um fator que determina a importância de cada fonte em relação à energia radiante total emitida. O modelo WMPS inclui o parâmetro pré-estabelecido em observações experimentais (altura na qual a emissão de radiação térmica é máxima), proposto por Hankinson e Lowesmith, 2012. Por conseguinte, o número de fatores de ponderação e o ponto máximo de emissão de radiação térmica foram avaliados para calcular o efeito sobre as curvas de distribuição. Neste trabalho foi considerado a altura de levantamento da base da chama, devido que, H_f representa uma região sem emissão de radiação.

Em comum, os dois métodos determinam as distribuições do fluxo de calor radiante como uma função da potência da chama, transmitância, geometria da chama (comprimento de chama e altura de levantamento) e a fração radiante. Assim, a transmitância, conforme a revisão bibliográfica, é considerada igual a 1 para distâncias menores a 3 m entre o sensor e a chama. Da geometria da chama, tanto o comprimento de chama e altura de levantamento são usados os valores experimentais, devido que, permite quantificar as incertezas produzidas por fatores não mensurados experimentalmente e não provenientes dos modelos algébricos. Uma vantagem enfatizada é a fração radiante calculada pela técnica de medição de um único ponto, o qual

resume a obtenção das distribuições de fluxo de calor radiante para diversas distâncias radiais empregando uma única medição experimental do fluxo de calor radiante. (X_R medido em $x_3 = 2L_f$ e $z = 0,5L_f$).

Para quantificar as discrepâncias entre os métodos abordados e os dados experimentais são propostas as equações abaixo.

$$\gamma_f = \frac{\sum_{j=1}^{J=24} |q''_{j,f,exp} - q''_{j,f,mod}|}{J} \quad (5.3)$$

$$\gamma_{f-norm} = \left[\frac{\sum_{j=1}^{J=24} |q''_{j,f,exp} - q''_{j,f,mod}|}{J} \right] \frac{1}{q''_{f,exp,max}} \quad (5.4)$$

$$\gamma_{f-loc} = \max |q''_{f,exp} - q''_{f,mod}| \quad (5.5)$$

$$\gamma = \frac{\sum_{f=1}^{f=F} \gamma_f}{F} \quad (5.6)$$

$$\gamma_{norm} = \frac{\sum_{f=1}^{f=F} \gamma_{f-norm}}{F} \quad (5.7)$$

A Equação (5.3) é empregada para calcular o desvio absoluto médio γ_f , sendo $q''_{j,f,exp}$ e $q''_{j,f,mod}$, o fluxo de calor radiante experimental e o fluxo de calor radiante calculado pelo modelo (SPS ou WMPS) respectivamente. A média é calculada pela somatória dos desvios nas posições verticais j , com $1 < j < J$, sendo J o número total de medições no eixo vertical adjacente à chama f . O desvio médio normalizado γ_{f-norm} em referência ao valor máximo experimental $q''_{f,exp,max}$ é calculado pela Equação (5.4).

Posteriormente, os modelos são avaliados de forma global para diferentes grupos de chamas, onde as equações (5.6) e (5.7) calculam o desvio absoluto médio total γ e normalizado γ_{norm} respectivamente, para um número total de chamas igual a F .

Outro parâmetro considerado é o desvio local máximo γ_{f-loc} , selecionado a partir do desvio máximo entre o modelo e o dado experimental da chama f , Equação (5.5).

A primeira análise é realizada ao modelo WMPS, o qual depende de dois parâmetros ainda não quantificados na literatura. Para o primeiro parâmetro, a Tabela 5.1 apresenta o efeito do número de fontes de ponderação. Os desvios são calculados em referência aos dados experimentais de uma chama com potência igual a 75,18 kW, distância radial $x_1 = 0,5L_f$ e diâmetro do queimador igual a $d_b = 7,55 \text{ mm}$. Observa-se nos resultados, em relação ao desvio médio normalizado, uma diferença máxima de 0,34% equivalente a 5 W/m² entre o emprego de 8 e 60 fontes. Portanto, a variação do número de fatores não produz um erro considerável na distribuição do fluxo de calor radiante. A discrepância é similar para valores menores a 8 fontes, tendendo a uma discrepância igual ao modelo de uma única fonte pontual.

Tabela 5.1 – Efeito do número de fatores de ponderação

Q_{tot}=85,18 kW n=0,75 N:	$x_1 = 0,5L_f$			
	8	12	20	60
γ_{f-norm} (%)	7,11	7,23	7,33	7,45
γ_{f-loc} (W/m ²)	301,08	307,46	312,67	318,02
γ_f (Wm ⁻²)	114,19	116,12	117,73	119,65

Os fatores de ponderação do modelo WMPS são baseados em distribuições lineares conforme as equações (2.39) e (2.40). Tendo como referência o centro de coordenadas (x, z) a saída do queimador, o ponto de maior emissão de radiação térmica (ou de máximo fator de ponderação) está localizado no eixo longitudinal da chama em uma altura igual a $z = 0,75L_f$. Em contraste com os dados experimentais, o valor máximo foi observado em uma altura

inferior, próximo a $z = 0,6L_f$ (simples observação). A Tabela 5.2 apresenta o efeito da posição do ponto máximo de emissão de radiação no modelo WMPS. A longitude da distribuição dos fatores de ponderação foi restrita entre ($H_f < z < L_f$). A análise foi realizada para duas chamas com potência de 11,36 kW (ancorada) e 85,18 kW (descolada, $H_f / L_f = 0,15$), sem diluição com CO₂, diâmetro do queimador igual a 7,55 mm e distância radial $x_1 = 0,5L_f$.

Os resultados mostram que para uma chama ancorada, a maior eficiência do modelo WMPS é obtida para $n = 0,65N$ ou numa altura igual a $z = 0,65L_f$, enquanto que, para chamas descoladas, a maior eficiência do modelo WMPS é obtida para $n = 0,45N$ ou na similar altura de $z = 0,6L_f$. A análise foi repetida para outras chamas e distâncias radiais $x_2 = 1,0L_f$ e $x_3 = 2,0L_f$, mostrando a posição do ponto máximo de emissão de radiação estabelecido entre $0,55 < z < 0,65$.

Tabela 5.2 – Efeito do ponto máximo de emissão de radiação térmica.

		$x_1 = 0,5L_f$						
Q_{tot}	n/N:	0,3	0,35	0,45	0,55	0,65	0,75	Max. Exp. (Wm ⁻²)
85,18 kW	γ_{f-norm} (%)	5,7	5,5	5,4	5,9	6,9	7,3	
	γ_{f-loc} (Wm ⁻²)	188,5	173,4	185,9	245,0	307,6	312,67	1606,07
	γ_f (Wm ⁻²)	91,5	88,3	87,2	94,9	111,0	117,73	
11,36 kW	γ_{f-norm} (%)	8,5	7,6	5,5	3,3	1,9	3,1	
	γ_{f-loc} (Wm ⁻²)	135,1	124,4	97,3	65,4	41,6	63,8	706,97
	γ_f (Wm ⁻²)	60,2	53,9	38,9	23,3	13,4	22,1	

A Figura 5.8 apresenta o efeito da variação do ponto máximo de emissão de radiação sobre a distribuição do fluxo de calor radiante. O método SPS também é apresentado na mesma figura, onde é observado a maior discrepância com os dados experimentais. Na pratica é necessário determinar se o modelo está subestimando ou superestimando o fluxo de calor radiante em relação aos dados experimentais. As equações propostas para quantificar as

discrepâncias não revelam esta característica devido que, só quantifica o módulo dos desvios, portanto, sendo necessário a representação gráfica.

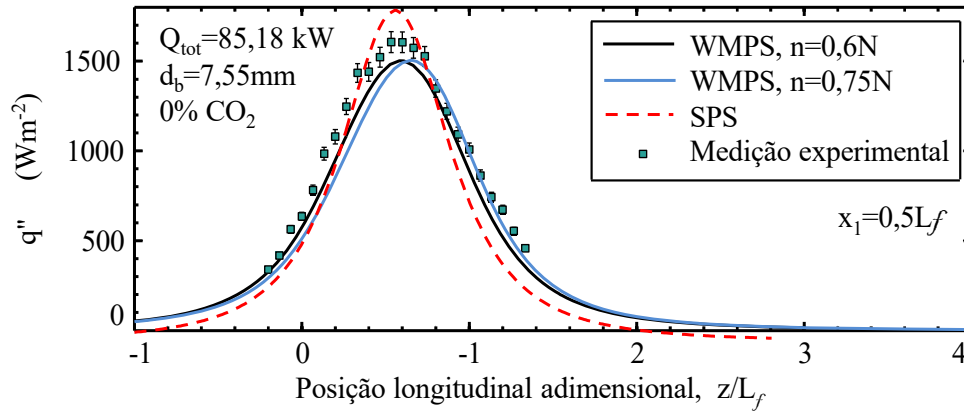


Figura 5.8 – Distribuição do fluxo de calor radiante, em três distâncias radiais.

A Tabela 5.3 apresenta a discrepância dos métodos SPS e WMPS na forma convencional em referência aos dados experimentais de onze chamas com diferentes potências, sem diluição com CO_2 , com diâmetro do queimador igual a $d_b = 7,55 \text{ mm}$, nas três distâncias radiais estudadas neste trabalho. Os resultados demonstram que o método WMPS apresenta menor discrepância com os dados experimentais, sendo similar ao modelo SPS na distância radial $x_3 = 2L_f$. O comportamento é esperado dado que para grandes distâncias radiais a chama se aproxima de uma fonte pontual. Portanto, verifica-se a superioridade do modelo WMPS em relação ao método SPS, especialmente para distâncias radiais próximas à chama.

Tabela 5.3 – Desvio absoluto médio normalizado. Modelos SPS, WMPS_(0,75)

$Q_{tot} \text{ (kW)}$	SPS		WMPS _(0,75)		SPS		WMPS _(0,75)	
	$0,5L_f$	$0,5L_f$	$1L_f$	$1L_f$	$2L_f$	$2L_f$	$2L_f$	$2L_f$
2,84	0,072	0,017	0,033	0,029	0,036	0,039		
5,68	0,149	0,084	0,093	0,087	0,136	0,133		
8,52	0,076	0,055	0,075	0,078	0,028	0,037		
11,36	0,074	0,030	0,040	0,034	0,024	0,031		
14,20	0,088	0,090	0,110	0,113	0,034	0,034		
17,04	0,097	0,100	0,113	0,116	0,096	0,098		
28,39	0,079	0,067	0,071	0,088	0,026	0,039		
39,75	0,077	0,059	0,040	0,022	0,081	0,081		

56,78	0,075	0,063	0,073	0,067	0,290	0,286
68,14	0,128	0,114	0,140	0,118	0,147	0,134
85,18	0,087	0,0733	0,026	0,039	0,039	0,030
γ_{norm} (%)	9,1	6,7	7,4	7,1	8,5	8,6

5.6 Avaliação dos fatores de ponderação pelo método inverso GEO

Com base nos resultados das seções anteriores, o algoritmo GEO é usado com a finalidade de otimizar os parâmetros principais do método WMPS. Duas abordagens são analisadas, a primeira para ajustar a fração radiante e os fatores de ponderação para cada chama. O objetivo é descobrir uma distribuição dos fatores de ponderação que melhor se ajusta aos dados experimentais em relação ao comprimento de chama e com o incremento da potência da chama. Em uma segunda abordagem é empregado um polinômio de grau dois para correlacionar os fatores de ponderação com a potência de chama, sendo a fração radiante calculada para cada chama. O objetivo desta segunda abordagem é determinar polinômios simples para obter os fatores de ponderação e após determinar distribuições do fluxo de calor radiante para chamas de diversas potências.

Para a solução da análise inversa através do método GEO foi empregado um programa escrito em linguagem FORTRAN por Miguel, 2015 para a otimização das distribuições do fluxo de calor radiante com base no método WMPS.

Assim, é definido o modelo convencional $WMPS_{CONV}$, na qual, os fatores de ponderação tomam o comportamento linear proposto por Hankinson e Lowesmith, 2012 e o modelo ajustado $WMPS_{INV}$, na qual os fatores de ponderação são calculados pelo método inverso e determinam uma distribuição dependente de cada abordagem.

O problema de otimização foi estabelecido para recuperar o valor mínimo da função objetivo F_0 atendendo o critério de parada: menor valor da função objetivo com convergência inferior a 0,05%. O problema é definido para ajustar os fatores de ponderação e a fração radiante para prever a distribuição do fluxo de calor radiante atendendo uma curva suave, a qual não é obtida pelas incertezas da medição experimental.

A função objetivo é calculada pela Equação (5.8), o qual é definida pelo somatório dos quadrados da diferença entre o fluxo de calor radiante experimental $q''_{j,f,exp}$ e o calculado pelo método inverso $q''_{j,f,inv}$ em cada ponto de medição j da chama f , sendo J o número total de medições ao longo do comprimento de chama (24) e F o número total de chamas.

$$Fo = \left[\sum_f^F \sum_j^J (q''_{j,f,exp} - q''_{j,f,inv})^2 \right]^{0,5} \quad (5.8)$$

O fluxo de calor radiante estimado pelo método inverso é calculado através da Equação (2.38), onde os fatores de ponderação e a fração radiante são as variáveis de projeto.

Para resolver o problema inverso, o algoritmo parte de uma determinada configuração de parâmetros. A precisão numérica de cada variável de desenho foi constituída como um número binário de oito dígitos, onde com a aplicação da Equação (2.43) se encontra uma precisão $p = 3,9 \times 10^{-3}$, que é uma resolução suficiente para as variáveis em escala de 0 a 1. As avaliações do parâmetro τ foram definidas para uma faixa entre 0,25 a 2,5 com passos de 0,25. Cada valor de τ é considerado 20 inicializações, (Inicializações aleatórios da configuração de bits). O número de avaliações da função objetivo foi estabelecido para $\eta = 500000$. O detalhe de programação do algoritmo GEO encontra-se no trabalho realizado por Miguel et al., 2016, o qual segue o seguinte esquema de operação:

- 1) É atribuído um valor ao parâmetro ajustável do GEO, τ ;
- 2) As fontes pontuais são distribuídas no eixo da chama;
- 3) O valor numérico do conjunto de variáveis de projeto v_n é escolhido aleatoriamente;
- 4) O peso de cada fonte é calculado pela normalização das variáveis de projeto, o valor da fração radiante é dado diretamente pela variável de projeto designado por v_{X_R} ;
- 5) O fluxo de calor estimado em cada ponto é calculado pela Equação (2.38) em todos os pontos em que o fluxo de calor é obtido experimentalmente;
- 6) A distribuição do fluxo de calor obtido do modelo é comparada com a distribuição obtida experimentalmente pela função objetivo, Equação (5.8);
- 7) Cada bit do vetor é invertido pelo GEO e o algoritmo é recomeçado do passo 4 até que todos os bits sejam invertidos;

- 8) Os bits são ordenados do menos adaptado ao mais adaptado, $k=1$ até $k=L_b$ através do valor de adaptabilidade $\Delta Fo = Fo - Fo_{refer}$. O vetor dos bits que corresponde à menor função objetivo é o conjunto mais bem adaptado na minimização, é registrado em conjunto com o valor da função objetivo;
- 9) Um bit é escolhido aleatoriamente para sofrer mutação, e através da comparação de um valor entre 0 e 1 gerado aleatoriamente, com a Equação (2.42) é decidido se o bit deve sofrer mutação. Este passo é repetido até que ocorra mutação de um bit;
- 10) O algoritmo é repetido a partir do passo 4 até que o critério de parada seja alcançado;
- 11) O valor da função objetivo é armazenado e o algoritmo é reiniciado no passo 2 com um novo conjunto de variáveis aleatórias até que o critério de parada seja atingido, o que permite resultados independentes da inicialização;
- 12) O valor médio da função objetivo é armazenado e o algoritmo é reiniciado no passo 1 com outro parâmetro de GEO, τ , assim pode ser feita a escolha do parâmetro;
- 13) São escolhidas as variáveis de projeto com o menor valor da função objetivo do τ com o menor valor médio da função objetivo.

5.6.1 Parâmetros do modelo WMPS não correlacionado

Na primeira abordagem são consideradas chamas de diversas potências na posição radial $x_1 = 2,0L_f$, com diâmetro do bocal do queimador $d_b = 7,55 \text{ mm}$ e sem diluição com CO_2 , sendo o número total de chamas ($F = 11$). Qualitativamente os resultados serão similares para outros grupos de chamas, devido que as variáveis de projeto são calculadas para cada chama e a não correlação entre elas.

O cálculo da função objetivo para cada τ pode ser observado na Figura 5.9a. Três valores diferentes do número de fatores de ponderação foram também avaliados ($N = 8, 20, 60$), onde o menor valor da função objetivo foi atingido para $N = 8$ com $\tau = 0,75$. Portanto o número de variáveis de projeto é igual a $FN + F = 99$. Para garantir o valor mínimo da função objetivo Fo para o melhor τ , a Figura 5.9b apresenta a convergência do valor médio da função objetivo em relação a um número maior de avaliações: $\eta = 2000000$.

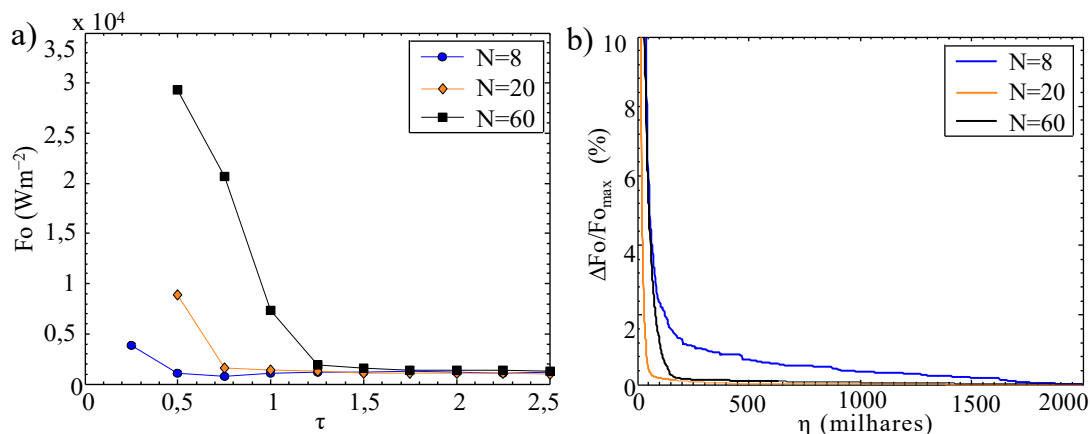


Figura 5.9 – Chamas não correlacionadas. a) Variação da função objetivo em função de τ . b) Convergência da função objetivo

Em resposta à primeira abordagem, a Figura 5.11 mostra os valores dos fatores de ponderação ótimos para ajustar a curva de distribuição aos dados experimentais. O comportamento aleatório foi observado nas onze chamas analisadas, portanto, sendo impossível correlacionar os fatores de ponderação no espaço (ao longo do comprimento de chama) e com o incremento da potência da chama.

Na Figura 5.11 são apresentadas as frações radiantes calculadas experimentalmente e as ajustadas pelo algoritmo GEO. Apesar de ter um comportamento similar, a discrepância máxima foi de 11,9 % para uma potência de chama de 68,18 kW. Observa-se também que os dados ajustados, ficam dentro das incertezas de medição experimental.

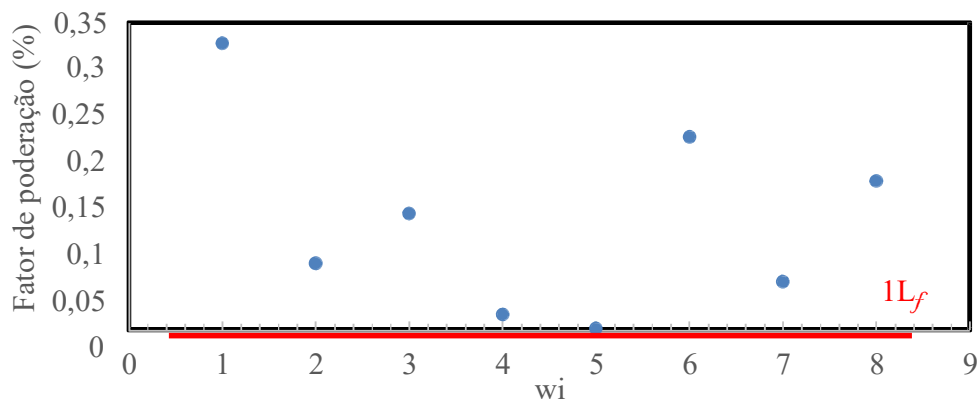


Figura 5.10 – Distribuição típica dos fatores de ponderação ao longo do comprimento de chama ajustada por GEO, primeira abordagem.

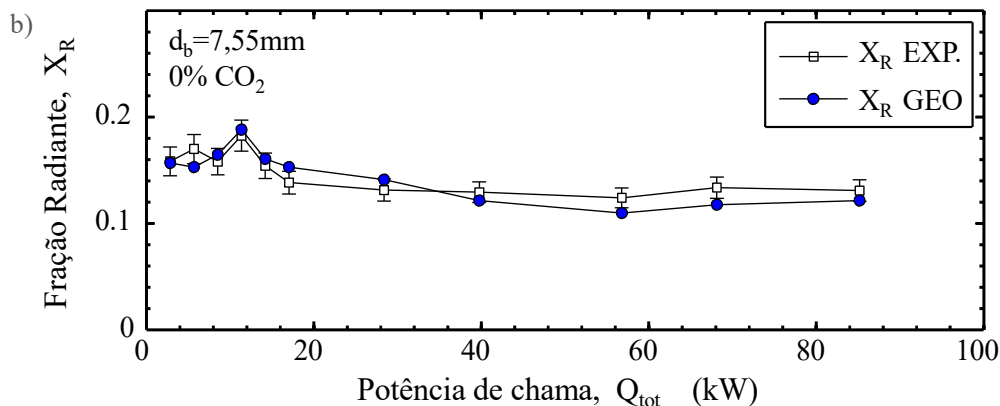


Figura 5.11 – Fração radiante experimental e fração radiante ajustada por GEO

Na Figura 5.12a são mostradas as distribuições do fluxo de calor radiante calculadas pelos três modelos estudados neste trabalho: SPS, $WMPS_{CONV}$ e $WMPS_{INV}$ (primeira abordagem) em conjunto com os dados experimentais.

A distribuição convencional dos fatores de ponderação com ($n = 0,75N$) apresenta bons resultados, mas comumente não consegue prever com alta confiabilidade todas as chamas, enquanto que, com o uso dos fatores de ponderação e a fração radiante calculados pelo algoritmo GEO, a curva de distribuição $WMPS_{INV}$ se ajusta ao comportamento experimental. Isto é esperado devido ao fato de que, o algoritmo GEO reduz a discrepâncias entre o modelo e os dados experimentais.

A diferença entre as áreas observadas nas distribuições do fluxo de calor radiante ($WMPS_{INV}$ e $WMPS_{CONV}$) é relacionada à diferença da fração radiante usada em cada método, X_{R-inv} e X_{R-exp} respectivamente. Portanto, os resultados demonstram que uma pequena variação (3%) da fração radiante afeta fortemente o valor do pico da distribuição do fluxo de calor radiante, principalmente para as regiões mais próximas à chama, enquanto que os fatores de ponderação e o ponto máximo de emissão de radiação regulam as regiões de emissão ao longo do comprimento médio visível de chama.

Os parâmetros ajustados por GEO foram também usados para prever o fluxo de calor radiante para uma distância radial $x_1 = 0,5L_f$ diferente aos dados experimentais introduzidos no algoritmo GEO. Na Figura 5.12b observa-se uma melhora relativa ao modelo convencional e o modelo SPS, mas ainda ineficiente para prever o comportamento para as regiões maiores ao

ponto máximo de emissão de radiação, $z \geq 0,6L_f$. Assim, para melhorar a previsão para diversas distâncias radiais, a segunda abordagem considerou chamas de diversas distâncias radiais.

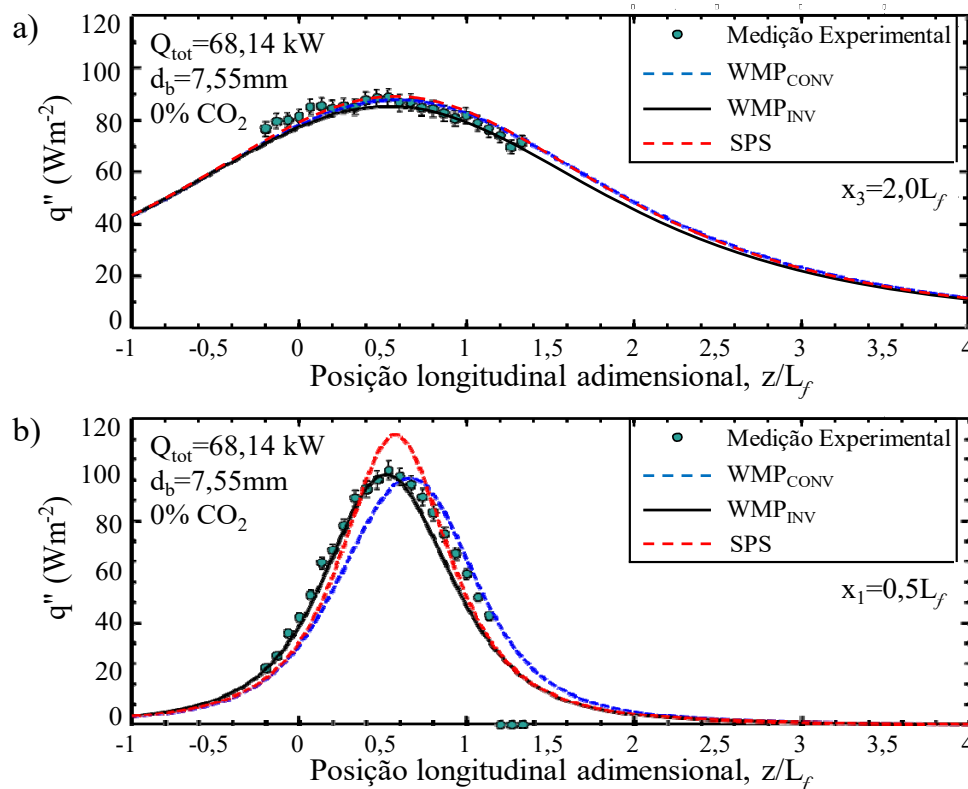


Figura 5.12 – Chamas não correlacionadas. Distribuição do fluxo de calor radiante

5.6.2 Parâmetros do modelo WMPS correlacionado

Na abordagem precedente, o algoritmo GEO ajustou a distribuição do fluxo de calor radiante com os dados experimentais de forma individual (para cada chama). A principal desvantagem é a quantidade de variáveis geradas, sendo impraticável na área de engenharia. Assim, a segunda abordagem está focada em reduzir o número de variáveis necessárias empregando correlações nos fatores de ponderação em função da potência da chama.

Para esta abordagem são usados os resultados de onze chamas nas três distâncias radiais, $x_1 = 0,5L_f$, $x_2 = 1,0L_f$, $x_3 = 2,0L_f$, diâmetro do bocal do queimador $d_b = 7,55 \text{ mm}$ e sem

diluição com CO_2 , fazendo um total de chamas igual a ($F = 33$). Para cumprir o objetivo proposto, as variáveis de projeto w_i foram uma função de um polinômio de grau dois da potência da chama. A fração radiante é ajustada para cada chama, devido à não capacidade de uma correlação para prever X_R com uma precisão na primeira casa decimal.

Um parâmetro auxiliar $D_i(q_f)$, Equação (5.9), é empregado para calcular o fator de ponderação w_i , com $1 \leq i \leq N$, através da Equação (5.10). O parâmetro auxiliar é uma função do polinômio de grau dois da potência da chama adimensional, $q_f = Q_{tot}Q_{ref}^{-1}$, onde Q_{ref} é uma potência de chama de referência. Os coeficientes $A_{D,i}$, $B_{D,i}$ e $C_{D,i}$ são os coeficientes numéricos do polinômio, considerados nesta abordagem como as variáveis de desenho.

$$D_i(q_f) = A_{D,i}q_f^2 + B_{D,i}q_f + C_{D,i} \quad (5.9)$$

$$w_i = \frac{D_i}{\sum_{i=1}^N D_i} \quad (5.10)$$

A Figura 5.13a. apresenta a variação da função objetivo em função do parâmetro τ . Observa-se que o menor valor da função objetivo é atingido para $N=20$ e $N=8$ com $\tau=1$. Para esta condição, o número de variáveis de projeto é $3N + F/3 = 35$, com $N=8$. Para garantir o valor mínimo da função objetivo F_o para o melhor τ , a Figura 5.13b. apresenta a convergência do valor médio da função objetivo em relação a um número maior de avaliações: $\eta = 2000000$.

Comprando-se as duas abordagens propostas neste trabalho, observa-se que o valor mínimo da função objetivo da segunda abordagem é maior em relação à primeira. Isto é devido à somatória das diferenças entre o fluxo de calor estimado e experimental para um maior número de chamas.

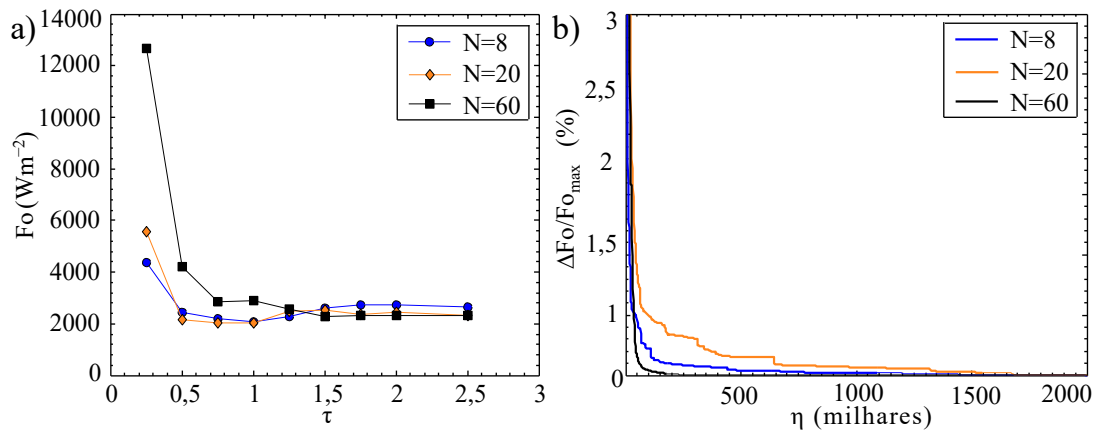


Figura 5.13 – Chamas correlacionadas. a) Variação da função objetivo em função de tau. b) Convergência da função objetivo

A Figura 5.14 apresenta a distribuição do fluxo de calor radiante para uma chama com potência igual a 39,77 kW, sem diluição de gás inerte, diâmetro do bocal do queimador 7,55 mm e diversas distâncias radiais. Observa-se que a segunda abordagem apresenta uma melhora sobre o método $WMPS_{\text{CONV}}$ nas regiões mais próximas à chama (duas primeiras distâncias radiais)

A correlação dos fatores de ponderação com a potência da chama apresentou um baixo ajuste da curva de distribuição do fluxo de calor radiante para algumas chamas. Em termos gerais a segunda abordagem apresentou uma melhora em relação ao método $WMPS_{\text{CONV}}$ e o método SPS. Assim, a eficiência desta abordagem está no menor número de variáveis necessárias para prever o fluxo de calor radiante.

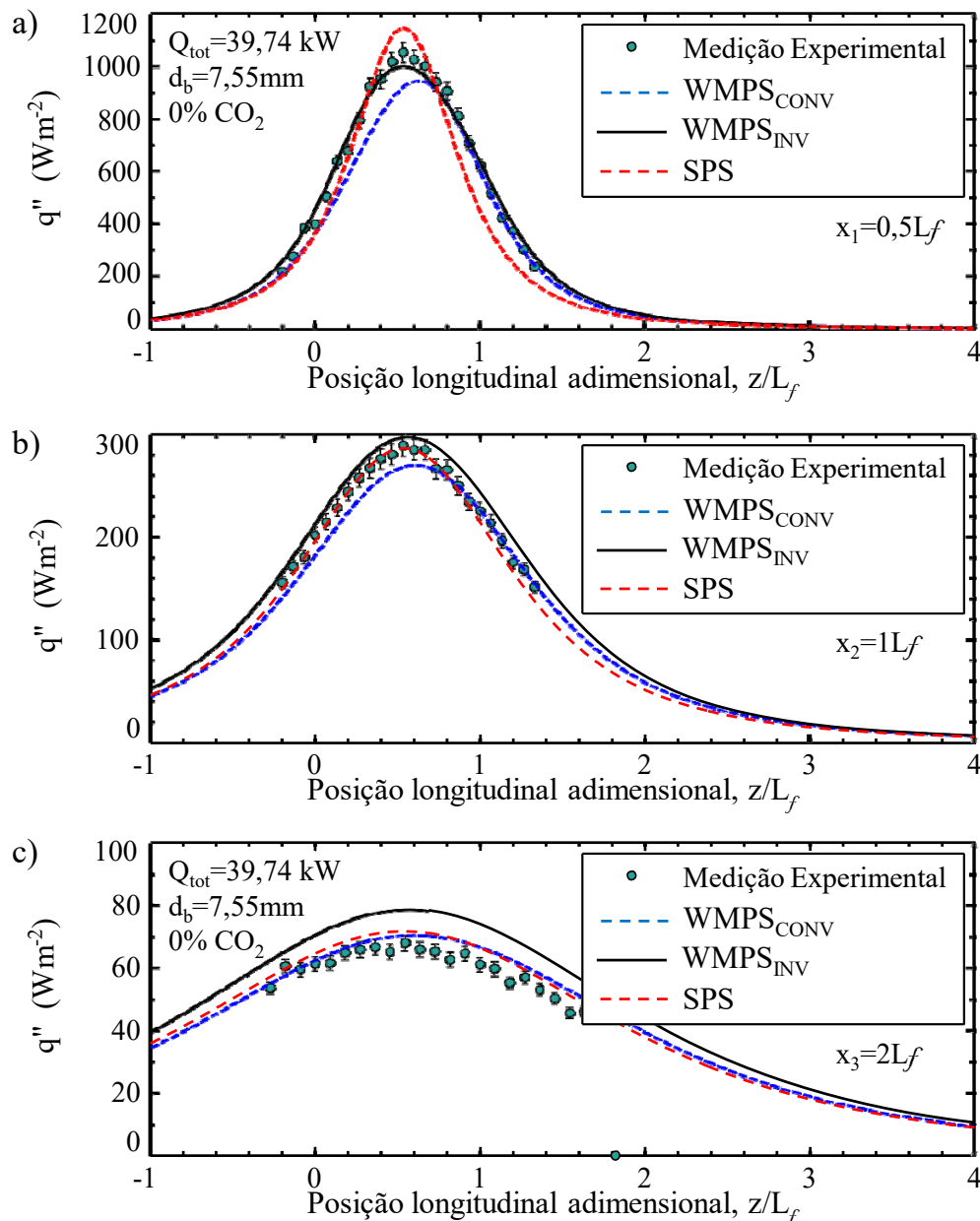


Figura 5.14 – Chamas correlacionadas. Distribuição do fluxo de calor radiante

A Tabela 5.4 apresenta o desvio absoluto médio normalizado da distribuição do fluxo de calor radiante para diversas chamas empregando os métodos WMPS_{CONV} e WMPS_{INV} (segunda abordagem) em relação aos dados experimentais, Equação (5.3). Os desvios para as mesmas chamas empregando o modelo SPS se encontram na Tabela 5.3.

Os resultados mostram uma boa correlação com o uso do modelo inverso para distâncias radiais: $x_1 = 0,5L_f$ e $x_2 = 1L_f$. Pela Equação (5.4) é calculado o desvio absoluto médio

normalizado total. Na região mais próxima, o método WMP_{CONV} apresentou um desvio de 6,7%, onde o modelo inverso apresentou 3,6%. Na distância radial $x_3 = 2L_f$, os dois modelos apresentaram similares discrepâncias. Este último deve-se possivelmente às discrepâncias dos dados experimentais e ao predomínio do método GEO para reduzir os desvios nas distâncias radiais mais próximas à chama.

Tabela 5.4 – Desvio absoluto médio normalizado. Chamas sem diluição

$Q_{tot} (kW)$	WMP_{CONV}	WMP_{INV}	WMP_{CONV}	WMP_{INV}	WMP_{CONV}	WMP_{INV}
	$0,5L_f$	$0,5L_f$	$1L_f$	$1L_f$	$2L_f$	$2L_f$
2,84	0,017	0,017	0,029	0,039	0,039	0,039
5,68	0,084	0,029	0,087	0,023	0,133	0,037
8,52	0,055	0,025	0,078	0,024	0,037	0,103
11,36	0,030	0,025	0,034	0,023	0,031	0,025
14,20	0,090	0,019	0,113	0,027	0,034	0,176
γ_{f-norm} 17,04	0,100	0,035	0,116	0,056	0,098	0,121
28,39	0,067	0,032	0,088	0,019	0,039	0,087
39,75	0,059	0,027	0,022	0,049	0,081	0,182
56,78	0,063	0,040	0,067	0,027	0,286	0,258
68,14	0,114	0,086	0,118	0,014	0,134	0,023
85,18	0,073	0,056	0,039	0,021	0,030	0,037
$\gamma_{norm} (%)$	6,7	3,6	7,1	2,9	8,6	9,9

Esta última abordagem foi empregada para obter os fatores de ponderação e a fração radiante de chamas diluídas com 20 e 40 % de CO_2 . As Tabela 5.5 e Tabela 5.6 apresentam os desvios normalizados dos modelos WMP_{CONV} e WMP_{INV} em referência aos dados experimentais de duas diluições com CO_2 , nas três distâncias radiais, com diâmetro do queimador igual a $d_b = 7,55 mm$. A principal característica é a insatisfatória capacidade para prever os dados experimentais dos dois modelos, WMP_{CONV} e WMP_{INV} .

No modelo convencional foi observado que as discrepâncias com os dados experimentais decorreram de um alto valor da fração radiante, lembrando que, com o incremento da diluição com CO_2 , as discrepâncias de medição são maiores. No uso dos fatores de ponderação e da fração radiante do método inverso se obteve maiores discrepâncias, sugerindo que a abordagem de correlacionar os fatores de ponderação com a potência de chama

não é adequada. Assim, o próximo passo visa em obter só as frações radiantes para cada grupo de diluição com CO₂, mantendo uma distribuição espacial constante dos fatores de ponderação.

Tabela 5.5 – Desvio absoluto médio normalizado. Chamas diluídas com 20% de CO₂

Q_{tot} (kW)	WMP _{CONV}	WMP _{INV}	WMP _{CONV}	WMP _{INV}	WMP _{CONV}	WMP _{INV}
	0,5L _f	0,5L _f	1L _f	1L _f	2L _f	2L _f
2,27	0,145	0,209	0,186	0,270	0,395	0,524
4,54	0,120	0,216	0,172	0,263	0,322	0,560
6,81	0,578	0,734	0,812	1,031	0,944	1,212
9,09	0,276	0,315	0,545	0,609	0,526	0,602
11,36	0,302	0,349	0,459	0,524	0,493	0,571
13,63	0,155	0,340	0,303	0,593	0,541	0,952
22,71	0,131	0,347	0,202	0,496	0,483	0,945
31,80	0,214	0,351	0,319	0,502	0,835	0,727
γ_{norm} (%)	24,07	35,80	37,52	53,66	56,80	76,21

Tabela 5.6 – Desvio absoluto médio normalizado. Chamas diluídas com 40% de CO₂

Q_{tot} (kW)	WMP _{CONV}	WMP _{INV}	WMP _{CONV}	WMP _{INV}	WMP _{CONV}	WMP _{INV}
	0,5L _f	0,5L _f	1L _f	1L _f	2L _f	2L _f
1,70	0,501	0,427	0,725	0,620	1,020	0,874
3,41	0,229	0,519	0,780	1,320	1,175	1,959
5,11	0,482	0,599	0,694	0,857	1,247	1,522
6,81	0,396	0,552	0,628	0,865	1,230	1,646
γ_{norm} (%)	40,24	52,48	70,75	91,58	116,86	150,07

5.7 Conclusões parciais

Um dos principais fatores responsáveis na emissão de calor por radiação é a formação de fuligem na chama. Conforme os valores calculados, a fração radiante para chamas de gás natural sem diluição de gás inerte varia entre 0,1 e 0,2. Já para chamas com menor produção de fuligem ou grande diluição com CO₂ (chamas azuladas), a fração radiante variou entre 0,12 e 0,16.

Para uma diluição constante, chamas com potências inferiores a 25 kW, a fração radiante é devido em maior parte à fuligem. Para chamas com potências maiores que 25 kW, o aumento da vazão produz o descolamento da chama, conseqüentemente, a redução da fração radiante devido a não formação de fuligem e à dependência no volume da chama, adotando um valor aproximadamente constante a $X_R = 0,13$.

Para chamas com potência constante, a adição de CO₂ reduz a fração radiante, pela diminuição na formação de fuligem e pela redução do volume da chama, este último também relacionado com o diâmetro do bocal do queimador.

Com base nas distribuições normalizadas do fluxo de calor radiante, se observou que a curva típica é independente do diâmetro do bocal do queimador e da potência da chama. Já para diluições com CO₂, sugere-se que as distribuições são levemente influenciadas na região após $z = 0,6L_f$.

Resultados do algoritmo GEO mostram a capacidade de ajustar os parâmetros desejados do modelo WMPS, assim, observando distribuições de fluxo de calor radiante estimadas ser similares aos valores experimentais. Os desvios apresentados em algumas chamas (na primeira abordagem) são atribuídos à prevalência do método WMPS em gerar uma curva suave, no qual é distinto com os dados experimentais, pela dificuldade da medição. Embora os parâmetros ajustados do modelo WMPS para cada chama não sejam comumente usados em aplicações de engenharia, os resultados mostram os valores mínimos possíveis dos desvios médios. Na segunda abordagem, a predição da distribuição do fluxo de calor radiante para distâncias radiais menores que $x_2 = 1L_f$ mostrou melhores resultados em comparação à distância radial $x_3 = 2L_f$. Esta vantagem é atribuída à redução do número de variáveis ajustadas.

6 CONCLUSÕES GERAIS

Neste trabalho realizou-se um estudo experimental de estabilidade e emissão de radiação térmica em chamas não pré-misturadas de gás natural diluídas com dióxido de carbono. Inicialmente, fez-se um estudo de métodos de medição do comprimento de chama e altura de levantamento, onde a finalidade era validar um método e quantificar as discrepâncias, comparando estes resultados com dados obtidos por métodos empregados por outros autores. Na sequência, buscou-se caracterizar a geometria das chamas turbulentas e criar um mapa de estabilidade para diversos diâmetros do bocal do queimador, diversas velocidades do jato e diluições com CO₂. Com a estabilidade e detalhes geométricos definidos, o estudo foi dirigido ao levantamento experimental e modelagem da emissão de radiação térmica, sendo que o algoritmo de otimização GEO foi empregado para ajustar parâmetros do modelo.

Metodologia de medição da geometria da chama

Um método de medição para o comprimento de chama e altura de levantamento foi avaliado e considerado como apropriado para caracterizar a geometria da chama. O método de medição por imagens com baixo tempo de exposição apresenta a vantagem de quantificar a incerteza de medição e observar o formato instantâneo de uma chama turbulenta, apesar de precisar de um grande número de imagens (mínimo de 120 imagens).

O método de medição por imagens com alto tempo de exposição foi definido como um método de fácil emprego para estimar o comprimento de chama. Os maiores inconvenientes do método são as incertezas para estabelecer os limites de medição (região não claramente definida entre chama e fundo) e ser um método inadequado para estimar a altura de levantamento;

Estudo de geometria e estabilidade de chama

Com base nos resultados experimentais e nos modelos algébricos encontrados na literatura, foi observado que os parâmetros físicos e térmicos que permitem determinar um estado de estabilidade de uma chama turbulenta são o diâmetro do bocal do queimador, a velocidade média inicial do jato na saída do bocal, a velocidade de chama laminar, a temperatura de chama adiabática, a massa específica e a temperatura de injeção do combustível;

Particularmente, a adição de gás inerte causa a diminuição do crescimento assintótico do comprimento de chama e da taxa de crescimento da altura de levantamento. A velocidade crítica na qual a extinção de chama é extinguida diminui exponencialmente com a adição de CO₂ para um diâmetro do bocal constante;

O incremento do diâmetro do bocal do queimador, amplia os limites de estabilidade, sendo necessário maiores velocidades do jato para atingir a extinção de chama;

Estudo de emissão de radiação térmica

Considerando-se o comportamento das distribuições normalizadas do fluxo de calor radiante, sugere-se que o ponto máximo de emissão se encontra em uma altura diferente ao observado na literatura, sendo recomendado uma altura de $z = 0,6L_f$;

As distribuições são independentes do diâmetro do bocal do queimador e da potência da chama. Portanto, sugere-se que os fatores de ponderação do método WMPS dependem só de uma função espacial ao longo do comprimento médio visível de chama;

Tanto o incremento da potência como a adição de gás inerte, diminuem a fração radiante até um valor mínimo de 0,13 que inibe a formação de fuligem e diminui o volume da chama, quando comparado a uma chama a potência constante.

Sugestões para futuros trabalhos

A independência da distribuição do fluxo de calor radiante com a potência da chama, diâmetro do queimador e da diluição com CO₂, sugere a distribuição dos fatores de ponderação fixa, onde a posição máxima de emissão de fluxo de calor radiante e a fração radiante são parâmetros que devem ser otimizados devido à incerteza de medição experimental.

A ampliação do banco de dados para chamas turbulentas controladas unicamente por quantidade de movimento, observando os efeitos provocados pela turbulência. Isto quer dizer chamas com alta velocidade inicial do jato estabilizadas por um mecanismo de estabilidade.

Com a base no banco de dados experimentais disponível, propor modelos algébricos para prever o comportamento geométrico e térmico das chamas turbulentas. O estudo será desenvolvido baseado na teoria dos melhores modelos encontrados na literatura.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Baillie, S.; Caulfield, M.; Cook, D.; Docherty, P. A phenomenological model for predicting the thermal loading to a cylindrical vessel impacted by high pressure natural gas jet fires, **Process safety and environmental protection**, v. 76, p. 3-13, 1998.

Baukal Jr, C. E. **Heat transfer in industrial combustion**, CRC press. 2000. ISBN: 142003975X.

Becker, H.; Liang, D. Visible length of vertical free turbulent diffusion flames, **Combustion and Flame**, v. 32, p. 115-137, 1978.

Becker, H.; Liang, D. Total emission of soot and thermal radiation by free turbulent diffusion flames, **Combustion and Flame**, v. 44, p. 305-318, 1982.

Birch, A.; Brown, D.; Dodson, M.; Thomas, J. The turbulent concentration field of a methane jet, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 88, p. 431-449, 1978.

Blake, T.; McDonald, M. An examination of flame length data from vertical turbulent diffusion flames, **Combustion and Flame**, v. 94, p. 426-432, 1993.

Boelter, K.; Robert, D.; T, G. J.; C, M. R. Thermoelectric heat flow responsive device, **U. S. P. OFFICE**. 1950. Patent Number: US2493651A. Disponível em: <https://www.google.ch/patents/US2493651>

Boulet, P.; Parent, G.; Acem, Z.; Kaiss, A.; Billaud, Y.; Porterie, B.; Pizzo, Y.; Picard, C. **Experimental investigation of radiation emitted by optically thin to optically thick wildland flames**. Journal of CombustionV. 2011p. 1-8, (2011)

Bradley, D.; Gaskell, P.; Gu, X. The mathematical modeling of liftoff and blowoff of turbulent non-premixed methane jet flames at high strain rates. **Symposium (International) on Combustion**, v. 27, n. 1, p. 1199-1206. 1998.

Bradley, D.; Gaskell, P. H.; Gu, X.; Palacios, A. Jet flame heights, lift-off distances, and mean flame surface density for extensive ranges of fuels and flow rates, **Combustion and Flame**, v. 164, p. 400-409, 2016.

Brittes, R.; França, F. H. A hybrid inverse method for the thermal design of radiative heating systems, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 57, p. 48-57, 2013.

Broadwell, J. E.; Dahm, W. J.; Mungal, M. G. Blowout of turbulent diffusion flames. **Symposium (International) on Combustion**, v. 20, n. 1, p. 303-310. 1985.

Cook, D.; Fairweather, M.; Hammonds, J.; Hughes, D. Size and radiative characteristics of natural gas flares. II: Empirical model, **Chemical engineering research & design**, v. 65, p. 318-325, 1987.

Cha, M.-S.; Chung, S.-H. Characteristics of lifted flames in nonpremixed turbulent confined jets. **Symposium (International) on Combustion**, v. 26, n. 1, p. 121-128. 1996.

Chamberlain, G. Developments in design methods for predicting thermal radiation from flares, **Chemical Engineering Research and Design**, v. 65, p. 299-309, 1987.

Chamberlin, D. S.; Rose, A. The flicker of luminous flames. **Proceedings of the Symposium on Combustion**, v. 1, n. p. 27-32. 1948.

Delichatsios, M. Transition from momentum to buoyancy-controlled turbulent jet diffusion flames and flame height relationships, **Combustion and Flame**, v. 92, p. 349-364, 1993.

Delichatsios, M.; Orloff, L.; Delichatsios, M. The effects of fuel sooting tendency and the flow on flame radiation in luminous turbulent jet flames, **Combustion Science and Technology**, v. 84, p. 199-215, 1992.

Ernst, S. Device for the measurement of heat, **U. S. P. OFFICE**. 1925. Patent Number: US1528383A. Disponível em: <http://www.google.ch/patents/US1528383>

Faeth, G. M.; Gore, J. P.; Chuech, S. G.; Jeng, S.-M. **Radiation from turbulent diffusion flames**. Annual Review of Heat Transferp. 1-38, (1989)

Feese, J. J.; Turns, S. R. Nitric oxide emissions from laminar diffusion flames: effects of air-side versus fuel-side diluent addition, **Combustion and Flame**, v. 113, p. 66-78, 1998.

GasNet. Composição do Gás Natural. <http://www.gasnet.com.br> Brazil, 2017. Disponível em: http://www.gasnet.com.br/gasnatural/gas_completo.asp#gas12. Acesso em 20 de janeiro 2016.

Gore, J.; Faeth, G. M.; Evans, D.; Pfenning, D. Structure and radiation properties of large-scale natural gas/air diffusion flames, v. 10, p. 161-169, 1986.

Hamins, A.; Klassen, M.; Gore, J.; Kashiwagi, T. Estimate of flame radiance via a single location measurement in liquid pool fires, **Combustion and Flame**, v. 86, p. 223-228, 1991.

Hankinson, G.; Lowesmith, B. J. A consideration of methods of determining the radiative characteristics of jet fires, **Combustion and Flame**, v. 159, p. 1165-1177, 2012.

Heskestad, G. Turbulent jet diffusion flames: consolidation of flame height data, **Combustion and Flame**, v. 118, p. 51-60, 1999.

Hoffie, A. F. **Convection Calibration of Schmidt-Boelter Heat Flux Gages in Shear and Stagnation Air Flow**, Virginia Polytechnic Institute and State University, 2006.

Hottel, H. Burning in laminar and turbulent fuel jets. **Symposium (International) on Combustion**, v. 4, n. 1, p. 97-113. 1953.

Houf, W.; Schefer, R. Predicting radiative heat fluxes and flammability envelopes from unintended releases of hydrogen, **International Journal of Hydrogen Energy**, v. 32, p. 136-151, 2007.

Hu, L.; Wang, Q.; Delichatsios, M.; Lu, S.; Tang, F. Flame radiation fraction behaviors of sooty buoyant turbulent jet diffusion flames in reduced-and normal atmospheric pressures and a global correlation with Reynolds number, **Fuel**, v. 116, p. 781-786, 2014.

Hu, L.; Zhang, X.; Wang, Q.; Palacios, A. Flame size and volumetric heat release rate of turbulent buoyant jet diffusion flames in normal-and a sub-atmospheric pressure, **Fuel**, v. 150, p. 278-287, 2015.

Janicka, J.; Peters, N. Prediction of turbulent jet diffusion flame lift-off using a PDF transport equation. **Symposium (International) on Combustion**, v. 19, n. 1, p. 367-374. 1982.

Kalghatgi, G. T. Blow-out stability of gaseous jet diffusion flames. Part I: In still air, **Combustion Science and Technology**, v. 26, p. 233-239, 1981.

Kalghatgi, G. T. Lift-off heights and visible lengths of vertical turbulent jet diffusion flames in still air, **Combustion Science and Technology**, v. 41, p. 17-29, 1984.

Kim, H. K.; Kim, Y.; Lee, S. M.; Ahn, K. Y. Studies on combustion characteristics and flame length of turbulent oxy-fuel flames, **Energy & fuels**, v. 21, p. 1459-1467, 2007.

Langman, A.; Nathan, G. Influence of a combustion-driven oscillation on global mixing in the flame from a refinery flare, **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 35, p. 199-210, 2011.

Lee, B.; Kim, J.; Chung, S. **Effect of dilution on the liftoff of non-premixed jet flames**. Symposium (International) on Combustion, ElsevierV. 25p. 1175-1181, (1994)

Lowesmith, B. J.; Hankinson, G.; Acton, M.; Chamberlain, G. An overview of the nature of hydrocarbon jet fire hazards in the oil and gas industry and a simplified approach to assessing the hazards, **Process safety and environmental protection**, v. 85, p. 207-220, 2007.

Machado, I. M. **Caracterização experimental da radiação térmica emitida por chamas não pré-misturadas de metano diluído com CO₂**, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre-Brasil, 2015.

Markstein, G. Measurements on gaseous-fuel pool fires with a fiber-optic absorption probe, **Combustion Science and Technology**, v. 39, p. 215-233, 1984.

Markstein, G. Relationship between smoke point and radiant emission from buoyant turbulent and laminar diffusion flames. **Symposium (International) on Combustion**, v. 20, n. 1, p. 1055-1061. 1985.

MEDTHERM-CORPORATION. Heat flux transducers and infrared radiometers for the direct measurement of heat transfer rates. **MEDTHERM 64 series** Huntsville, 2017. Disponível em: <http://medtherm.com/>. Acesso em 15 agosto, 2016.

Miake-Lye, R. C.; Hammer, J. A. Lifted turbulent jet flames: a stability criterion based on the jet large-scale structure. **Symposium (International) on Combustion**, v. 22, n. 1, p. 817-824. 1989.

Miguel, R.; Machado, I.; Pereira, F.; Pagot, P.; França, F. Application of inverse analysis to correlate the parameters of the weighted-multi-point-source model to compute radiation from flames, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 102, p. 816-825, 2016.

Miguel, R. B. Aplicação da análise inversa para determinar os parâmetros do modelo de múltiplas fontes ponderadas para estimar o fluxo de calor de uma chama do tipo jato laminar de metano-ar, 2015.

Min, J.; Baillot, F.; Wyzgolik, A.; Domingues, E.; Talbaut, M.; Patte-Rouland, B.; Galizzi, C. Impact of CO₂/N₂/Ar addition on the internal structure and stability of nonpremixed CH₄/Air flames at lifting, **Combustion Science and Technology**, v. 182, p. 1782-1804, 2010.

Modak, A. T. Thermal radiation from pool fires, **Combustion and Flame**, v. 29, p. 177-192, 1977.

Modak, A. T. The burning of large pool fires, **Fire safety journal**, v. 3, p. 177-184, 1981.

Moschetta, M. **Estudo experimental do efeito da diluição do gás natural com dióxido de carbono sobre características de chamas difusivas turbulentas**, Universidade Federal Rio Grande do Sul, Brazil, RS, 2014.

Mungal, M.; O'Neil, J. Visual observations of a turbulent diffusion flame, **Combustion and Flame**, v. 78, p. 377-389, 1989.

Nonaka, H.; Pereira, F. Experimental and numerical study of CO₂ content effects on the laminar burning velocity of biogas, **Fuel**, v. 182, p. 382-390, 2016.

Orloff, L. Simplified radiation modeling of pool fires. **Symposium (International) on Combustion**, v. 18, n. 1, p. 549-561. 1981.

Otsu, N. A threshold selection method from gray-level histograms, **Automatica**, v. 11, p. 23-27, 1975.

Palacios, A.; Muñoz, M.; Casal, J. Jet fires: an experimental study of the main geometrical features of the flame in subsonic and sonic regimes, **AIChE journal**, v. 55, p. 256-263, 2009.

Peters, N.; Williams, F. A. Liftoff characteristics of turbulent jet diffusion flames, **AIAA journal**, v. 21, p. 423-429, 1983.

ReflectiveIndex. Optical constants of ZnSe (Zinc selenide)-reflection calculator. <https://refractiveindex.info> E.U.A., 2017. Disponível em: <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=ZnSe&page=Connolly>. Acesso em 20 outubro, 2016.

Røkke, N. A.; Hustad, J. E.; Sønju, O. K. A study of partially premixed unconfined propane flames, **Combustion and Flame**, v. 97, p. 88-106, 1994.

Santos, A.; Costa, M. Reexamination of the scaling laws for NO_x emissions from hydrocarbon turbulent jet diffusion flames, **Combustion and Flame**, v. 142, p. 160-169, 2005.

Schefer, R.; Houf, W.; Williams, T.; Bourne, B.; Colton, J. Characterization of high-pressure, underexpanded hydrogen-jet flames, **International Journal of Hydrogen Energy**, v. 32, p. 2081-2093, 2007.

Siegel, R. **Thermal Radiation Heat Transfer**, CRC Press. 2001. ISBN: 1560328398.

Sivathanu, Y.; Gore, J. Total radiative heat loss in jet flames from single point radiative flux measurements, **Combustion and Flame**, v. 94, p. 265-270, 1993.

Smith, G. P.; Golden, D. M.; Frenklach, M.; Moriarty, N. W.; Eiteneer, B.; Goldenberg, M.; Bowman, C. T.; Hanson, R. K.; Song, S.; Gardiner Jr, W. GRI-Mech 3.0, 1999, URL http://www.me.berkeley.edu/gri_mech, 2011.

Souil, J.; Joulain, P.; Gengembre, E. Experimental and theoretical study of thermal radiation from turbulent diffusion flames to vertical target surfaces, **Combustion Science and Technology**, v. 41, p. 69-81, 1984.

Sousa, F. L.; Ramos, F. M.; Paglione, P.; Girardi, R. M. New stochastic algorithm for design optimization, **AIAA journal**, v. 41, p. 1808-1818, 2003.

Spalding, D. I. Predicting the laminar flame speed in gases with temperature-explicit reaction rates, **Combustion and Flame**, v. 1, p. 287-295, 1957.

Stratton, B. J. **Determining flame height and flame pulsation frequency and estimating Heat Release Rate from 3D flame reconstruction**, University of Canterbury, 2005.

Turns, S. R. **An introduction to combustion: concepts and applications**. 2da. ed. Boston, McGraw Hill. 2000. ISBN: 0072300965.

Turns, S. R.; Myhr, F. H. Oxides of nitrogen emissions from turbulent jet flames: Part I—Fuel effects and flame radiation, **Combustion and Flame**, v. 87, p. 319-335, 1991.

Vanquickenborne, L.; Van Tiggelen, A. The stabilization mechanism of lifted diffusion flames, **Combustion and Flame**, v. 10, p. 59-69, 1966.

VATELL-CORPORATION. Heat flux sensors - part 1: theory. www.vatell.com Christiansburg, 2017. Diponível em: <http://archives.sensorsmag.com/articles/0199/flu0199/index.htm>. Acesso em 15 agosto, 2017.

Wang, J.-w.; Fang, J.; Guan, J.-f.; Zeng, Y.; Zhang, Y.-m. Flame volume and radiant fraction of jet diffusion methane flame at sub-atmospheric pressures, **Fuel**, v. 167, p. 82-88, 2016.

Wilke, C. A viscosity equation for gas mixtures, **The journal of chemical physics**, v. 18, p. 517-519, 1950.

Wohl, K.; Kapp, N.; Gazley, C. Diffusion Flames. **Third Symposium (International) on Combustion**, v. 3, n. 1, p. 288-300. 1949.

Zhang, X.; Hu, L.; Wang, Q.; Zhang, X.; Gao, P. A mathematical model for flame volume estimation based on flame height of turbulent gaseous fuel jet, **Energy Conversion and Management**, v. 103, p. 276-283, 2015.

Zhou, K.; Jiang, J. Thermal Radiation From Vertical Turbulent Jet Flame: Line Source Model, **Journal of Heat Transfer**, v. 138, p. 042701, 2016.

Zukoski, E.; Cetegen, B.; Kubota, T. Visible structure of buoyant diffusion flames. **Symposium (International) on Combustion**, v. 20, n. 1, p. 361-366. 1985.

APÊNDICE A TRANSDUTOR DE FLUXO DE CALOR RADIANTE

O objetivo da maior parte de pesquisadores é procurar métodos de medição para estimar a transferência de calor em uma superfície conhecida. A dificuldade está em procurar métodos que forneçam uma informação com menor grau de incerteza. Atualmente existem dois métodos principais para estimar o fluxo de calor radiante:

Transdutor de fluxo de calor de tipo Schmidt-Boelter

A aplicabilidade do transdutor para medição de fluxo de calor é atribuída por Boelter et al., 1950, o qual utiliza a investigação realizada por Ernst, 1925, que permite, através de termopares, emitir um sinal elétrico proporcional a uma diferença de temperatura. Assim, foi descoberto que fluxo de calor radiante pode ser estimado a partir de uma termopilha (núcleo de alumínio com termopares). A Figura A.1 apresenta um esquema da montagem do transdutor sobre um corpo composto de um material isolante. Informação adaptada de Hoffie, 2006

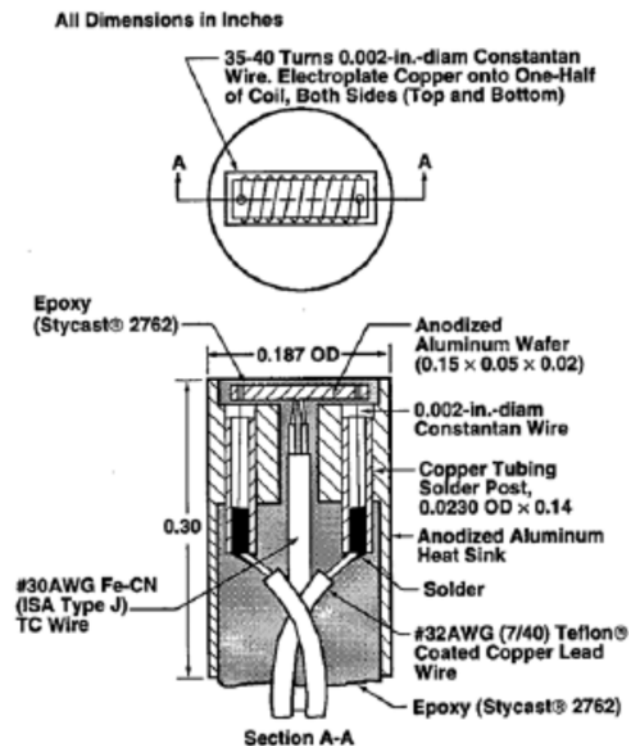


Figura A.1 – Constituição interno do transdutor Schmidt-Boelter.

Transdutor de fluxo de calor de tipo Gardon

Os transdutores de tipo Gardon são também conhecidos como *circular-foil gauge*. O sensor tem a capacidade para medir o fluxo de calor em escala superior a um transdutor de tipo Schmidt-Boelter. A Figura A.2 apresenta um esquema da distribuição de temperatura ao longo da superfície do sensor. Para realizar a medição, a diferença de potencial é uma função da distribuição de temperatura na folha, assim se consegue relacionar o fluxo de calor absorvido em função do sinal elétrico de saída, adaptado de Hoffie, 2006.

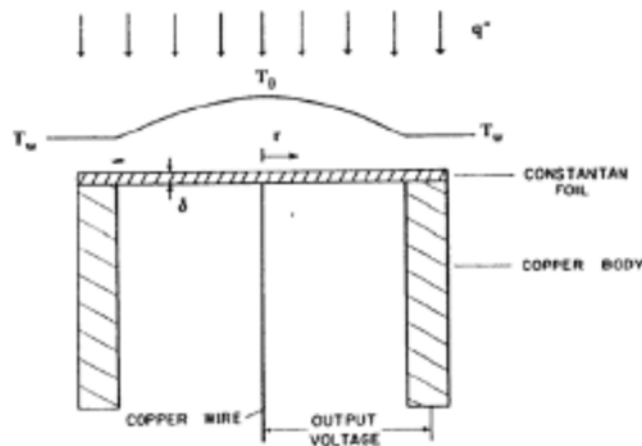


Figura A.2 – Esquema do sensor tipo Gardon.

Transdutores usados no estudo de medição de radiação térmica

Os sensores utilizados para medir o fluxo de calor radiante são da empresa MEDTHERM-CORPORATION, 2017 e VATELL-CORPORATION, 2017. Nas tabelas seguintes são apresentadas as características técnicas dos sensores com base no atestado de calibração. Os sensores têm a capacidade de ser arrefecidos, o que permite manter uma temperatura de referência constante ao longo da medição. Estes possuem uma janela de seleneto de zinco com uma transmitância de 70% em um espectro constante entre 0,7-17 μm e espectro útil entre 0,5-22 μm . Em base ao material que é construído a janela, a refletância em função do ângulo de incidência é apresentada na Figura A.3, adaptada ReflectiveIndex, 2017. Considerando que as ondas eletromagnéticas emitidas pela chama não são polarizadas, isto quer dizer, não têm um ângulo fixo de incidência sobre a janela (referência arbitraria), se observa

que para ângulos menores que 20 graus, a refletância é constante, enquanto que para ângulos maiores a 70 graus, a refletância incrementa exponencialmente. Os sensores têm um campo de visão de 150 graus, portanto o ângulo máximo de incidência é de 75 graus onde a refletância ainda é baixa.

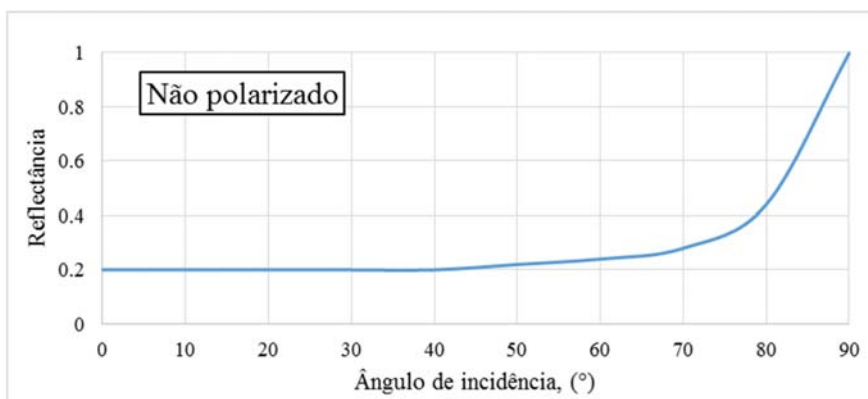


Figura A.3 – Refletância do seleneto de zinco.

Tabela A.1 – Sensor 64-0.5-20/ZnSeW-1C

Empresa	MEDTHERM		
Modelo	64-0.5-20		
Ângulo de visão	150°		
Janela	Sem janela		ZnSe
Absortividade	0,94		0,94
Incerteza	3 %		3 %
Parâmetros Incidentes	Saída máxima	$20.3mV @ 0.5 \frac{W}{cm^2}$	$5.88 mV @ 0.5 \frac{W}{cm^2}$
	Sensibilidade	$16.78 \frac{mV}{W/cm^2}$	$11.76 \frac{mV}{W/cm^2}$
Funcionamento	SENSOR DE TIPO: SCHMIDT-BOELTER		

Tabela A.2 - Sensor 64-5-20/ZnSeW-1C

Empresa	MEDTHERM		
Modelo	64-5-20		
Ângulo de visão	150°		
Janela	Sem janela	ZnSe	
Absortividade	0,94	0,94	
Incerteza	3 %	3 %	
Parâmetros Incidentes	Saída máxima	$8.06mV @ 5 \frac{W}{cm^2}$	$5.61mV @ 5 \frac{W}{cm^2}$
	Sensibilidade	$0.6203 \frac{mV}{W/cm^2}$	$1.122 \frac{mV}{W/cm^2}$
Funcionamento	SENSOR DE TIPO: GARDON		

Tabela A.3 - Sensor TG9000-9

Empresa	VATELL		
Modelo	TG9000-9		
Ângulo de visão	150°		
Janela	Sem janela	ZnSe	
Absortividade	0,94	0,94	
Incerteza	3 %	3 %	
Parâmetros Incidentes	Saída máxima	NA	$9.7mV @ 12 \frac{W}{cm^2}$
	Sensibilidade	NA	$0.81 \frac{mV}{W/cm^2}$
Funcionamento	SENSOR DE TIPO: GARDON		

Devido à diferença da sensibilidade entre os diversos sensores, foram realizadas diversas medições em função do fator de visualização, sendo a finalidade, quantificar a discrepância entre eles para várias intensidades de fluxo de calor radiante. A fonte de calor foi fornecida de um forno de temperatura constante, na qual, a emissão de radiação térmica é emitida desde a superfície interna cilíndrica com dimensões geométricas: diâmetro: 30 mm e longitude 1,2 m. Esta configuração permite assumir o emissor como um corpo negro. Os sensores foram comparados nas seguintes condições:

- Temperatura do forno=1100°C ± 5°C. Tempo de estabilização 2 horas.
- Frequência de aquisição de dados: 3,3 Hz
- Tempo total de medição: 20 s equivalente à 70 medições.

A Tabela A.4 apresenta a medição do fluxo de calor radiante com diversos sensores. Assim, usando como referência o sensor com maior sensibilidade (64-0.5-20/ZnSeW-1C). O desvio absoluto médio normalizado total entre o sensor de referência e sensor 64-5-20/ZnSeW-1C e TG9000-9 é de 5% e 22%. Portanto, fatores de calibração (1,05 e 0,78) são usados para obter o fluxo de calor radiante.

Tabela A.4 – Medição experimental do fluxo de calor radiante com diversos sensores

(m)	64-0.5-0 (Wm⁻²)	64-5-20 (Wm⁻²)	TG9000 (Wm⁻²)
0.5	210.416	206.379	255.670
0.3	553.800	523.219	705.809
0.15	1561.347	1437.597	2039.035
0.1	2561.089	2506.251	3353.905
0.05		4971.375	6488.317

APÊNDICE B ANÁLISE DE INCERTEZAS

Cada medição experimental apresenta um grau de incerteza referente aos equipamentos e à metodologia de medição empregada. Conforme a revisão bibliográfica, as incertezas são classificadas em: tipo A, a qual representa a incerteza calculada pelo desvio padrão de dados aleatórios obtidos experimentalmente, e tipo B, que representa as incertezas calculadas a partir das especificações de calibração do fabricante, da resolução do equipamento e dos procedimentos operacionais.

Para estimar a incerteza de medição proveniente do desvio padrão $S(x_j)$ da variável j , o erro padrão da média δ_S ou por suas siglas em inglês SEM (*standard error of the mean*) é assumido para calcular o grau de incerteza da média, sendo além útil para comparar resultados com diferentes números N de elementos considerados (medições individuais) na amostra. SEM é usualmente calculado a partir da razão do desvio padrão e a raiz quadrada de N . Portanto, torna-se fácil prever que o erro padrão será reduzido com o aumento do número de elementos usados para estimar a média. Para quantificar a faixa das flutuações da amostra será necessário considerar unicamente o desvio padrão. As flutuações da amostra são consideradas para uma confiabilidade do 95% assumindo que os dados apresentam uma distribuição normal, portanto $a = 2$.

$$\delta_S = a \left(\frac{S(x_j)}{N^{0,5}} \right) \quad (\text{B.1})$$

$$S(x_j) = \left[\sum_{i=1}^{n=N} \frac{(x_i - \bar{x})^2}{N_j - 1} \right]^{0,5} \quad (\text{B.2})$$

Por outro lado, para estimar as incertezas provenientes do equipamento e da metodologia foram considerados as seguintes variáveis: a incerteza relacionada ao sistema de medição (posicionamento do equipamento) δ_m , estabelecida como a razão entre a resolução de medição métrica Δx_j e do fator de distribuição, sendo $k = \sqrt{3}$ para medições métricas.

$$\delta_m = \frac{\Delta x_j}{k} \quad (\text{B.3})$$

A incerteza de medição relacionada à calibração e escala do equipamento é dada pela Equação B.4.

$$\delta_e = Ax_j + Bx_j \quad (\text{B.4})$$

sendo A a incerteza característica do equipamento e B a incerteza da escala do equipamento.

Quando uma variável de interesse é uma função das variáveis de aquisição de dados. A propagação de erros pode ser calculada pela primeira aproximação da série de Taylor

$$\delta_C^2 = \sum_{j=1}^J \left(\frac{\partial f}{\partial x_j} \right)^2 [\delta(x_j)]^2 \quad (\text{B.5})$$

A forma simplificada da incerteza combinada para variáveis independentes é calculada pela Equação B.6.

$$\delta_C^2 = \delta_S^2 + \delta_m^2 + \delta_e^2 \quad (\text{B.6})$$

Para estimar a incerteza de medição do comprimento médio visível de chama, se consideraram as incertezas do desvio padrão das medições aleatórias e a resolução visual das imagens das chamas (1px=0,015m).

Na Figura B.1 é apresentada a distribuição de frequências do comprimento médio visível de chama, demonstrando que os dados apresentam uma distribuição normal, portanto as equações antes detalhadas podem ser usadas para o cálculo da incerteza do comprimento de chama. A mesma característica foi apresentada para a altura de levantamento.

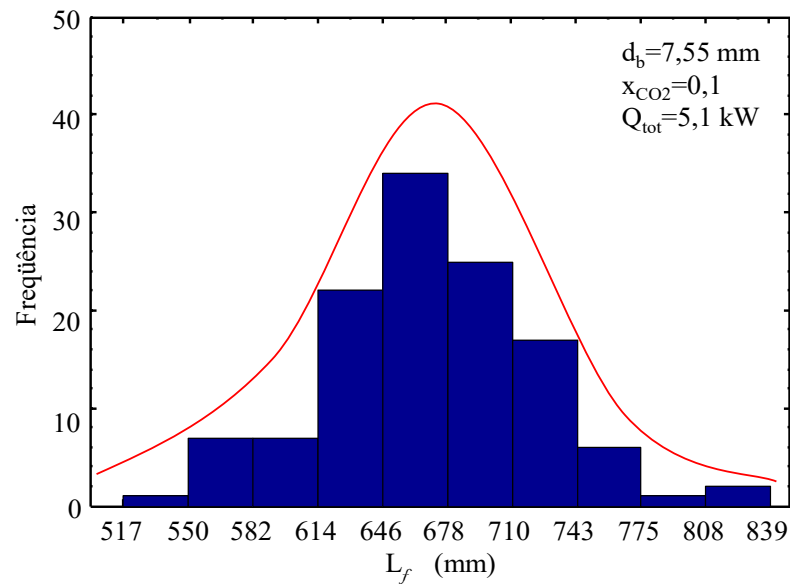


Figura B.1 – Histograma de frequências, comprimento médio visível de chama.

Considerando $N = 300$ como o número de imagens de chamas necessárias para estimar o comprimento médio visível de chama e a altura de levantamento, a incerteza é dada pela Equação B.7. Os mesmos parâmetros e procedimentos são considerados para calcular a incerteza da altura de levantamento da base da chama pois o método de medição empregado é idêntico.

$$\delta_{L_f} = a \left[\left(\frac{S(x_i)}{\sqrt{300}} \right)^2 + \left(\frac{0,015}{\sqrt{3}} \right)^2 \right]^{0,5} \quad (\text{B.7})$$

A Figura B.2 apresenta a incerteza e o desvio padrão do comprimento médio visível de chama e a altura de levantamento da base da chama. Os resultados correspondem às chamas de diversas potências sem diluição com CO_2 e ao diâmetro do bocal do queimador igual a $d_b = 7,55 \text{ mm}$. Como foi mencionado, a incerteza da média ou SEM apresenta valores baixos devido à dependência do número de dados adquiridos, o que explica que, ao tomar uma nova amostra com o mesmo número de imagens e com as mesmas condições experimentais de medição, o valor final estará localizado na região de incerteza.

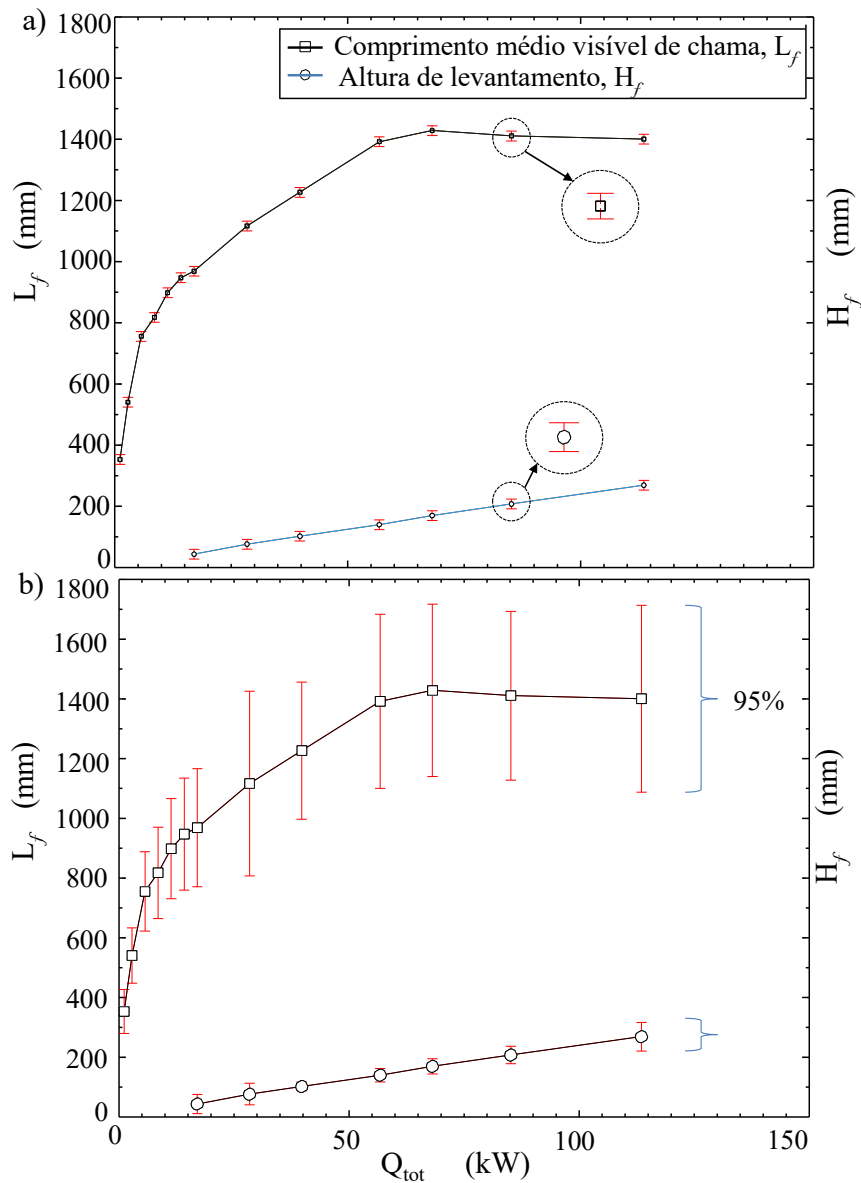


Figura B.2 – Comprimento médio visível de chama e altura de levantamento.
 a) Incerteza SEM, b) Desvio padrão, confiabilidade de 95 %.

O tratamento da incerteza do fluxo de calor radiante é realizado pela Equação B.8. O sinal elétrico emitido contém incertezas tanto da variação do sinal de saída como do sistema de aquisição de dados. A incerteza total é calculada em função do desvio padrão da amostra, a incerteza de calibração do sensor e do sistema de aquisição de dados, *datalogger*. Os sinais fornecidos pelo sensor são adquiridos à frequência de 3,3 Hz, formando uma amostra de 70 medições.

$$\delta_{q''_{exp}} = a \left\{ G \left[\left(\frac{S(x_i)}{\sqrt{70}} \right)^2 + (C\bar{x}_i + D\bar{x}_i)^2 + (P\bar{x}_i + Q\bar{x}_i)^2 \right] \right\}^{0,5} \quad (\text{B.8})$$

sendo \bar{x}_i o valor médio dos sinais adquiridos, C e D a incerteza característica do sensor (3% do sinal) e a repetibilidade do sensor (0,5% do sinal) respectivamente, P e Q a incerteza da aquisição dos dados (0,005% do sinal) e a incerteza da escala de medição (0,004% do sinal) respectivamente. Por fim, G é o fator de sensibilidade ou de calibração do sensor (Wm^{-2}/mV). Como os dados experimentais apresentam uma distribuição normal, portanto, confiabilidade igual a 95 % é assumido $a = 2$,

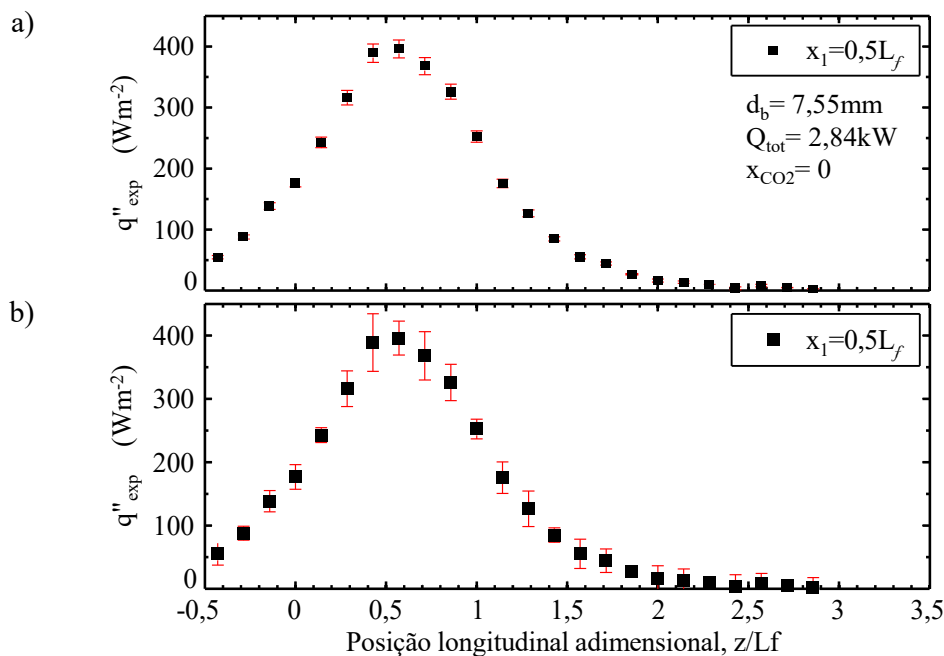


Figura B.3 –Distribuições de fluxo de calor radiante: a) Incerteza SEM, b) Desvio padrão, confiabilidade de 95 %.

A Equação (B.9) apresenta a propagação de incertezas da fração radiante em base a Equação (2.33). onde $\delta_{Q_{tot}}$ é a incerteza da potência da chama proveniente da vazão mássica do combustível, δ_A é a incerteza da área de integração proveniente da distância radial entre o sensor e o ponto médio da chama.

$$\delta_{X_R} = a \left\{ \left(\frac{\partial X_R}{\partial q''_{exp}} \delta_{q''_{exp}} \right)^2 + \left(\frac{\partial X_R}{\partial A} \delta_A \right)^2 + \left(\frac{\partial X_R}{\partial Q_{tot}} \delta_{Q_{tot}} \right)^2 \right\}^{0,5} \quad (B.9)$$

A Figura B.4a apresenta a incerteza pragada da fração radiante (SEM) e a Figura B.4b apresenta a dispersão da fração radiante como resultado das flutuações do fluxo de calor radiante (desvio padrão). Esta última é apresentada por ser anunciada na literatura como incerteza. Para estimar a propagação do desvio padrão é empregada a equação (B.9) onde a incerteza do fluxo de calor radiante considera unicamente o desvio padrão em vez da incerteza da média da amostra experimental.

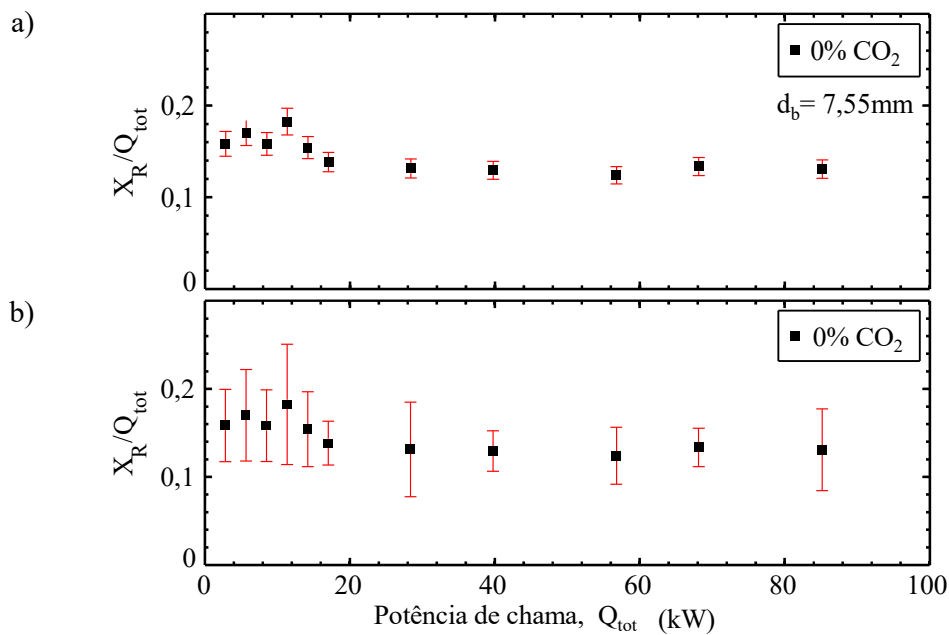


Figura B.4 – Fração radiante: a) Incerteza SEM, b) Propagação do desvio padrão, confiabilidade de 95 %.

Para quantificar as discrepâncias entre os resultados experimentais do fluxo de calor radiante, é proposta a Equação (B.10) para quantificar o desvio absoluto médio normalizado para o valor máximo experimental dos pontos estimados j para uma chama f . A Equação (B.11) quantifica o desvio absoluto médio normalizado total das F chamas

analisadas. Em alguns casos, as variáveis γ_f e γ representaram os desvios absolutos médios não normalizados para o caso que seja imprescindível analisar o valor absoluto do desvio.

$$\gamma_f = \frac{\sum_{j=1}^{J=24} |q''_{j,f,exp} - q''_{j,f,wmps}|}{J(q''_{j,f,exp-max})} \quad (\text{B.10})$$

$$\gamma = \frac{\sum_{f=1}^{f=F} \gamma_f}{F} \quad (\text{B.11})$$

APÊNDICE C TABELA DE PARAMETROS E RESULTADOS

Tabela C.1 - Resumo das características das chamas turbulentas estudadas

x_{CO_2}	Re (10^4)	Potência da chama (kW)	L_f (mm)	Desvio padrão $\sigma - L_f$ (mm)	H_f (mm)	Desvio padrão $\sigma - H_f$ (mm)	Fração radiante X_R (Adim.)	Desvio padrão $\sigma - X_R$ (Adim.)	Tempo de residência τ_G (s)
0,0	0,037	1,1	353,2	36,8					
	0,091	2,8	540,3	46,2			0,158	0,021	0,170
	0,183	5,7	755,4	66,4			0,170	0,026	0,232
	0,274	8,5	817,5	76,7			0,158	0,020	0,196
	0,365	11,4	898,1	83,9			0,183	0,034	0,195
	0,456	14,2	947,0	93,8			0,154	0,021	0,183
	0,548	17,0	968,4	98,9	43,3	16,2	0,138	0,012	0,155
	0,913	28,4	1116,3	154,6	76,2	18,1	0,131	0,027	0,139
	1,278	39,7	1226,4	115,0	102,1	7,4	0,129	0,011	0,130
	1,826	56,8	1391,7	145,6	139,6	11,2	0,124	0,016	0,130
	2,191	68,1	1428,5	144,2	169,3	12,9	0,134	0,011	0,115
	2,739	85,2	1410,5	141,4	207,7	14,7	0,131	0,023	0,086
	3,651	113,6	1400,2	156,5	268,8	23,8			
	4,017	124,9					Extinção de chama		
0,1	0,040	1,0	314,9	38,4					
	0,099	2,6	512,7	41,2			0,130	0,024	0,160
	0,199	5,1	697,1	63,2			0,147	0,019	0,201
	0,298	7,7	783,7	74,5			0,149	0,011	0,191
	0,397	10,2	854,0	72,9			0,160	0,021	0,185
	0,496	12,8	877,2	83,8			0,152	0,019	0,160
	0,596	15,3	904,6	86,1	68,2	12,9	0,130	0,021	0,136
	0,993	25,6	1035,1	96,2	110,3	7,4	0,129	0,010	0,118
	1,390	35,8	1103,2	110,9	137,1	11,5	0,132	0,008	0,100
	1,986	51,1	1143,3	120,0	192,6	14,8	0,124	0,007	0,074
	2,383	61,3	1150,6	119,9	231,1	20,3			
2,880	74,1					Extinção de chama			
0,2	0,043	0,9	285,0	31,7					
	0,107	2,3	459,6	37,5			0,135	0,135	0,129
	0,214	4,5	600,5	67,4			0,120	0,120	0,144
	0,322	6,8	719,4	70,0			0,163	0,163	0,165
	0,429	9,1	785,8	75,3			0,163	0,163	0,161
	0,536	11,4	803,7	79,0	61,5	5,6	0,144	0,144	0,127
	0,643	13,6	815,9	74,4	70,1	5,8	0,133	0,133	0,110

	1,072	22,7	861,7	86,3	110,4	10,3	0,120	0,120	0,074
	1,501	31,8	965,3	86,7	175,9	16,4	0,131	0,131	0,070
	1,651	35,0					Extinção de chama		
	0,046	0,8	249,6						
	0,115	2,0	432,7	35,0			0,135	0,025	0,122
	0,230	4,0	583,2	60,0			0,145	0,021	0,150
	0,345	6,0	690,6	60,1			0,147	0,022	0,166
0,3	0,460	7,9	641,1	90,7	58,7	5,6	0,133	0,014	0,090
	0,575	9,9	685,0	73,0	86,9	8,1	0,133	0,012	0,085
	0,690	11,9	730,3	74,0	110,7	9,8	0,135	0,013	0,083
	0,921	15,9	740,9	71,0	181,3	17,3	0,128	0,010	0,058
	0,944	16,3					Extinção de chama		
	0,049	0,7	239,4						
	0,123	1,7	421,8	37,5			0,133	0,018	0,131
	0,246	3,4	536,8	54,5			0,137	0,025	0,135
0,4	0,369	5,1	534,7	96,2	78,2	21,6	0,138	0,021	0,076
	0,492	6,8	546,9	58,6	140,3	19,7	0,129	0,011	0,053
	0,541	7,5					Extinção de chama		
	0,052	0,6	184,3	19,7					
	0,105	1,1	323,4	35,0			0,147	0,026	0,087
0,5	0,157	1,7	395,3	37,4			0,116	0,017	0,106
	0,209	2,3	456,2	47,0			0,140	0,018	0,123
	0,249	2,7					Extinção de chama		
	0,111	0,9	313,7	46,7			0,144	0,032	0,098
0,6	0,139	1,1	381,0	69,4			0,138	0,017	0,140
	0,167	1,4					Extinção de chama		

Por fim, uma base de dados com 700 distribuições de fluxo de calor radiante foi criada, onde os parâmetros do estudo foram: a distância radial, diâmetro do bocal do queimador, a diluição com CO₂ e a potência da chama. A Tabela C.2 apresenta somente as distribuições do fluxo de calor radiante para chamas de diversas potências, sem diluição com CO₂, distância radial $x_1 = 0,5L_f$ e diâmetro do bocal do queimador $d_b = 7,55 \text{ mm}$. A informação adicional encontra-se na base de dados do grupo de pesquisa do laboratório de combustão/UFRGS.

Tabela C.2 – Distribuição de fluxo de calor Radiante e desvio padrão σ . Chamas sem diluição com CO₂, $d_b=7,55$ mm e distância radial $x_1=0,5L_f$

2,8 kW			5,7 kW			8,5 kW		
z/L_f	q'' (Wm ⁻²)	σ	z/L_f	q'' (Wm ⁻²)	σ	z/L_f	q'' (Wm ⁻²)	σ
-0,43	54,58	8,65	-0,27	86,33	11,85	-0,27	115,39	9,28
-0,29	87,73	5,44	-0,18	112,60	11,77	-0,18	152,45	7,53
-0,14	138,29	8,40	-0,09	159,83	18,70	-0,09	216,49	13,95
0,00	176,62	9,76	0,00	172,84	12,40	0,00	243,65	14,83
0,14	242,72	5,84	0,09	217,87	10,96	0,09	306,76	16,03
0,29	316,00	14,11	0,18	280,93	17,60	0,18	409,76	22,42
0,43	389,05	22,80	0,27	298,23	10,71	0,27	442,41	31,38
0,57	395,97	13,42	0,36	342,84	9,02	0,36	520,18	24,55
0,71	367,87	19,07	0,45	392,05	12,32	0,45	599,36	28,18
0,86	325,98	14,33	0,55	426,35	20,93	0,55	607,08	16,94
1,00	252,27	7,71	0,64	431,54	15,77	0,64	587,77	21,25
1,14	175,39	12,42	0,73	416,33	20,34	0,73	558,72	17,35
1,29	126,33	14,08	0,82	376,27	8,13	0,82	534,44	17,50
1,43	84,68	5,74	0,91	324,46	8,79	0,91	441,89	16,41
1,57	55,13	11,64	1,00	267,17	11,95	1,00	353,65	22,72
1,71	44,12	9,34	1,09	230,51	10,89	1,09	287,80	14,75
1,86	26,62	2,50	1,18	174,49	6,17	1,18	216,14	9,04
2,00	16,31	9,85	1,27	134,17	11,28	1,27	165,65	12,86
2,14	13,58	8,78	1,36	110,83	8,79	1,36	99,21	8,45
2,29	9,96	1,37	1,45	81,40	4,54	1,45	72,47	3,07
2,43	3,67	9,24	1,55	59,46	9,49	1,55	54,55	8,91
2,57	7,98	7,98	1,64	55,09	8,66	1,64	68,71	8,22
2,71	4,75	0,86	1,73	42,63	2,86	1,73	47,40	2,30
2,86	0,90	8,40	1,82	29,42	9,04	1,82	35,25	8,67
11,4 kW			14,2 kW			17,0 kW		
z/L_f	q'' (Wm ⁻²)	σ	z/L_f	q'' (Wm ⁻²)	σ	z/L_f	q'' (Wm ⁻²)	σ
-0,27	127,63	9,96	-0,27	149,80	8,22	-0,27	142,18	9,33
-0,18	168,92	7,65	-0,18	188,19	5,31	-0,18	184,93	9,70
-0,09	245,21	13,97	-0,09	270,02	12,81	-0,09	263,05	12,19
0,00	280,82	11,41	0,00	334,06	18,41	0,00	323,54	18,19
0,09	362,43	6,71	0,09	422,80	13,69	0,09	410,64	18,43
0,18	479,80	17,18	0,18	551,25	26,88	0,18	542,58	28,14
0,27	526,14	21,95	0,27	629,78	18,96	0,27	633,19	20,60
0,36	606,64	21,56	0,36	710,54	12,98	0,36	727,56	16,39
0,45	689,36	30,84	0,45	790,64	24,62	0,45	825,11	28,68
0,55	706,98	20,69	0,55	814,87	28,58	0,55	834,69	22,77
0,64	678,60	15,81	0,64	780,13	35,19	0,64	825,62	23,38
0,73	631,00	24,67	0,73	729,43	29,07	0,73	786,79	24,03
0,82	578,91	19,16	0,82	681,87	16,94	0,82	623,00	21,92

0,91	474,38	18,71	0,91	566,55	12,95	0,91	511,08	13,35
1,00	375,16	20,46	1,00	452,58	18,02	1,00	411,61	17,99
1,09	306,98	18,22	1,09	378,45	16,71	1,09	377,20	19,80
1,18	228,19	11,21	1,18	285,80	11,63	1,18	308,92	12,30
1,27	170,88	14,90	1,27	213,13	15,11	1,27	249,53	17,89
1,36	131,86	9,81	1,36	186,62	12,51	1,36	200,11	10,93
1,45	95,38	4,33	1,45	136,39	5,70	1,45	149,32	4,31
1,55	71,74	9,67	1,55	102,41	11,13	1,55	110,77	9,58
1,64	75,98	9,27	1,64	88,95	7,97	1,64	90,87	8,75
1,73	53,56	2,37	1,73	64,23	3,82	1,73	65,28	3,47
1,82	39,84	9,23	1,82	46,76	8,87	1,82	52,03	9,78
28,4 kW			39,8 kW			56,8 kW		
z/L_f	q" (Wm⁻²)	σ	z/L_f	q" (Wm⁻²)	σ	z/L_f	q" (Wm⁻²)	σ
-0,20	195,66	14,55	-0,20	219,21	11,04	-0,20	251,44	8,95
-0,13	241,38	11,21	-0,13	275,88	7,43	-0,13	314,65	3,68
-0,07	321,43	19,67	-0,07	383,74	15,64	-0,07	413,20	10,89
0,00	360,53	17,36	0,00	398,89	11,81	0,00	459,35	14,02
0,07	438,76	13,14	0,07	503,89	4,95	0,07	561,95	7,70
0,13	547,91	22,50	0,13	638,05	15,38	0,13	703,82	16,90
0,20	584,99	21,74	0,20	678,12	16,11	0,20	776,69	13,22
0,27	675,77	17,84	0,27	794,64	9,97	0,27	892,11	16,95
0,33	771,59	29,37	0,33	922,85	20,39	0,33	1021,91	21,33
0,40	780,78	21,14	0,40	952,14	17,78	0,40	1023,84	16,48
0,47	834,08	15,37	0,47	1017,87	13,54	0,47	1077,99	14,82
0,53	880,53	24,63	0,53	1054,30	20,46	0,53	1113,85	19,64
0,60	951,56	42,29	0,60	1026,07	15,81	0,60	1125,60	19,25
0,67	935,58	44,42	0,67	1001,18	13,40	0,67	1098,32	18,49
0,73	888,55	45,34	0,73	941,70	21,60	0,73	1047,27	26,05
0,80	720,17	21,16	0,80	906,05	20,69	0,80	896,30	16,73
0,87	639,74	37,51	0,87	811,92	19,93	0,87	806,39	13,55
0,93	567,98	21,79	0,93	707,83	25,36	0,93	705,01	20,22
1,00	519,66	25,59	1,00	623,02	16,44	1,00	632,95	19,48
1,07	436,73	18,04	1,07	516,51	10,36	1,07	529,77	15,79
1,13	370,79	22,10	1,13	422,51	16,34	1,13	448,70	20,45
1,20	315,66	13,47	1,20	373,37	12,46	1,20	401,22	17,40
1,27	260,01	13,89	1,27	302,51	13,73	1,27	330,52	17,52
1,33	209,57	11,25	1,33	236,74	10,85	1,33	264,89	15,84
68,14 kW			85,18 kW					
z/L_f	q" (Wm⁻²)	σ	z/L_f	q" (Wm⁻²)	σ			
-0,20	276,41	9,52	-0,20	338,84	8,91			
-0,13	337,69	3,80	-0,13	417,79	5,00			
-0,07	449,04	11,16	-0,07	563,63	10,35			
0,00	525,53	11,97	0,00	635,86	13,00			

0,07	636,58	7,39	0,07	781,37	11,58
0,13	793,84	18,61	0,13	985,06	19,61
0,20	855,27	16,13	0,20	1078,98	20,51
0,27	974,97	9,60	0,27	1247,27	16,72
0,33	1111,86	18,21	0,33	1434,69	25,81
0,40	1154,78	19,89	0,40	1440,84	27,52
0,47	1200,37	15,46	0,47	1521,75	25,88
0,53	1247,25	22,99	0,53	1606,08	30,78
0,60	1216,09	26,18	0,60	1605,00	25,91
0,67	1176,25	29,89	0,67	1573,94	23,52
0,73	1116,64	30,77	0,73	1526,45	27,23
0,80	1040,48	27,64	0,80	1347,99	23,26
0,87	933,60	26,40	0,87	1220,24	20,25
0,93	838,51	26,93	0,93	1092,77	28,17
1,00	739,57	24,61	1,00	1007,44	22,18
1,07	625,11	21,14	1,07	862,47	19,34
1,13	534,40	21,54	1,13	742,40	23,59
			1,20	672,47	27,00
			1,27	553,76	23,52
			1,33	457,93	21,18

APÊNDICE D MODELOS ALGÉBRICOS DE ESTABILIDADE

Tabela D.1 – Modelos de previsão de comprimento de chama

Referência	Condições experimentais	Equação	Gás	Observações
Becker e Liang, 1978	$1 < \xi_L < 20$	$\psi = 0,18 + 0,022\xi_L$	C ₃ H ₈ ,	Chamas com levantamento.
	$\xi_L > 20$	$\psi = -0,58 + 0,064\xi_L$	CH ₄ , C ₃ H ₈ , C ₂ H ₆	Chamas sem levantamento (Hidrogênio)
Kalghatgi, 1984	$2 < \xi_L < 11$	$\psi = 0,20 + 0,024\xi_L$	H ₂ , CH ₄ , C ₃ H ₈ , C ₂ H ₄	
Blake e McDonald, 1993	$10^{-9} < \frac{4\dot{M}}{\pi\rho_\infty g d_{b,eff}^3} < 10^{-6}$	$\frac{L_f}{d_f} = 6,73 \left(\frac{4\dot{M}}{\pi\rho_\infty g d_f^3} \right)^{0,209}$	H ₂ , CH ₄ , C ₃ H ₄ , C ₂ H ₄	Dados experimentais Becker e Liang, 1978, Kalghatgi, 1984 e outros.
Røkke et al., 1994	$3 < Fr < 2,9 \times 10^5$	$\frac{L_f}{d_b} = 33 y_F^{0,4} Fr^{0,2}$	CH ₄ , C ₃ H ₈	Chamas parcialmente pré- misturadas com diversos diâmetros.
Lowesmith et al., 2007	$20 \times 10^3 < Q_{tot} < 350 \times 10^3$	$L_f = 2,8893 Q_{tot}^{0,3728}$	NG, CH ₄ , C ₃ H ₈ , C ₄ H ₁₀	
Bradley et al., 2016	$Q_{tot}^{*0,4} < 100$	$\frac{L_f}{d_b} = 3,4 \left[Q_{tot} \left(C_p T_F \rho_F g^{0,5} d_b^{2,5} \right)^{-1} \right]^{0,4} - 0,6$	H ₂ , CH ₄ , C ₂ H ₂ , C ₂ H ₄ , C ₃ H ₈ , C ₄ H ₁₀ , outros	Chamas em diversas pressões atmosféricas. Dados experimentais de diversos autores.
	$Q_{tot}^{*0,4} > 100$	$\frac{L_f}{d_b} = 1,9 \left[Q_{tot} \left(C_p T_F \rho_F g^{0,5} d_b^{2,5} \right)^{-1} \right]^{0,4}$		

Tabela D.2 – Modelos de previsão de altura de levantamento de chama

Referência	Condições experimentais	Equação	Gás
Kalghatgi, 1984	$20 < \frac{u}{S_l} \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{1,5} < 400$	$H_f = \frac{50 \mu_F u}{\rho_F S_l^2} \left(\frac{\rho_F}{\rho_\infty} \right)^{1,5}$	H ₂ , CH ₄ , C ₃ H ₈ , C ₂ H ₄
Røkke et al., 1994	$31 < Fr < 2,58 \times 10^5$	$\frac{H_f}{d_b} = 1,2 \cdot 10^{-2} y_F^{-0,5} u d_{b,eff}^{-0,7}$	CH ₄ , C ₃ H ₈
Bradley et al., 2016	$\frac{u Re_L^{-0,4} P_i}{S_l P_\infty} < 60$	$\frac{H_f}{d_b} x_F = 0,11 \left(\frac{u Re_L^{-0,4} P_i}{S_l P_\infty} \right)^{-0,2}$	H ₂ , CH ₄ , C ₂ H ₂ , C ₂ H ₄ , C ₃ H ₈ , C ₄ H ₁₀ .
	$\frac{u Re_L^{-0,4} P_i}{S_l P_\infty} > 60$	$\frac{H_f}{d_b} x_F^{0,2} = -54 + 17 \ln \left[\left(\frac{u Re_L^{-0,4} P_i}{S_l P_\infty} \right) - 23 \right]$	

