

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

CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DA RADIAÇÃO TÉRMICA EMITIDA  
POR CHAMAS NÃO PRÉ-MISTURADAS DE METANO DILUÍDO COM CO<sub>2</sub>

por

Isaías Mortari Machado

Dissertação para obtenção do Título de  
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, abril de 2015

CARACTERIZAÇÃO EXPERIMENTAL DA RADIAÇÃO TÉRMICA EMITIDA POR  
CHAMAS NÃO PRÉ-MISTURADAS DE METANO DILUÍDO COM CO<sub>2</sub>

por

Isaías Mortari Machado

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: Dr. Nattan Roberto Caetano

Comissão de Avaliação:

Prof. Dr. Luís Fernando Figueira da Silva, ..... DEM / PUC-RIO

Prof. Ph.D. Francis Henrique Ramos França, ..... PROMEC / UFRGS

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

Prof. Dr. Luiz Alberto Oliveira Rocha

Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 15, abril de 2015

## **AGRADECIMENTOS**

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 meu orientador e 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.

## RESUMO

No presente trabalho é apresentado um estudo do efeito da diluição com inertes sobre as características da transferência de calor por radiação em chamas laminares não pré-misturadas de metano. O trabalho também apresenta um estudo sobre a modelagem do fluxo radiativo proveniente de chamas turbulentas visando à obtenção de fatores de ponderação para o modelo das múltiplas fontes pontuais. Em ambos os estudos, a distribuição do fluxo radiante é obtida através de medições ao longo do eixo da chama e os valores de fração radiante são calculados a partir da integração dessa distribuição. É mostrado qualitativamente que a adição de gás inerte ao combustível propicia a inibição da formação de fuligem. É mostrado quantitativamente que a adição de gás inerte pode reduzir ou ampliar a fração radiante da chama, dependendo do tipo de gás, dos níveis de diluição e do tempo de residência característico da chama. São reportados valores para os fatores de ponderação utilizados no modelo de múltiplas fontes pontuais obtidos experimentalmente a partir de medições nas chamas. O formato da curva formada pelos fatores de ponderação é semelhante para os diferentes níveis de diluição com gás carbônico. A utilização desses fatores de ponderação no modelo de múltiplas fontes pontuais apresenta resultados satisfatórios em comparação com a distribuição dos fluxos radiativos medidos ao longo do eixo da chama.

Palavras-chave: Transferência de calor por radiação; chamas não pré-misturadas; combustível diluído; modelo das múltiplas fontes pontuais.

## **ABSTRACT**

In this work it is presented a study of the effect of fuel dilution with inerts on the radiative heat transfer characteristics of laminar non premixed methane flames. A study on the radiative flux distribution from turbulent flames is conducted in order to obtain weighting factors for the model of multiple point sources. The distribution of radiative heat flux is obtained by measuring the fluxes along the axis of the flame and the radiant fraction is calculated by the integration of such distribution. It is qualitatively shown that the addition of inert gas in the fuel leads to the inhibition of soot formation. It is quantitatively shown that the addition of inert may decrease or increase the radiant fraction depending on gas type, dilution levels and characteristic residence times of the flame. It is also reported values for the weighting factors used in the model of multiple point sources experimentally obtained from measurements. The shapes of the curves formed by the weighting factors are similar for the different dilution levels of carbon dioxide. The use of these weighting factors in the multi-point source model shows satisfactory results in comparison to the distribution of radiative fluxes measured along the flame axis.

**Keywords:** Radiative heat transfer; non premixed flames; diluted fuel; weighted multi-point source model

# ÍNDICE

<b>RESUMO.....</b>	<b>IV</b>
<b>1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
1.1 Motivação .....	1
1.2 Revisão da literatura .....	3
1.3 Objetivos.....	5
1.4 Organização da dissertação .....	6
<b>2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....</b>	<b>7</b>
2.1 Radiação térmica em chamas não pré-misturadas do tipo jato.....	7
2.2 Fuligem.....	9
2.3 Comprimento visível de chama e tempo de residência característico .....	11
2.4 Modelo da fonte pontual.....	14
2.5 Parâmetro C* .....	16
2.6 Modelo das múltiplas fontes pontuais ponderadas .....	18
2.7 Fração radiante .....	20
2.8 Efeitos da diluição com gás inerte .....	23
<b>3 ESTUDO DA RADIAÇÃO EM CHAMAS LAMINARES .....</b>	<b>26</b>
3.1 Introdução.....	26
3.2 Métodos .....	26
3.2.1 Bancada experimental.....	26
3.2.2 Queimador Santoro adaptado .....	27
3.2.3 Sistema de posicionamentos e procedimento de medição.....	29
3.2.4 Sistema para medição de radiação.....	30
3.2.5 Medidores de vazão .....	32
3.2.6 Distribuição do fluxo radiativo – Obtenção e análise de incertezas.....	33
3.2.7 Fração radiante – Obtenção e análise de incertezas .....	35
3.2.8 Medição do comprimento de chama.....	37
3.2.9 Chamas estudadas.....	39
3.3 Resultados e discussões .....	41
3.3.1 Aspectos gerais das chamas estudadas .....	41
3.3.2 Análise do efeito da diluição na radiação emitida por chamas de metano .....	47

3.3.3	Comparação entre os métodos de obtenção de $X_r$ .....	56
3.4	Conclusões parciais .....	58
<b>4</b>	<b>DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DOS FATORES DE PONDERAÇÃO DO MODELO DE MÚLTIPLAS FONTES PONTUAIS .....</b>	<b>60</b>
4.1	Introdução .....	60
4.2	Métodos .....	61
4.2.1	Bancada experimental.....	62
4.3	Resultados e discussões .....	64
4.4	Conclusões parciais .....	71
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES.....</b>	<b>72</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>74</b>
<b>APÊNDICE A</b>	<b>TABELAS DE PARÂMETROS E RESULTADOS.....</b>	<b>80</b>
<b>APÊNDICE B</b>	<b>DISTRIBUIÇÃO DO FLUXO DE CALOR RADIANTE .....</b>	<b>85</b>
<b>APÊNDICE C</b>	<b>TRANSMITÂNCIA ATMOSFÉRICA .....</b>	<b>105</b>
<b>APÊNDICE D</b>	<b>CAMPO DE VISÃO DO SENSOR.....</b>	<b>111</b>
<b>APÊNDICE E</b>	<b>PROPOSTA DE CORREÇÃO PARA O MODELO WMPS.....</b>	<b>114</b>
<b>APÊNDICE F</b>	<b>COMPONENTES DO QUEIMADOR SANTORO ADAPTADO... </b>	<b>118</b>

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Exemplos de chamas não pré-misturadas tipo jato .....	8
Figura 2.2 – Modelo da fonte pontual .....	14
Figura 2.3 – Transmitância atmosférica avaliada para diferentes distâncias S .....	16
Figura 2.4 – Valores da função $C^*$ ao longo do comprimento de chama.....	17
Figura 2.5 – Modelo das múltiplas fonte pontuais .....	19
Figura 2.6 – Distribuição proposta dos fatores de ponderação.....	20
Figura 2.7 – Medição da energia emitida por radiação ao longo do eixo da chama. ....	22
Figura 2.8 – Fração radiante em função do tempo de residência característico.....	23
Figura 2.9 – Temperatura de chama adiabática para queima de $CH_4$ diluído com $CO_2$ e $N_2$ . .	24
Figura 3.1 – Esquema construtivo da bancada experimental .....	27
Figura 3.2 – Vista em corte do queimador Santoro adaptado .....	28
Figura 3.3 – Efeito do escoamento paralelo em chamas laminares.....	29
Figura 3.4 – Transmissividade espectral para uma placa de ZnSe.....	31
Figura 3.5 – Intensidade relativa do sinal recebido pelo sensor.....	32
Figura 3.6 – Sinal adquirido para um ponto experimental .....	34
Figura 3.7 – Técnica de avaliação do comprimento visível de chama .....	38
Figura 3.8 – Estrutura da codificação de chamas .....	40
Figura 3.9 – Imagem das chamas da série “DC” .....	42
Figura 3.10 – Comparativo entre $L_f$ medidos e previstos .....	42
Figura 3.11 – Imagem das chamas da série PC0025C .....	43
Figura 3.12 – Imagem das chamas da série PC0050C .....	43
Figura 3.13 – Imagem das chamas da série PC0050N .....	44
Figura 3.14 – Imagem das chamas da série PC0100C .....	45
Figura 3.15 – Imagem das chamas da série VC0030C.....	46
Figura 3.16 – Imagem das chamas da série VC0050C.....	46
Figura 3.17 – Imagem das chamas da série VC0100C.....	47
Figura 3.18 – Fluxo radiativo em função da posição ao longo da chama .....	48
Figura 3.19 – Parâmetro C para chama PC0025C.00.....	49
Figura 3.20 – Fração radiante e comprimento visível de chama para chamas da série “DC” ..	49
Figura 3.21 – Fração radiante em função do tempo de residência para a série “DC” .....	50

Figura 3.22 – Fração radiante para séries “PC0025C”, “PC0050C” e “PC0050N” .....	51
Figura 3.23 – Efeito da diluição sobre a distribuição do fluxo radiativo .....	52
Figura 3.24 – Fração radiante para chamas da série PC0100C .....	53
Figura 3.25 – Fração radiante para chamas da série “VC” .....	54
Figura 3.26 – Fração radiante em função do tempo de residência para as chamas estudadas ..	55
Figura 3.27 – Comparação entre parâmetros C do estudo e da literatura.....	57
Figura 4.1 – Obtenção dos fatores de ponderação para cada região $j$ .....	61
Figura 4.2 – Aparato para restrição do ângulo de visão do sensor .....	63
Figura 4.3 – Queimador utilizado para chamas turbulentas .....	64
Figura 4.4 – Imagens das chamas de transição estudadas .....	65
Figura 4.5 – Fração radiante em função do tempo de residência para as chamas estudadas ...	66
Figura 4.6 – Fatores de ponderação obtidos .....	67
Figura 4.7 – Comparação entre os fatores de ponderação medidos e os da literatura.....	68
Figura 4.8 – Resultado para chama PC0300C.00.....	69
Figura 4.9 – Resultado para as demais chamas estudadas.....	70
Figura C.1 – Interações da intensidade de radiação com o meio participante.....	105
Figura C.2 – Espectro proposto para chama de metano .....	109
Figura C.3 – Transmitância atmosférica avaliada para o espectro proposto .....	110
Figura D.1 – Intensidade do sinal que atinge o receptor .....	111
Figura D.2 – Intensidade relativa do sinal recebido pelo sensor .....	112
Figura D.3 – Campo de visão do sensor com a restrição de visão .....	113
Figura E.1 – Modelo das múltiplas fonte pontuais padrão .....	114
Figura E.2 – Forma idealizada para a chama e fatores de ponderação.....	115
Figura E.3 – Posicionamento das fontes pontuais .....	115
Figura E.4 – Comparativo entre distribuições de fluxos radiativos .....	116
Figura E.5 – Comparativo das diferenças dos fluxos com e sem correção .....	117

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Características de espectro radiante de chamas de hidrocarbonetos. ....	9
Tabela 2.2 – Fração radiante por combustível.....	22
Tabela 3.1 – Relação de medidores de vazão utilizados. ....	33
Tabela 3.2 – Resumo das características dos gases utilizados. ....	40
Tabela 3.3 – Comparativo entre técnicas de levantamento de $X_r$ .....	56
Tabela 4.1 – Características das chamas estudadas .....	66
Tabela A.1 – Parâmetros das chamas laminares estudadas .....	80
Tabela A.2 – Resumo das características das chamas laminares estudadas .....	82
Tabela A.3 – Características das chamas estudadas no capítulo 4 .....	84
Tabela C.1 – Composição atmosférica para duas condições de umidade relativa .....	109

## LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

CLFF	Comprimento Livre de Formação de Fuligem
GLP	Gás Liquefeito de Petróleo
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)
WMPSC	Modelo de múltiplas fontes pontuais corrigido
UR	Umidade Relativa

## LISTA DE SÍMBOLOS

$B_{L_f}$	Incerteza associada ao sistema de medição do comprimento de chama.
$B_{X_i}$	Incerteza associada ao sistema de medição.
$C$	Relação entre fluxo de calor radiante medido e fluxo radiante teórico obtido com modelo SPS, adimensional.
$C^*$	Relação entre fluxo de calor radiante medido e fluxo radiante teórico obtido com modelo SPS avaliado na distância $R = 0,5L_f$ , adimensional.
$dy$	Elemento diferencial de comprimento na direção vertical, m.
$d_0$	Diâmetro do injetor, m.
$D_\infty$	Difusividade do oxidante avaliada na temperatura do meio, $m^2/s$ .
$DM$	Distância mínima, m.
$E$	Poder emissivo total e hemisférico, $W/m^2$ .
$Fr$	Número de Froude, adimensional.
$Fr_f$	Número de Froude da chama, adimensional.
$f_S$	Fração de mistura estequiométrica, adimensional.
$g$	Aceleração da gravidade, $9,81 m/s^2$ .
$I_j$	Intensidade do sinal medido em uma posição $j$ .
$L_f$	Comprimento visível de chama, m.
$J$	Incerteza característica do sensor.
$K$	Repetibilidade do sensor.
$L$	Incerteza associada ao sinal obtido do sistema de aquisição.
$M$	Incerteza associada à faixa de medição do sistema de aquisição.
$\dot{m}$	Vazão mássica, $kg/s$ .
$N$	Número de pontos avaliados, adimensional.
$n$	Ponto onde o valor de $w_j$ é máximo, adimensional.
$N_A$	Tamanho de uma amostra, adimensional.
$N_V$	Número de variáveis envolvidas, adimensional.
$q''_{crit}$	Intensidade do fluxo de radiação térmica admissível, $kW/m^2$ .
$q''_i$	Intensidade do fluxo de radiação térmica associada a um ponto $i$ , $kW/m^2$ .
$q''_{j,exp}$	Intensidade do fluxo radiativo medido em uma posição $j$ , $kW/m^2$ .

$q_{j,mod}''$	Intensidade do fluxo de radiativo obtido por modelo para uma posição $j$ , kW/m <sup>2</sup> .
$q_{med}''$	Intensidade do fluxo de radiação térmica medida, kW/m <sup>2</sup> .
$Q_f$	Potência de chama, kW.
$Q_{rad}$	Energia emitida por radiação pela chama, kW.
$q^{SPS}$	Intensidade do fluxo de radiação térmica avaliada com modelo <i>SPS</i> , kW/m <sup>2</sup> .
$q^{WMPS}$	Intensidade do fluxo de radiação térmica avaliada com modelo <i>WMPS</i> , kW/m <sup>2</sup> .
$q^{WMPSC}$	Intensidade do fluxo de radiação térmica avaliada com modelo <i>WMPSC</i> , kW/m <sup>2</sup> .
$R$	Distância entre o sensor e o eixo da chama, m.
$R^2$	Coefficiente de determinação, adimensional.
$\hat{S}$	Direção de feixe, adimensional.
$S$	Distância entre dois pontos, m.
$S_{ij}$	Distância entre a posição de um ponto $i$ e de um ponto $j$ , m.
$S_j$	Distância entre dois pontos associada ao ponto $j$ , m
$S_{\bar{L}_f}$	Variância associada ao valor médio do comprimento de chama
$S_s$	Fração molar entre oxidante e combustível para queima completa, adimensional
$S_{\bar{X}_i}$	Variância associada ao valor médio de uma grandeza $i$ .
$T$	Temperatura, K.
$t$	Distribuição t de Student
$T_f$	Temperatura característica da chama, K.
$T_{ref}$	Temperatura de referência, K.
$T_0$	Temperatura do combustível durante a injeção, K.
$T_\infty$	Temperatura do meio, K.
$U_{L_f}$	Incerteza associada ao comprimento visível de chama, m.
$U_{q_{med}}''$	Incerteza associada ao fluxo radiativo medido, kW/m <sup>2</sup> .
$U_R$	Incerteza associada a uma grandeza qualquer
$U_{X_i}$	Incerteza associada ao valor de uma grandeza
$U_{X_R}$	Incerteza associada à fração radiante
$u_0$	Velocidade de injeção do jato de combustível, m/s.
$V_0$	Vazão volumétrica de combustível, m <sup>3</sup> /s.
$W_f$	Diâmetro da chama, m.
$w_j$	Fator de ponderação associado a um ponto $j$ , adimensional.

$X_r$	Fração Radiante, adimensional.
$X_i$	Valor de ocorrência de uma grandeza $i$ .
$\bar{X}_i$	Valor médio de uma grandeza $i$ .
$Z$	Função qualquer.
$\Delta y$	Diferença de altura entre duas posições consecutivas, m.
$\varepsilon$	Emissividade, adimensional.
$\rho_f$	Massa específica da chama, kg/m <sup>3</sup> .
$\rho_0$	Massa específica do combustível na saída do injetor, kg/m <sup>3</sup> .
$\rho_\infty$	Massa específica do oxidante, kg/m <sup>3</sup> .
$\sigma$	Constante de Stefan-Boltzmann, $5,6704 \times 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$ .
$\tau_G$	Tempo de residência característico, s.
$\tau_S$	Transmitância, adimensional
$\varphi$	Ângulo entre feixe de radiação incidente e a normal da face do sensor, radianos.
$\varphi_{ij}$	Ângulo entre feixe de radiação incidente e a normal da face do sensor associado aos pontos $i$ e $j$ , radianos.
$\varphi_j$	Ângulo entre feixe de radiação incidente e a normal da face do sensor associado a um ponto $j$ , radianos.

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Motivação

A energia liberada pela reação de combustão é transferida para o meio principalmente por convecção e radiação. A radiação é um modo de transferência de calor que ocorre por meio de ondas eletromagnéticas ou fótons emitidos pelas oscilações do estado energético dos elétrons presentes na matéria [Modest, 2003]. Essas ondas eletromagnéticas são conhecidas por se propagarem à velocidade da luz no meio. Ao contrário da transferência de calor por condução e convecção, a transferência de calor por radiação não necessita de um meio material para se propagar. Além disso, ela é função da quarta potência da temperatura, enquanto os outros modos possuem dependência aproximadamente linear. Essa característica faz com que a importância da radiação seja amplificada com o aumento da diferença de temperatura entre receptor e emissor.

A energia emitida por radiação pela chama pode ser desejável para algumas aplicações, como o aquecimento de materiais que não devem entrar em contato com os produtos da combustão, o aquecimento de ambientes e em fornos, mas também pode ser indesejável por reduzir a eficiência de motores de combustão interna e por questões de segurança em sistemas nos quais a chama não é fisicamente isolada de pessoas e equipamentos.

Existem duas configurações limites de reação de combustão. A primeira é quando o combustível e o comburente são pré-misturados antes de reagir; sendo chamadas de chamas pré-misturadas. A segunda é quando o combustível e o comburente estão inicialmente separados e a reação ocorre conforme se dá a mistura entre os mesmos; neste caso, têm-se chamas não pré-misturadas. Chamas não pré-misturadas de hidrocarbonetos se caracterizam pela cor amarelada oriunda da presença de fuligem e em geral emitem mais radiação do que chamas pré-misturadas de mesma potência.

As chamas não pré-misturadas podem ser de dois tipos principais: as chamas do tipo combustão em piscina e as chamas tipo jato. Chamas de piscina são aquelas nas quais o combustível queima a partir de uma poça na base da chama, ou seja, a injeção de combustível

depende da taxa de vaporização da poça. São chamas controladas por forças de empuxo. Chamas do tipo jato são aquelas em que o combustível é fornecido através de um bico injetor sob a forma de jato, ou seja, apresentam uma velocidade inicial do combustível; nestas chamas, o conjunto de características de operação é que determina se o efeito predominante é o do empuxo gerado pela chama ou da quantidade de movimento do jato, representado pelo número de Froude.

Um exemplo de chamas tipo jato são as que ocorrem nos processos de *flaring*. O *flaring* é o processo de combustão mais utilizado para eliminação segura de grandes quantidades de rejeitos (gases e vapores inflamáveis) das indústrias de óleo [Brzustowski, 1976]. O *flaring* é realizado em um queimador chamado *flare*. A função primária de um *flare* é converter vapores inflamáveis, corrosivos ou tóxicos em compostos menos problemáticos através do processo de combustão. A utilização desses sistemas nas indústrias exige o aprimoramento do conhecimento sobre as características da transferência de calor por radiação em chamas. Saber o quanto de calor é emitido por radiação pela chama de um *flare* e as características desta radiação são indispensáveis para o projeto do sistema, que visa à segurança de pessoas e equipamentos. Os combustíveis queimados são, normalmente, misturas de hidrocarbonetos leves com hidrocarbonetos pesados e outras impurezas, como o gás carbônico e outros gases inertes.

Chamas de hidrocarbonetos puros ou de misturas de combustíveis são assunto de diversos estudos presentes na literatura. Entretanto, o efeito da diluição do combustível com inertes sobre as características de radiação dessas chamas é pouco explorado. A crescente utilização de fontes de energia alternativa como o biogás evidencia a necessidade do estudo dos efeitos da diluição de combustível com CO<sub>2</sub>, uma vez que este gás é comumente encontrado misturado ao metano proveniente da decomposição de biomassa. O gás carbônico também está presente no gás natural proveniente de novas fontes de petróleo, como na camada pré-sal brasileira, que, segundo Pagot, 2014, pode chegar a mais de 50% em volume.

A modelagem da transferência de calor por radiação em processos de combustão é uma tarefa difícil. As perdas de calor em uma chama estão acopladas com os mecanismos de combustão, influenciando diretamente as taxas de reação. Soluções numéricas são amplamente pesquisadas, porém necessitam de um investimento computacional muito elevado para a maioria das aplicações industriais, evidenciando a necessidade de modelos simplificados para a aplicação em projetos de engenharia.

A modelagem da transferência de calor por radiação em chamas necessita, além dos modelos de cinética química, incluindo a formação de fuligem, e radiação, modelos de turbulência e das interações cinética-turbulência e radiação-turbulência, o que agrega maiores incertezas aos resultados. Além disso, chamas turbulentas frequentemente apresentam incertezas elevadas associadas aos dados coletados em experimentos, o que pode ser problemático quando se necessita validar modelos numéricos envolvendo radiação. Neste contexto, torna-se importante obter dados experimentais para chamas laminares com o objetivo de realizar a validação desses modelos em uma condição simplificada, sem a influência das flutuações turbulentas.

Neste trabalho, serão estudadas chamas não pré-misturadas de metano diluídas com gás carbônico, buscando-se explorar o efeito da diluição sobre a radiação térmica emitida. Serão avaliadas tanto chamas laminares como chamas turbulentas, gerando resultados que podem ser usados para a validação de modelos numéricos. Também serão estudadas formas simplificadas de modelar a radiação térmica proveniente destas chamas.

## 1.2 Revisão da literatura

Um dos objetivos do estudo da radiação emitida por chamas é conhecer a intensidade do fluxo de calor radiante incidente em uma região localizada a uma determinada distância da chama. A intensidade do fluxo radiativo em uma dada região, no caso de *flares*, por exemplo, é critério para determinação do posicionamento do sistema e das características de risco para quem necessitar acessar as áreas próximas da chama.

Um conceito muito utilizado para definir radiação em chamas é a fração radiante ( $X_r$ ). O  $X_r$  pode ser definido como a razão entre a energia emitida pela chama por radiação térmica e a energia total liberada pela chama. Estudos anteriores em chamas turbulentas de grande porte observaram que a fração radiante está relacionada com o tipo de combustível [Lowesmith et al., 2007], sendo que, de modo geral, quanto maior for a razão entre átomos de carbono e hidrogênio na molécula do combustível, maior é a fração radiante, comumente associada com a maior tendência à formação de fuligem. Também é observada a dependência direta da fração radiante com o tempo característico de residência da chama [Molina et al., 2007; Turns e Myhr, 1991; Houf e Schefer, 2007].

A verificação experimental do fluxo radiativo emitido por uma chama pode ser realizada por dois métodos principais: com a medição em um único ponto, considerando que a chama pode ser aproximada por uma fonte pontual, ou com diversas medições ao longo de uma superfície virtual que cerca a chama.

O modelo da fonte pontual é o mais simples e o mais utilizado para a obtenção da fração radiante [Turns e Myhr, 1991; Markstein, 1977; Hamis et al., 1991; Becker e Liang, 1982]. Apesar de fornecer bons resultados para a maioria dos casos, este modelo não é aplicável para regiões próximas da chama (menos de dois comprimentos visíveis de chama) [Hankinson e Lowesmith, 2012] e exige atenção especial no termo da transmitância, que é dependente da distância entre fonte e receptor.

A outra possibilidade para medir a radiação emitida pela chama é a realização de medidas de fluxo de calor radiante ao longo do eixo da chama, formando uma superfície virtual que englobe a chama. Este método é encontrado em alguns estudos de chamas não pré-misturadas turbulentas de hidrogênio [Gore et al., 1987], monóxido de carbono [Faeth et al., 1987], metano [Gore et al., 1986 e Jeng e Faeth, 1984] e etileno [Gore e Faeth, 1988]. Com este método, obtém-se a distribuição dos fluxos de calor radiante ao longo de um eixo paralelo ao eixo da chama e, por integração numérica, a fração radiante.

A adição de diluentes ao combustível causa alterações nas propriedades da chama. Em chamas turbulentas de combustíveis compostos por hidrocarbonetos diluídos com nitrogênio, segundo Turns et al., 1993, observa-se que o aumento da diluição reduz o comprimento visível, o tempo de residência, a fração radiante e a temperatura de chama adiabática. O comprimento visível e o tempo de residência são reduzidos devido à redução da quantidade de combustível a ser queimada, enquanto que a temperatura de chama adiabática é reduzida devido à menor disponibilidade de energia para aquecer os produtos da combustão.

Em chamas laminares de GLP (gás liquefeito de petróleo) diluído com nitrogênio, segundo Mishra e Kumar, 2010, a fração radiante é reduzida conforme é aumentada a fração molar de diluente no combustível. Essa redução é causada não só pela diminuição da temperatura de chama, mas também pela redução da fração de fuligem. A redução na fração de fuligem é evidenciada pela redução da luminosidade amarela e pelo aumento do comprimento livre de formação de fuligem, que é a região entre o bocal do injetor e o início da região com luminosidade amarelada na chama.

Sob o ponto de vista de modelagem da radiação emitida por uma chama, a simulação numérica é uma opção que pode gerar bons resultados, mas exige elevado custo pessoal e computacional. Modelos como o da fonte pontual possuem grande aplicabilidade, porém são limitados às regiões afastadas da chama. Uma alternativa é a utilização de modelos de múltiplos pontos, no qual a chama é aproximada por diversas fontes pontuais, sendo que cada ponto é responsável por uma parcela do fluxo radiativo emitido [Hankinson e Lowesmith, 2012]. Este modelo é uma ferramenta com grande potencial para a modelagem da radiação em chamas, porém é pouco explorado na literatura.

Os efeitos da adição de gás inerte ao combustível sobre as características de transferência de calor por radiação em chamas são ainda pouco explorados na literatura. A grande maioria dos estudos restringe-se a chamas turbulentas de combustível puro [Molina et al., 2007; Houf e Schefer, 2007; Lowesmith et al., 2007; Markstein, 1977; Jeng e Faeth, 1984] e com diluição com nitrogênio [Turns et al., 1993; Mishra e Kumar, 2010], sendo avaliado o efeito na formação de fuligem e emissão de  $\text{NO}_x$ . Poucos estudos experimentais tratam do efeito da diluição com gás carbônico e nitrogênio sobre a fração radiante. O efeito da adição de gás carbônico em chamas laminares é reportado em Turns et al., 1993, porém são analisados somente os efeitos sobre a morfologia da chama.

### 1.3 Objetivos

O objetivo do presente trabalho é a caracterização experimental da radiação emitida por chamas de metano diluído com  $\text{CO}_2$ . Dentro dessa caracterização, é realizada uma análise do comportamento da fração radiante e da distribuição da emissão de radiação ao longo da chama, para diferentes frações molares e espécies de diluente.

Visando ao aperfeiçoamento do modelo de múltiplas fontes pontuais para predição do fluxo radiativo proveniente de chamas, é proposto um método experimental para obtenção dos fatores de ponderação das fontes pontuais.

A realização do estudo depende da realização de alguns objetivos intermediários, entre eles:

- Especificar e adquirir o sistema para medição de radiação;

- Construir a bancada e o queimador para o estudo de radiação em chamas laminares;
- Realizar os estudos em chamas laminares com diferentes diluições, obtendo as distribuições dos fluxos radiativos e as frações radiantes;
- Construir o queimador para estabilizar chamas com maior velocidade de injeção;
- Projetar e construir um sistema para restrição do ângulo de visão para medição de radiação de forma localizada para obtenção dos fatores de ponderação;
- Avaliar a aplicação dos fatores de ponderação obtidos experimentalmente no modelo de múltiplas fontes pontuais.

#### **1.4 Organização da dissertação**

A dissertação é organizada em cinco capítulos. No primeiro são apresentados uma introdução ao assunto, uma revisão da literatura e os objetivos do estudo. No segundo capítulo é apresentada a fundamentação teórica, na qual são abordados os principais assuntos envolvidos no estudo. No terceiro capítulo são apresentados os métodos, os resultados e discussões e as conclusões parciais sobre o estudo do efeito da diluição do combustível sobre as características de troca térmica por radiação em chamas laminares. No quarto capítulo são apresentados os métodos, os resultados e discussões e as conclusões parciais sobre a obtenção experimental de fatores de ponderação para o modelo de múltiplas fontes pontuais. No quinto e último capítulo são apresentadas as conclusões gerais do estudo.

## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1 Radiação térmica em chamas não pré-misturadas do tipo jato

Chamas do tipo jato são aquelas em que, na maioria das aplicações práticas, o combustível é injetado em uma atmosfera oxidante. A atmosfera pode estar em repouso ou ser dotada de uma velocidade. Atmosferas com velocidade paralela ao jato de combustível são utilizadas em alguns casos para proteger e/ou estabilizar a chama.

Chamas do tipo jato podem ser classificadas quanto ao regime de escoamento em três tipos: chamas laminares (Figura 2.1a), chamas de transição do regime laminar para o turbulento (Figura 2.1b) e chamas turbulentas (Figura 2.1c). Na Figura 2.1a podem ser identificadas regiões características de chamas não pré-misturadas. A chama é representada pelo contorno azulado presente nessa mesma imagem. A região amarela e a alaranjada no interior da chama é onde ocorre a formação da fuligem. A região azul abaixo da região alaranjada é a região onde não há formação de fuligem, a altura desta região é chamada de comprimento livre de formação de fuligem (CLFF).

No caso de chamas de transição, Figura 2.1b, observa-se que a região ocupada pela chama não é estática, sendo observadas oscilações no comprimento visível de chama instantâneo e na própria forma da chama. As regiões identificadas na chama laminar não são facilmente observadas devido à movimentação das estruturas da chama. Observa-se também que a superfície da chama sofre distorções e dobramentos, que, por ventura liberam bolsões de combustível que são queimadas separadas da chama inicial. Nas chamas turbulentas, Figura 2.1c, observa-se que há uma evolução das distorções observadas na Figura 2.1b, formando estruturas de turbulência bem definidas e distribuídas ao longo de toda a chama.

Nos três casos de regime de escoamento observa-se a luminosidade amarelada (ou alaranjada) proveniente da fuligem. A presença de fuligem em uma chama faz com que a parcela de calor trocada pela chama com o meio seja intensificada.

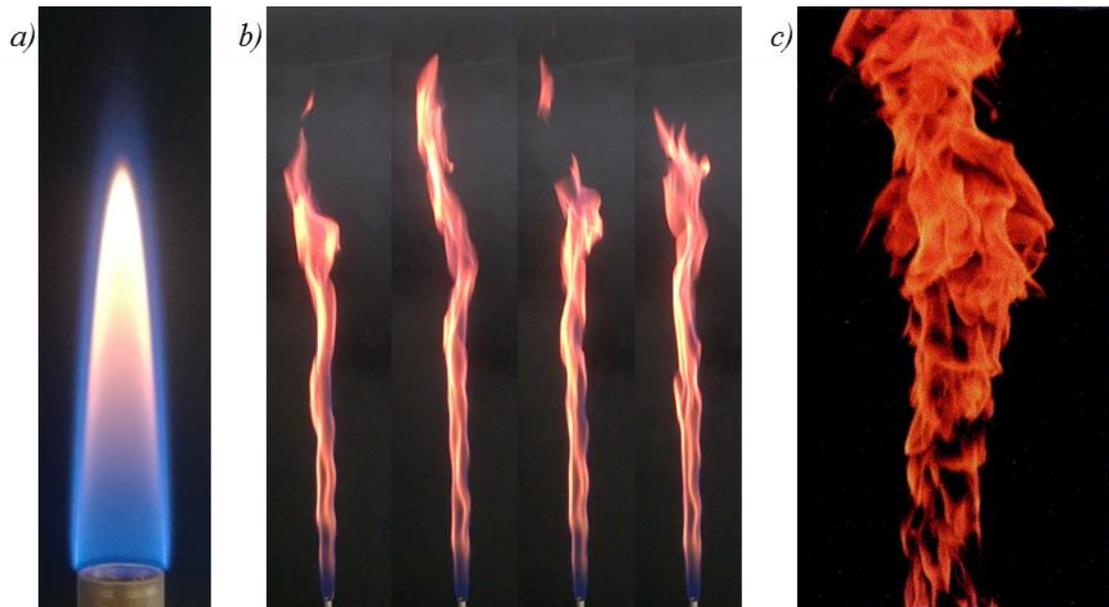


Figura 2.1 – Exemplos de chamas não pré-misturadas tipo jato

*a)* chama laminar de metano puro, imagem com tempo de exposição do sensor da câmera de 0,1 segundo *b)* chama de transição entre o regime laminar e o turbulento, imagem composta por uma sequência de imagens com tempo de exposição de 0,02 segundos, o intervalo de tempo entre imagens é 0,033 segundos *c)* chama turbulenta de etileno [Muñiz e Mungal, 2001], imagem com tempo de exposição do sensor da câmera de 0,001 segundo.

Conforme Siegel e Howell, 2002, a transferência de calor por radiação térmica ocorre sem necessidade de um meio material entre o emissor e o receptor. A quantidade de calor emitida por radiação é dada pelo poder emissivo, o qual é definido como a quantidade de energia emitida por unidade de área da superfície emissora:

$$E = \varepsilon\sigma T^4 \quad (2.1)$$

onde  $E$  é o poder emissivo total e hemisférico da fonte,  $\varepsilon$  é a emissividade da fonte,  $\sigma$  é a constante de Stefan-Boltzmann e  $T$  é a temperatura da fonte.

Corpos que apresentam emissividade constante ao longo do espectro eletromagnético são denominados corpos cinza. Quando a emissividade é constante e igual a um, o emissor é chamado corpo negro. Superfícies com emissividade constante emitem radiação ao longo do espectro eletromagnético conforme a distribuição de Planck [Siegel e Howell, 2002].

A radiação emitida por uma chama, ao contrário da radiação emitida por sólido, não é resultado da emissão de uma superfície, mas sim da interação entre os gases presentes na

chama e ao redor dela. Diz-se que esses gases compõem um meio participante. Tratando-se de chamas, a radiação emitida é resultado da emissão e absorção de radiação por várias espécies contidas na chama. A Tabela 2.1 traz um resumo das principais espécies que caracterizam o espectro radiante de chamas de hidrocarbonetos.

Tabela 2.1 – Características de espectro radiante de chamas de hidrocarbonetos.

Espécie	Comprimento de onda característico [ $\mu\text{m}$ ]	Região do espectro	Fonte
OH	0,3	Ultravioleta	Parameswaran et al., 2014
CH	0,43	Visível (azul)	Parameswaran et al., 2014
C <sub>2</sub>	0,52	Visível (verde)	Parameswaran et al., 2014
CO <sub>2</sub>	2,5 a 3 e 4 a 5	Infravermelho	Faeth et al., 1989
H <sub>2</sub> O	2,5 a 3	Infravermelho	Faeth et al., 1989
H <sub>2</sub> O	7 a 10	Infravermelho	Boulet et al., 2011
Fuligem	Emissão contínua	Ultravioleta, Visível e Infravermelho	Faeth et al., 1989

A maior parcela de energia emitida por chamas de hidrocarbonetos está localizada na região infravermelha do espectro. Os principais emissores são o gás carbônico e o vapor de água, emitindo em bandas espectrais, e a fuligem, emitindo de forma contínua no espectro.

## 2.2 Fuligem

Conforme Turns, 2000, a fuligem é um dos produtos gerados em uma combustão parcial de hidrocarbonetos. A formação da fuligem ocorre, em uma chama não pré-misturada, na região rica em combustível e com temperaturas entre 1300K e 1600K. Sua formação ocorre em quatro etapas: a formação das espécies precursoras, a formação da partícula, o crescimento e aglomeração das partículas e a oxidação da partícula.

A primeira etapa compreende as reações com radical acetila para formação de hidrocarbonetos aromáticos policíclicos, que aparenta ser um importante intermediário entre

as moléculas do combustível e a partícula primária de fuligem [Glassman, 1988]. Esta etapa tem grande influência da cinética química, sendo que os mecanismos químicos e a identificação das espécies precursoras ainda são objetos de estudo.

A segunda etapa compreende a conversão de macromoléculas de hidrocarbonetos em partículas com tamanhos críticos superiores a 3000 unidades de massa atômica. Esse processo ocorre tanto pela agregação das espécies menores como pela coagulação com outras partículas precursoras.

Na terceira etapa, as pequenas partículas primárias de fuligem continuam sua trajetória na chama, que no caso das chamas tipo jato são as próprias linhas de corrente do jato de combustível. Nesta etapa, ocorre o crescimento da partícula primária tanto pelo crescimento da superfície como pela aglomeração com outras partículas.

A última etapa ocorre quando a partícula encontra a região rica em oxidante. Durante a passagem das partículas por esta região, elas podem ser totalmente oxidadas, a chama é então chamada de não fuliginosa, caso contrário, quando ocorre uma oxidação parcial e as partículas se mantêm após a chama, esta é chamada fuliginosa.

Segundo Sánchez et al., 2012 e McGrath et al., 2001, a formação de hidrocarbonetos aromáticos e de fuligem é aumentada pelo aumento da temperatura de chama e do tempo de residência característico, sendo que o aumento da temperatura propicia também aumento da transformação dos hidrocarbonetos aromáticos em partículas de fuligem.

Conforme Glassman, 1988, a formação de fuligem é uma característica do combustível associada com as condições em que ocorre a combustão, não existindo um parâmetro que defina a quantidade formada por quantidade de combustível queimada. O tipo de combustível permite estimar apenas a tendência à formação de fuligem do mesmo. A fuligem formada por diferentes combustíveis não apresenta diferenças significativas após a formação dos anéis aromáticos.

### 2.3 Comprimento visível de chama e tempo de residência característico

Segundo Nathan et al., 2012, uma dificuldade recorrente no estudo de chamas é a impossibilidade de se obter grupos adimensionais que as representem. Isso ocorre porque não é possível estabilizar chamas diferentes atendendo aos mesmos parâmetros adimensionais. A alternativa é a utilização de alguns parâmetros que apresentam influência mais expressiva no comportamento de chama. Dentre esses parâmetros estão o comprimento visível de chama ( $L_f$ ) e o tempo de residência característico ( $\tau_G$ ).

O comprimento visível de chama é uma característica facilmente visualizada e de fácil compreensão, apesar de não possuir uma definição única na literatura, assim como um parâmetro claro para sua definição, tornando-se mais complexo para chamas turbulentas. Não existe ainda um modelo de comprimento visível de chama que forneça resultados confiáveis para a ampla possibilidade de chamas realizáveis.

Tratando-se de chamas laminares, Roper, 1977a, baseado em uma extensão da teoria de Burke-Schumann, propôs que, para chamas laminares em injetores circulares, o comprimento visível de chama é representado por:

$$L_f = \frac{V_0(T_\infty/T_0)}{4\pi\mathcal{D}_\infty \ln(1 + 1/S_s)} \left(\frac{T_\infty}{T_f}\right)^{2/3} \quad (2.2)$$

onde  $V_0$  é a vazão do jato de combustível na saída do injetor,  $T_\infty$  é temperatura do meio onde o combustível é injetado,  $T_0$  é temperatura do combustível antes da queima,  $T_f$  é temperatura característica da chama,  $\mathcal{D}_\infty$  é a difusividade do oxidante avaliada na temperatura  $T_\infty$  e  $S_s$  é a fração molar entre oxidante e combustível para queima completa.

Esse modelo é simples e consegue fornecer bons resultados para chamas laminares, sendo capaz de prever efeitos da inserção de ar primário, adição de diluentes e alterações de temperatura e tipo de combustível.

A dificuldade deste modelo reside no conhecimento dos parâmetros  $T_f$  e  $\mathcal{D}_\infty$ . Roper, 1977b, assumiu o valor da difusividade calculado pelos parâmetros de Leonard-Jones para o oxigênio difundindo em  $N_2$  à temperatura de 273 K, obtendo  $\mathcal{D}_\infty = 2 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ . A dificuldade

observada neste parâmetro é que ele afeta diretamente o comprimento visível de chama, sendo que uma avaliação não muito precisa pode gerar grandes discrepâncias no resultado. O valor de  $T_f$  foi estimado em 1500K obtido a partir dos dados obtidos de  $L_f$ .

Tratando-se de chamas turbulentas, Blake e Mcdonald, 1993 e Delichatsios, 1993 observaram que seu comprimento visível de chama poderia ser representado pelo número de Froude da chama. O número de Froude da chama ( $Fr_f$ ) representa a razão entre a quantidade de movimento inicial do jato e a força de empuxo sofrida pela chama. A definição de  $Fr_f$  conforme Delichatsios, 1993 para uma chama vertical não confinada é dada por:

$$Fr_f = \frac{u_0 f_s^{1,5}}{\left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty}\right)^{0,25} \left(\frac{\Delta T_f g d_0}{T_\infty}\right)^{0,5}} \quad (2.3)$$

onde  $u_0$  é a velocidade do jato de combustível na saída do injetor,  $f_s$  é fração de mistura estequiométrica (onde a fração de mistura é a razão entre a massa de material que veio na corrente de combustível pela massa total em um volume de controle),  $\rho_0$  e  $\rho_\infty$  são, respectivamente, a massa específica do combustível na saída do injetor e do oxidante,  $\Delta T_f$  é a elevação da temperatura provocada pela chama,  $g$  é a aceleração da gravidade local,  $d_0$  é o diâmetro do injetor e  $T_\infty$  é a temperatura do oxidante.

Delichatsios, 1993, propôs que as chamas turbulentas podem ser agrupadas em dois grupos de acordo com o  $Fr_f$ , as chamas controladas por empuxo, quando  $Fr_f < 5$ , e as controladas pela quantidade de movimento, quando  $Fr_f \geq 5$ . Para as chamas controladas pelo empuxo,  $L_f$  pode ser obtido pela Equação 2.4 e para chamas controladas pela quantidade de movimento,  $L_f$  pode ser obtido pela Equação 2.5

$$L_f = \frac{13,5 Fr_f^{2/5}}{(1 + 0,007 Fr_f^2)^{1/5}} \frac{d_0}{f_s} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty}\right)^2 \quad (2.4)$$

$$L_f = 23 \frac{d_0}{f_s} \left(\frac{\rho_0}{\rho_\infty}\right)^2 \quad (2.5)$$

O comprimento visível de chama para chamas não pré-misturadas de metano controladas por empuxo, segundo Røkke et al., 1992 e Costa et al., 2004, pode também ser representado pela Equação 2.6, sendo que o número de Froude é definido pela Equação 2.7. As correlações apresentadas para comprimento visível de chama (Equações 2.4, 2.5 e 2.6) são obtidas a partir da regressão de dados experimentais com considerável dispersão.

$$L_f = 25d_0Fr^{0,2} \quad (2.6)$$

$$Fr = \frac{u_0^2}{\left(\frac{\rho_0 - \rho_\infty}{\rho_0}\right)gd_0} \quad (2.7)$$

O tempo de residência característico ( $\tau_G$ ) representa o tempo despendido pela corrente dos reagentes dentro do volume da chama e pode ser expresso pela Equação 2.8, conforme definido por Turns e Myhr, 1991

$$\tau_G = \frac{\rho_f W_f^2 L_f f_s}{3\rho_0 d_0^2 u_0} \quad (2.8)$$

onde  $\rho_f$  é a massa específica da chama, aproximada pela massa específica dos produtos da combustão à temperatura de chama adiabática,  $W_f$  é o diâmetro da chama,  $L_f$  é o comprimento visível de chama, sendo que  $W_f$  pode ser aproximado por  $0,17 L_f$ .

Uma forma alternativa do tempo de residência pode ser utilizada quando se deseja estudar chamas de um combustível com composição fixa. Essa forma alternativa, proposta por Santos e Costa, 2005 é definida como:

$$\tau_G = \frac{L_f^3}{d_0^2 u_0} \quad (2.9)$$

As Equações 2.8 e 2.9 fornecem valores diferentes para o tempo de residência característico, porém, é importante salientar que o tempo de residência característico não representa um tempo físico observável da chama. A importância do tempo característico de

residência está vinculada com a radiação emitida pela chama. Conforme Molina et al., 2007, quanto maior for o tempo de residência, maior será a fração radiante da chama.

As correlações para tempo característico de residência possuem definições semelhantes. Assumindo que  $W_f$  é diretamente proporcional a  $L_f$  na Equação 2.8, para ambas as definições, o tempo de residência característico é proporcional ao cubo do comprimento visível de chama e inversamente proporcional à vazão de injeção.

Aplicando-se a definição de  $Fr$  e  $L_f$  na Equação 2.9, observa-se que, para as chamas dominadas por empuxo,  $\tau_G \propto u_0^{0,2}$ ; para chamas dominadas pela quantidade de movimento,  $\tau_G \propto u_0^{-1}$ , assumindo chamas realizadas com o mesmo combustível.

## 2.4 Modelo da fonte pontual

O modelo da fonte pontual (*SPS – single point source model*) é o método mais simples para prever a intensidade de radiação incidente em um receptor. Também é o modelo mais usado para mensurar a energia emitida por radiação pela chama. Neste modelo, considera-se que a chama pode ser aproximada por uma fonte pontual à meia altura visível de chama e a radiação que atinge um receptor é proveniente desta fonte pontual conforme Figura 2.2.

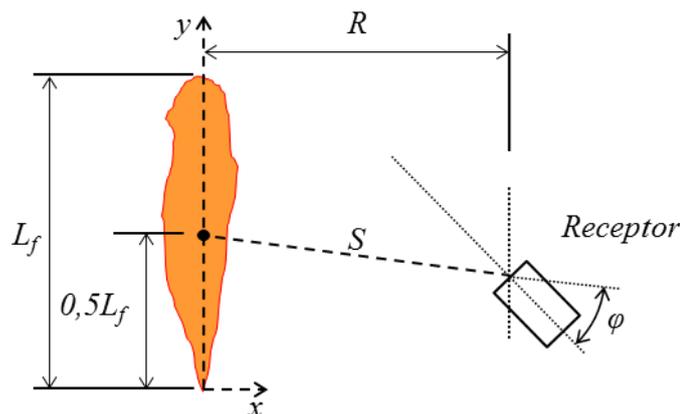


Figura 2.2 – Modelo da fonte pontual

O fluxo radiante baseado no modelo de fonte pontual simples ( $q^{SPS}$ ) é obtido por:

$$q^{SPS} = \frac{X_r Q_f \tau_s}{4\pi S^2} \cos\varphi \quad (2.10)$$

onde  $X_r$  é a fração radiante e  $Q_f$  é o calor total liberado pela reação,  $S$  é a distância entre o receptor e a fonte pontual,  $\tau_s$  é a transmitância da atmosfera avaliada para a distância  $S$  levando em consideração as condições atmosféricas (composição e temperatura),  $\varphi$  é o ângulo formado entre a trajetória de  $S$  e o eixo normal à face plana do receptor.

Este modelo é amplamente utilizado na indústria. Por exemplo, a relação proposta por Hajek e Ludwig, 1960 para a determinação da distância mínima entre a chama e o objeto de referência (pessoa ou equipamento) para atender ao critério da intensidade máxima de radiação e tempo seguro de exposição que é utilizada na norma ANSI/API 521 STANDARD, 2008 é obtida a partir do modelo da fonte pontual e é definida por:

$$DM = \sqrt{\frac{X_r Q_f \tau_s}{4\pi q_{crit}''}} \quad (2.11)$$

onde  $DM$  é a distância mínima entre o receptor e o centro da chama,  $q_{crit}''$  é a intensidade do fluxo de radiação térmica admissível para atender ao tempo de exposição e  $\tau_s$  é a transmitância atmosférica avaliada para  $DM$ , correspondendo à fração da intensidade original que consegue atravessar a atmosfera sem ser atenuada.

O modelo *SPS* é simples e de fácil utilização, porém, desconsidera os efeitos do formato da chama. O formato da chama é um fator que ganha relevância conforme é reduzida a distância entre ela e o receptor. De modo geral, este modelo não é aplicável para regiões próximas da chama (*near field*). A distância delimitadora desta região não é claramente definida na literatura, sendo adotada como no mínimo  $2 L_f$  por Becker e Liang, 1982 e Markstein, 1984.

O termo da transmitância atmosférica é, por muitas vezes negligenciado, como em Houf e Schefer, 2007, Markstein, 1977, Hamis et al., 1991 e Becker e Liang, 1982. Esta negligência pode acarretar erros consideráveis para determinadas condições atmosféricas e distâncias entre a fonte e o receptor. A Figura 2.3 apresenta o comportamento da transmitância atmosférica avaliada para distâncias típicas de experimentos em laboratório, como os realizados por Becker e Liang, 1982 e Markstein, 1984. A transmitância é avaliada

conforme apresentada no apêndice C. Observa-se que para a distância de 5 metros, com umidade relativa de 100%, a atenuação pode alcançar 5%.

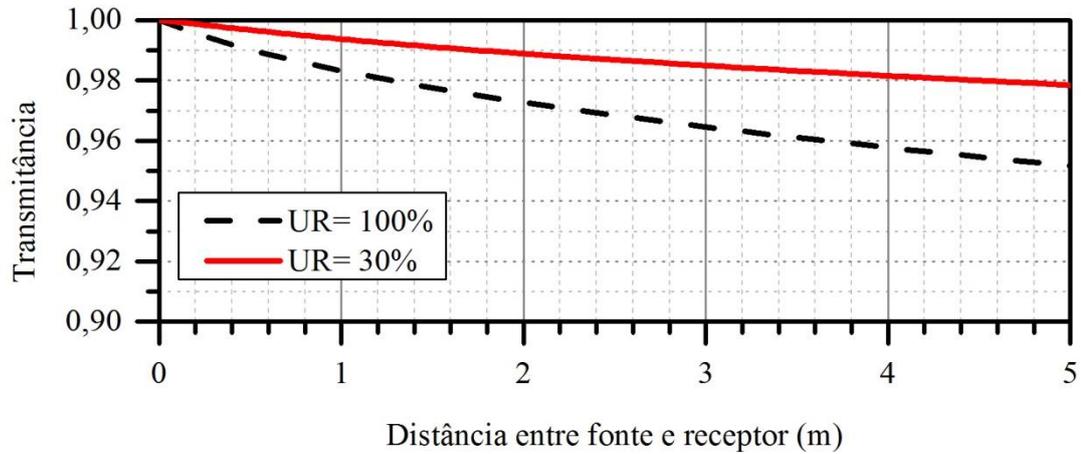


Figura 2.3 – Transmitância atmosférica avaliada para diferentes distâncias  $S$

## 2.5 Parâmetro $C^*$

O parâmetro  $C^*$  foi proposto por Sivathanu e Gore, 1993. A ideia original da proposta é desenvolver um parâmetro que permita o uso do modelo da fonte pontual para regiões próximas da chama. Com este fim, foram realizadas medições do fluxo radiativo a meio comprimento visível de chama ( $R = 0,5 L_f$ ). Os valores de fluxo medidos ao longo do eixo da chama foram divididos pelo valor teórico do fluxo radiativo que seria obtido com o modelo de fonte pontual se o sensor fosse posicionado alinhado com o centro da chama na posição  $0,5 L_f$ . Desta maneira, a distância  $S$  da Equação 2.10 é substituída pela distância  $R$  e o ângulo de incidência passa a ser zero. Assim, a curva descrita pelos valores do parâmetro  $C^*$ , apresentada na Figura 2.4, é dada por:

$$C^* = \frac{q''_{med}}{q_{ref}^{SPS}} = \frac{q''_{med} 4\pi R^2}{X_r Q_f} \quad (2.12)$$

onde  $q''_{med}$  é a intensidade de radiação medida com o eixo do sensor perpendicular ao eixo da chama, e  $q_{ref}^{SPS}$  é o valor do fluxo radiativo obtido pelo modelo  $SPS$  para a posição representada pelas cotas vertical e horizontal iguais a  $0,5 L_f$ . O parâmetro  $C^*$  é representado por uma curva que é função da cota  $y/L_f$ , que é a posição adimensional do receptor ao longo

do eixo da chama (posição em  $y$  dividida pelo comprimento visível de chama) e da cota  $R/L_f$ , que é a distância adimensional do sensor ao eixo da chama ( $R$  dividido pelo comprimento visível de chama).

Conhecendo o parâmetro  $C^*$ , torna-se possível a previsão do fluxo de calor radiante em qualquer cota ao longo da posição  $R=0,5 L_f$ , conforme Figura 2.2, com o modelo *SPS*, sendo que o fluxo radiativo incidente é o fluxo radiativo previsto pelo modelo multiplicado pelo valor de  $C^*$  para a posição do receptor. O parâmetro  $C^*$  é uma função do formato de chama, das diferentes distâncias  $S$  e dos diferentes ângulos de incidência.

Os experimentos de Sivathanu e Gore, 1993, foram realizados com chamas não pré-misturadas do tipo jato de metano, etano e eteno, para diferentes potências de chama, obtendo os valores da função  $C^*$ . Houf e Schefer, 2007 observaram que em chamas de hidrogênio, o fluxo radiativo também segue a distribuição observada para chamas de hidrocarbonetos. Os dados experimentais que formam a curva  $C^*$  para hidrogênio, metano, etano e eteno são apresentados na Figura 2.4. Observa-se que tanto as chamas turbulentas de combustíveis com alta propensão à formação de fuligem (etano e eteno) como as chamas de combustíveis os com baixa propensão (hidrogênio e metano) emitem radiação térmica aproximadamente da mesma maneira, sendo que o valor máximo para o fluxo de radiação térmica é observado na região entre  $0,5 L_f$  e  $0,7 L_f$ .

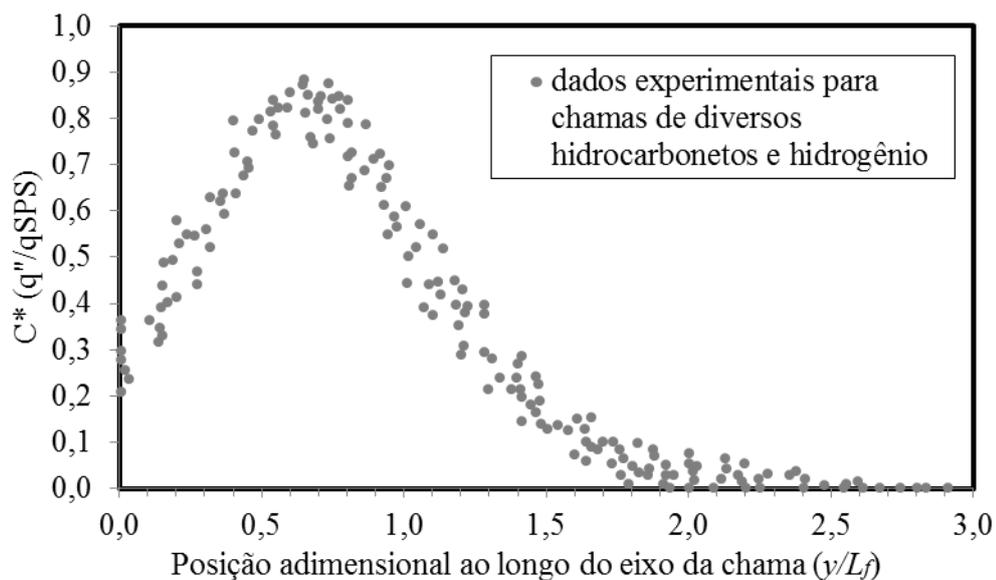


Figura 2.4 – Valores da função  $C^*$  ao longo do comprimento de chama

Fonte: Houf e Schefer, 2007.

O parâmetro  $C^*$ , além de ampliar a utilização do modelo de fonte pontual, pode ser utilizado para comparar diferentes modelos e diferentes chamas, pois, conforme Sivathanu e Gore, 1993, este parâmetro é independente do diâmetro do queimador, da vazão de combustível e do tipo de combustível. Outra vantagem do parâmetro é que a transmitância atmosférica pode ser desconsiderada por aparecer tanto no denominador quanto no numerador da Equação 2.12, dessa maneira, a razão entre as transmitâncias avaliadas para distâncias de mesma ordem tendem à unidade.

É importante salientar que a definição do parâmetro  $C^*$  no modelo SPS é válida somente para a condição em que o receptor esteja na posição  $R=0,5 L_f$ , conforme Figura 2.2, sendo que para outras posições, é necessário fazer um novo levantamento do parâmetro, o qual pode ser chamado apenas de  $C$ . Outra observação a ser feita é que tanto Sivathanu e Gore, 1993 quanto Houf e Schefer, 2007 fizeram seus experimentos em chamas turbulentas de potência superior a 6 kW, sem mencionar se a distribuição proposta pode ser aplicada a chamas laminares.

## 2.6 Modelo das múltiplas fontes pontuais ponderadas

O modelo SPS não pode ser utilizado para prever fluxos radiativos próximos da chama. A utilização do parâmetro  $C^*$  expande essa aplicação, porém apenas para as distâncias em que o parâmetro foi avaliado, sendo necessário um banco de dados com várias curvas para  $C$ , uma para cada posição, dificultando sua utilização.

O modelo de múltiplas fontes pontuais (*WMPS – weighted multi-point source model*) apresentado por Hankinson e Lowesmith, 2012, tem como objetivo modelar o fluxo radiativo oriundo de chamas tanto nas regiões afastadas quanto nas regiões próximas da chama. O modelo consiste em considerar que a chama é composta por várias fontes pontuais, conforme Figura 2.5

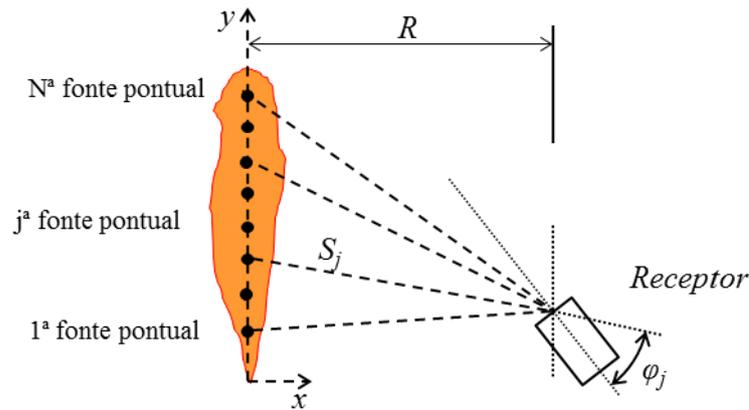


Figura 2.5 – Modelo das múltiplas fonte pontuais

Para o *WMPS*, o fluxo de calor radiativo incidente no receptor é dado pela soma dos efeitos de cada uma destas fontes, conforme Equação 2.13

$$q^{WMPS} = \sum_{j=1}^N \frac{w_j X_r Q_f \tau_s}{4\pi S_j^2} \cos \varphi_j \quad (2.13)$$

onde  $w_j$  é o fator de ponderação atribuído a cada fonte pontual e  $N$  é o número de fontes pontuais, sendo que a soma de todos os  $N$  fatores de ponderação deve ser igual a um.

A capacidade de prever o fluxo radiativo do modelo *WMPS* é dependente dos fatores de ponderação adotados. Hankinson e Lowesmith, 2012 assumem que a chama pode ser aproximada por, no mínimo, 20 fontes pontuais e que todas as fontes pontuais encontram-se dentro do comprimento visível de chama e que os mesmos são descritos por duas funções lineares, uma crescente e uma decrescente. A primeira partindo do zero até seu valor máximo na posição  $n$ , apresentada na Equação 2.14, a partir do qual, inicia-se a segunda função, apresentada na Equação 2.15, que termina em zero, sendo que  $n = 0,75N$ . Essas funções foram obtidas por aproximações de dados experimentais, sendo que no próprio trabalho é salientado que estas funções não são definitivas. O valor dos fatores de ponderação depende do número de fontes pontuais assumidos para o problema. A Figura 2.6 apresenta os valores reportados por Hankinson e Lowesmith, 2012 para  $w_j$ , apresentados na notação  $w_j/w_j \text{ máximo}$ . Mesmo com funções aproximadas para a ponderação, o resultado obtido com o modelo confere com o parâmetro  $C^*$  tratado na seção anterior.

$$w_j = \frac{jw_1}{\sum_{j=1}^N w_j}, \text{ para } j = 1, \dots, n \quad (2.14)$$

$$w_j = \frac{\left[ n - \frac{n-1}{N-(n+1)} (j - (n+1)) \right] w_1}{\sum_{j=1}^N w_j}, \text{ para } j = n+1, \dots, N \quad (2.15)$$

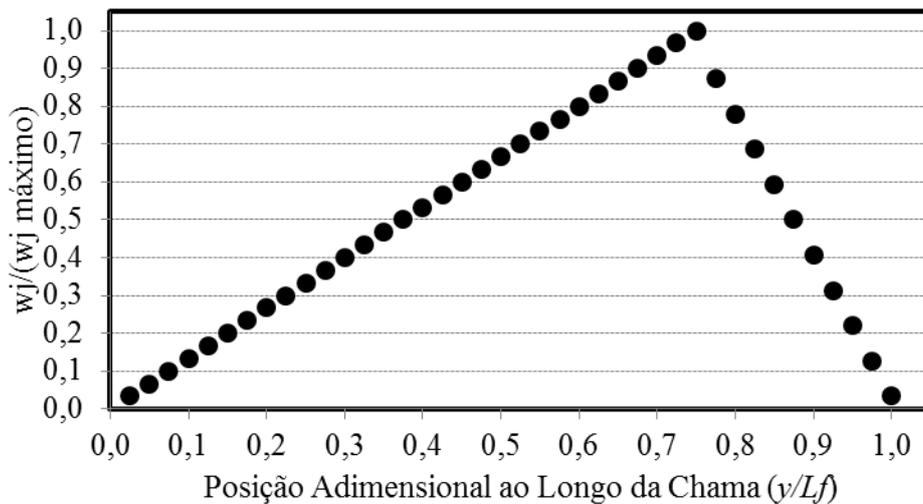


Figura 2.6 – Distribuição proposta dos fatores de ponderação  
Distribuição dos fatores de ponderação propostos por Hankinson e Lowesmith, 2012 apresentados na forma  $w_j/w_{j \text{ máximo}}$ . Fonte: Hankinson e Lowesmith, 2012 (adaptado)

## 2.7 Fração radiante

A fração radiante ( $X_r$ ) é a parcela da energia total liberada pela chama que é transferida para o meio por radiação, sendo definida por:

$$X_r = \frac{Q_{rad}}{Q_f} \quad (2.16)$$

onde  $Q_{rad}$  é a energia emitida por radiação pela chama.

Um dos métodos para quantificar a energia emitida por radiação pela chama é baseado no modelo da fonte pontual, já mencionado na seção 2.4. A diferença está no arranjo dos termos do equacionamento, que no caso, é dado por:

$$X_r = \frac{q''_{med} 4\pi S^2}{Q_f \tau_S} \quad (2.17)$$

Esse método é amplamente usado para obtenção da energia emitida por radiação [Lowesmith et al., 2007], sendo que em alguns casos desconsidera-se a transmitância [Turns e Myhr, 1991, Markstein, 1977, Hamis et al., 1991 e Becker e Liang, 1982].

A outra maneira de se obter a energia emitida por radiação para o meio de uma chama é fazendo-se a integração dos fluxos radiativos medidos ao longo de uma superfície virtual que cerca a chama, assim como Houf e Schefer, 2007. A superfície sobre a qual é medida a distribuição pode ser representada por um cilindro imaginário de raio  $R$  concêntrico com o eixo da chama, conforme Figura 2.7. O valor da fração radiante é obtido por:

$$X_r = \frac{Q_r}{Q_f} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} q''_{med} 2\pi R dy}{Q_f \tau_S} \quad (2.18)$$

Na prática, os limites adotados para definição da altura do cilindro é definida como um valor de referência do sinal medido pelo sensor. Sivathanu e Gore, 1993 adotaram que o cilindro imaginário estende-se até a posição em que a radiação medida é inferior a 5% do valor máximo medido para o fluxo radiativo em cada chama. Com este critério, a altura máxima de medição do fluxo radiativo dificilmente ultrapassa a altura de  $2 L_f$ . Para a posição inicial do cilindro, o critério da porcentagem de sinal também pode ser adotado. Porém muitas vezes este critério não é utilizado, sendo substituído pela posição em que o campo de visão do sensor de radiação passa a ser ocultado pelo queimador, como no caso de chamas pequenas estabilizadas em queimadores com sistema de escoamento paralelo.

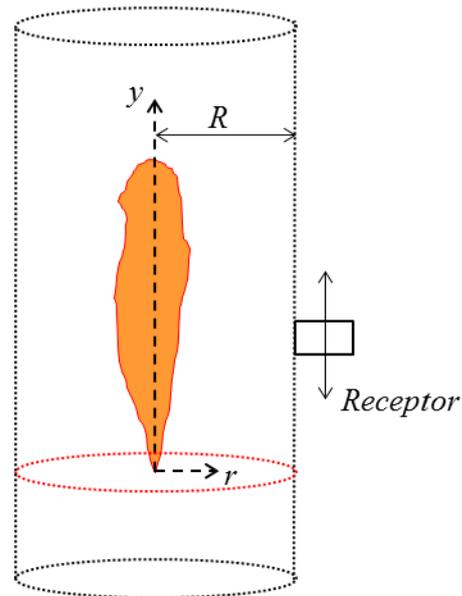


Figura 2.7 – Medição da energia emitida por radiação ao longo do eixo da chama.

Em chamas não pré-misturadas do tipo jato, a fração radiante é uma característica do combustível. De modo geral, quanto maior for a razão carbono/hidrogênio na molécula, maior é a fração radiante. A Tabela 2.2 apresenta alguns combustíveis e suas frações radiante características.

Tabela 2.2 – Fração radiante por combustível

Combustível	Razão C/H	Fração Radiante	Referência
Hidrogênio	0	0,03 – 0,15	Molina et al., 2007
Metano	0,25	0,07 – 0,20	Turns e Myhr, 1991
Etano	0,33	0,09 – 0,34	Turns e Myhr, 1991
Propano	0,375	0,08 – 0,26	Turns e Myhr, 1991

Molina et al., 2007; Turns e Myhr, 1991 e Houf e Schefer, 2007 observaram que existe dependência em escala logarítmica entre a fração radiante e o tempo de residência característico para chamas turbulentas, sendo que  $X_r$  tende a aumentar conforme é aumentado o tempo de residência, conforme é apresentado na Figura 2.8

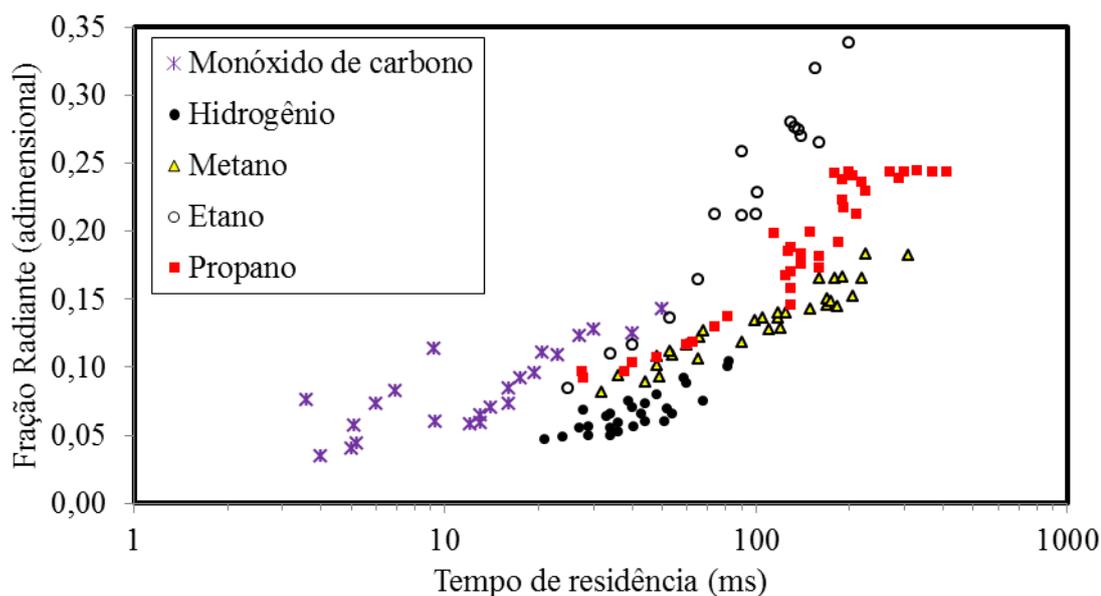


Figura 2.8 – Fração radiante em função do tempo de residência característico.  
 Fonte: Molina et al., 2007 para Hidrogênio e Turns e Myhr, 1991 para demais combustíveis, tempos de residência característicos calculados conforme Equação 2.8.

## 2.8 Efeitos da diluição com gás inerte

A inserção de diluentes na corrente do combustível exerce influência nas características geométricas da chama como o comprimento visível de chama. Segundo Turns et al., 1993, a utilização de combustíveis diluídos com nitrogênio faz com que o comprimento visível de chama seja reduzido quando comparado à chama de combustível puro de mesma vazão. Essa redução ocorre porque a quantidade de combustível presente para a reação é reduzida com o aumento da diluição.

A diluição pode ser realizada com a adição de gás inerte sem alterar a vazão de combustível, ou seja, sem alterar a potência da chama. Neste caso, segundo Turns et al., 1993, para chamas laminares de metano com até sessenta por cento de diluição de nitrogênio em massa (até 35% de diluição em volume), observa-se que o comprimento de chama não sofre alterações significativas. Conforme Turns et al., 1993, isso ocorre devido ao fato de que chamas laminares sofrem maior influência do empuxo do que da quantidade de movimento do jato de combustível e, nessa condição a adição de nitrogênio não afeta significativamente a densidade dos gases produzidos pela reação.

Mishra e Kumar, 2010 observaram que chamas laminares de GLP diluídas com  $N_2$ , quando comparadas a chamas de GLP puro, apresentam maior comprimento livre de formação de fuligem (CLFF) e reduzida luminosidade amarela, evidenciando uma redução da quantidade de fuligem. Foi constatado também que a fração radiante da chama é reduzida.

Turns et al., 1993 observaram que a diluição de metano com nitrogênio reduz a fração radiante em chamas turbulentas, sendo que essa observação é válida também para chamas de propano, eteno e mistura de monóxido de carbono com hidrogênio. Esta redução da fração radiante com o aumento da diluição é mais intensa para os combustíveis mais fuliginosos.

Uma primeira análise do efeito da diluição do combustível com gás inerte na temperatura de chama adiabática pode ser realizada a partir de cálculos de equilíbrio. A Figura 2.9 mostra resultados obtidos com o código livre GASEQ [Morley, 2005]

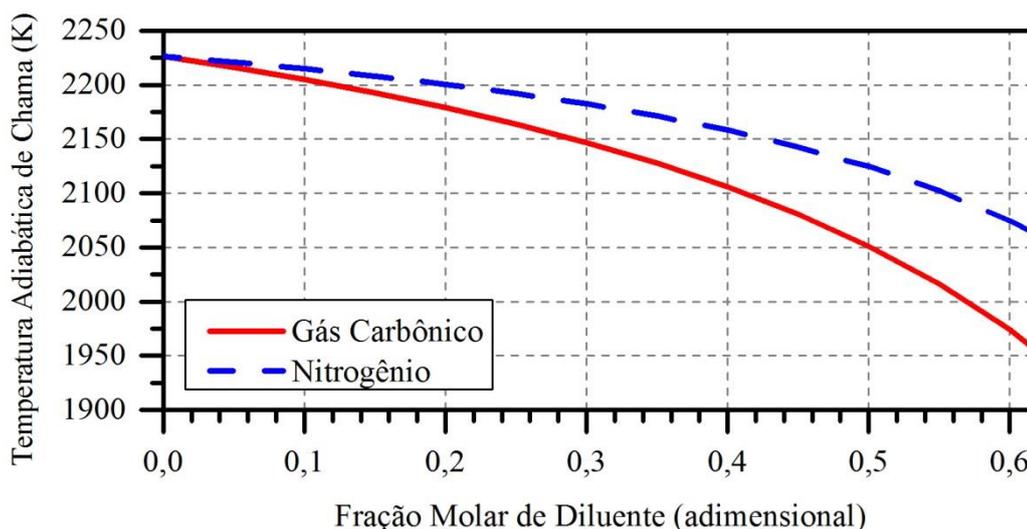


Figura 2.9 – Temperatura de chama adiabática para queima de  $CH_4$  diluído com  $CO_2$  e  $N_2$ .

Observa-se que uma diluição de 50,0% em volume de  $CO_2$  provoca um decréscimo de 7,9% na temperatura de chama adiabática. Essa redução pequena, quando comparada com o percentual de inerte, ocorre devido ao fato de a quantidade de calor liberado pela reação, dividida pela quantidade de moles presentes nos produtos não ser alterada significativamente, além de não ocorrer grande variação no calor específico médio dos produtos da combustão. Por exemplo, com a combustão completa de um mol de metano, obtém-se 10,52 moles de produtos, já com a combustão completa de uma mistura de um mol de metano com um mol de gás carbônico, obtém-se 11,52 moles de produtos. A diferença entre o número de moles dos

produtos é de 9,5%. A mesma consequência é observada quando a diluição é realizada com nitrogênio. Porém, para este caso, para a diluição de 50% em volume, o decréscimo da temperatura é de 4,5%. Nesta condição, o decréscimo de temperatura para diluição com nitrogênio é menor que o decréscimo obtido com gás carbônico devido ao fato de o calor específico do  $N_2$  ser menor que o do  $CO_2$ .

A análise isolada da temperatura de chama adiabática não fornece informação completa sobre os efeitos da diluição nas características de radiação da chama. A radiação emitida é regida pela temperatura de chama, que é obtida computando-se o calor que foi trocado por radiação. O calor trocado por radiação é caracterizado pela emissão das espécies contidas na chama e as características de emissividade das espécies são função da espécie e da temperatura em que elas se encontram. A adição de inerte, além de afetar a temperatura de chama adiabática, altera a concentração das espécies que emitem radiação. Desconsiderando a fuligem, a adição de nitrogênio reduz a concentração de espécies participantes e a adição de gás carbônico aumenta esta concentração.

Segundo Glassman, 1988, a formação de fuligem é determinada pela competição entre as reações de pirólise do combustível e oxidação dos precursores e da própria fuligem. Os dois processos são intensificados pelo aumento da temperatura, porém as reações de oxidação são mais intensificadas que as de pirólise. Em chamas não pré-misturadas, as reações de pirólise e de oxidação não ocorrem na mesma região; conseqüentemente, a redução da temperatura reduz a razão de formação de precursores, devido ao decréscimo na intensidade das reações de pirólise.

Entretanto a temperatura não é a única variável a afetar a formação de fuligem. Conforme Axelbaum et al., 1988, Axelbaum e Law, 1990 e Glassman, 1998, existe também o efeito mecânico provocado pela diluição. Esse efeito pode ser interpretado como a redução da concentração de combustível na região de reação, proporcionando menor concentração de espécies precursoras de fuligem.

## **3 ESTUDO DA RADIAÇÃO EM CHAMAS LAMINARES**

### **3.1 Introdução**

A emissão de radiação em chamas é predominada pela emissão de um meio participante composto por água e gás carbônico que emitem radiação em bandas espectrais e pela emissão contínua da fuligem. A fração volumétrica de fuligem presente na chama é afetada diretamente por alterações na composição do combustível e temperatura da chama. Além desses fatos, ainda existem as interações entre a chama e a turbulência do escoamento. Tendo isso em vista, torna-se fundamental a realização de estudos em chamas laminares, evitando as consequências da turbulência, tanto para obter o entendimento das alterações que ocorrem na chama como para obter dados para verificação de modelos numéricos.

Visando a compreender o efeito da diluição do combustível nas características de troca térmicas de chamas de hidrocarbonetos, são estudadas diversas chamas com diferentes escalas e diluições. Os efeitos da diluição são estudados tanto para diferentes proporções de diluições como para diferentes espécies de diluentes.

### **3.2 Métodos**

#### **3.2.1 Bancada experimental**

A bancada construída para os experimentos é composta de uma estrutura rígida construída com perfis de alumínio, provida de guias lineares, nas quais é montado o transdutor de fluxo de calor radiante. As guias são montadas de modo a permitir o fácil deslocamento e posicionamento do transdutor. O queimador é fixado à base da estrutura, de modo a garantir o seu posicionamento em relação ao transdutor durante o experimento. A Figura 3.1 apresenta um esquema de montagem da bancada experimental.

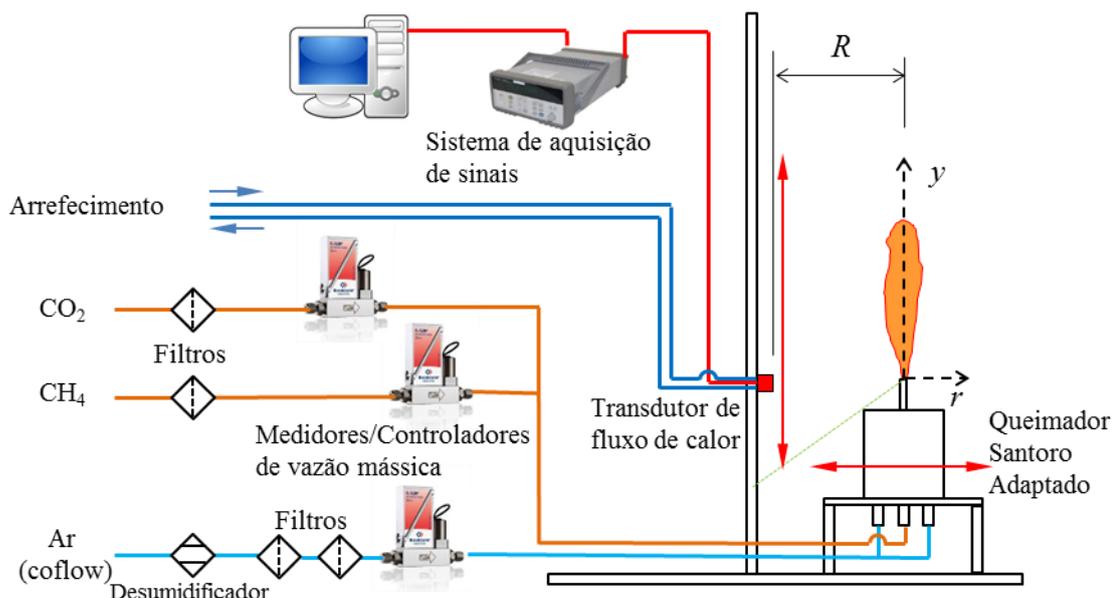


Figura 3.1 – Esquema construtivo da bancada experimental

O transdutor de fluxo de calor radiante é arrefecido com água com temperatura controlada por um banho termostático. O cabo para aquisição de sinal é ligado ao sistema de aquisição de dados composto por um computador e um sistema de aquisição de sinais da marca Agilent modelo 34972A. A incerteza associada à aquisição de dados é 0,0030% da leitura mais 0,0035% da faixa de medição utilizada [KEYSIGHT TECHNOLOGIES, 2014]. A faixa de medição utilizada é 100 mV.

O controle da alimentação do queimador é realizado com medidores/controladores de vazão mássica devidamente calibrados. O oxidante utilizado é ar atmosférico comprimido por um compressor de deslocamento positivo. O ar é filtrado em uma sequência de filtros e desumidificado por absorção.

### 3.2.2 Queimador Santoro adaptado

O queimador Santoro é um queimador proposto por Santoro et al., 1983 para estabilizar chamas não pré-misturadas para realização de medições da fração volumétrica de fuligem por diferentes técnicas. O queimador é composto de um tubo central com 11,1 mm de diâmetro interno e 12,7 mm de diâmetro externo, pelo qual escoam o combustível, e um tubo

externo com 101,6 mm de diâmetro interno e 107,9 mm de diâmetro externo. O canal anular formada pelos dois tubos é destinado ao escoamento paralelo (*coflow*) de ar atmosférico seco utilizado para estabilizar a chama e fornecer o oxidante para a reação.

O queimador utilizado neste trabalho é um queimador Santoro adaptado. A adaptação realizada consiste no prolongamento (60 mm) do duto injetor, visando possibilitar o acesso do radiômetro às regiões abaixo da saída do injetor, condição não possível no queimador original. A adaptação é realizada de tal maneira que o queimador possa ser retornado facilmente à configuração padrão. Na Figura 3.2 é apresentada uma vista em corte do queimador. O queimador utilizado difere ainda do original pela ausência da colmeia cerâmica da saída do *coflow*. Os desenhos dos componentes do queimador Santoro adaptado são apresentados no apêndice F.

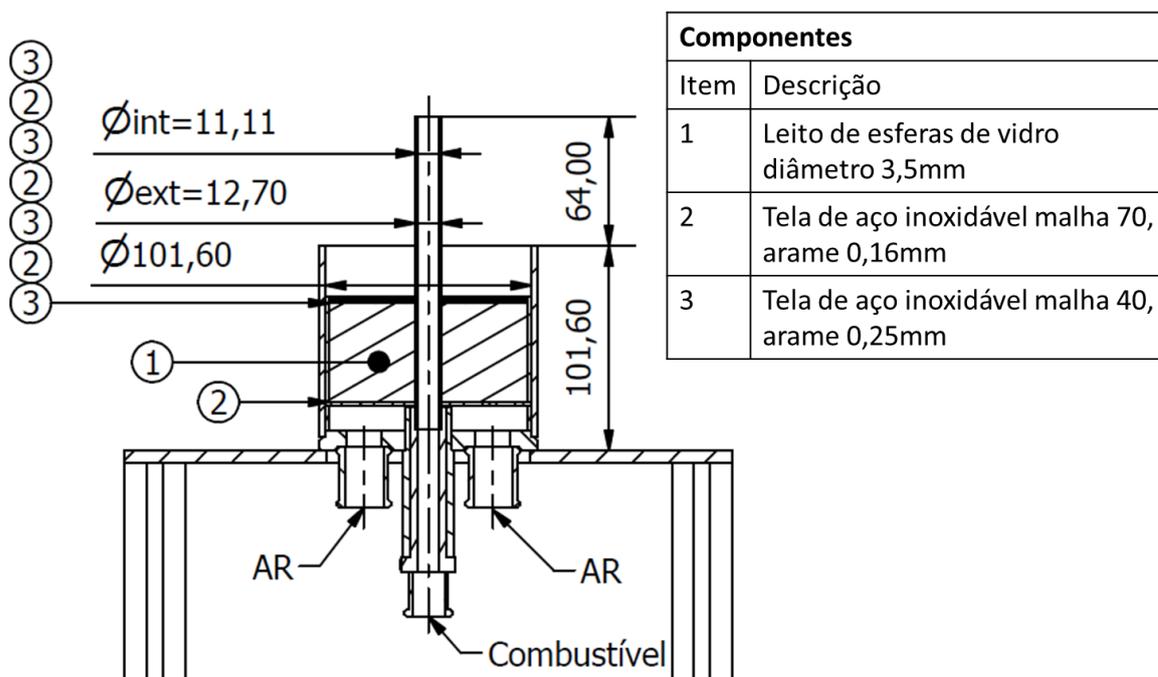


Figura 3.2 – Vista em corte do queimador Santoro adaptado

A utilização do escoamento de ar paralelo (*coflow*) em chamas laminares é necessário para garantir a estabilidade geométrica. A Figura 3.3a apresenta uma sequência de imagens de uma chama laminar com sistema de *coflow*; a Figura 3.3b apresenta uma sequência de imagens da mesma chama sem o sistema de *coflow*. Nota-se que a chama sem o escoamento de ar paralelo está sujeita a maiores variações geométricas do que a chama com o escoamento de ar paralelo.

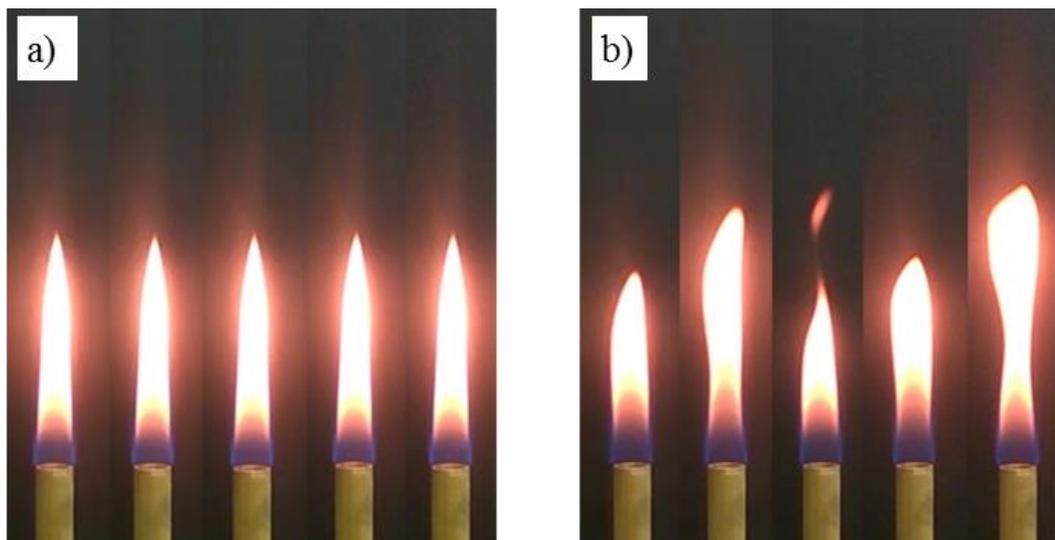


Figura 3.3 – Efeito do escoamento paralelo em chamas laminares  
Duas seqüências de imagens de chamas laminares com a mesma configuração. Em a) com *coflow* e em b) sem *coflow*.

### 3.2.3 Sistema de posicionamentos e procedimento de medição

O queimador é fixado à estrutura metálica de modo que a sua posição relativa às guias lineares se mantenha fixa durante todo o experimento. A tolerância na distância entre a saída do bico injetor do queimador e o sensor é assumida como sendo a incerteza de medição da escala utilizada para esta aferição. O posicionamento do sensor ao longo do eixo da chama é realizado com o auxílio de duas escalas gravadas nas laterais da estrutura metálica. A incerteza na medição de posicionamentos foi assumida como sendo  $\pm 2,5$  mm.

A obtenção da distribuição do fluxo de calor radiante ao longo do eixo da chama é realizada através de medições em diversas posições ao longo do eixo da chama. As medições são realizadas a partir de uma posição abaixo da saída do bico injetor (posição em que o sensor não é escondido pelo queimador) até a posição após o topo da chama em que o sinal medido é inferior ao dobro do sinal de fundo do experimento (sinal medido sem chama). A distância horizontal entre o eixo da chama e a face do sensor ( $R$ ), conforme Figura 3.1, é mantida constante para todas as posições verticais assumidas pelo sensor. A distância  $R$  é escolhida conforme a necessidade do experimento. Quanto maior for essa distância (em relação ao comprimento visível de chama), menor será o efeito da forma da chama sobre a distribuição dos valores de fluxo radiativo ao longo do eixo da chama. Para fins de

comparação da distribuição do fluxo de radiação, convém assumir uma distância  $R$  fixa para as séries de chamas que serão comparadas. Em geral, a distância utilizada é de, aproximadamente,  $0,5 L_f$ . Distâncias menores que  $0,5 L_f$  podem ser utilizadas, desde que se tome cuidado para que a chama esteja completamente dentro do campo de visão do sensor.

### 3.2.4 Sistema para medição de radiação

O sistema para medição de radiação é composto pelo sensor de fluxo de calor radiante e pelo sistema de aquisição de dados. O sensor utilizado para medir o fluxo de calor radiante é um MEDTHERM 64-0.5-20/ZnSeW-1C-150, que é um transdutor de fluxo de calor do tipo Schmidt-Boelter.

Segundo MEDTHERM CORPORATION, 2003 os sensores Schmidt-Boelter são transdutores de fluxo de calor que produzem uma tensão elétrica proporcional ao fluxo de calor incidente. O sinal elétrico produzido pelo sensor é convertido em um valor de fluxo de calor com o uso da constante de calibração do sensor.

O sensor de fluxo de calor utilizado é convertido em um radiômetro com a adição de uma janela de seleneto de zinco à frente do elemento sensor, reduzindo a convecção na face. O material da janela foi selecionado por apresentar transmissividade praticamente constante, cerca de 70%, de  $0,7 \mu\text{m}$  até  $17 \mu\text{m}$  e por possuir a região “não plana” de transmissividade reduzida, conforme Figura 3.4. Uma das vantagens deste material é o fato de que a maior parte da energia que não é transmitida é refletida, ou seja, a parcela de energia que é absorvida é pequena, reduzindo o ruído produzido pela radiação emitida pela janela. A resposta espectral praticamente constante do transdutor de fluxo de calor por radiação é garantida com o revestimento do elemento sensor (localizado atrás a janela de seleneto de zinco) com tinta de alta absorvidade. O diâmetro desse elemento sensor é 6,35 mm.

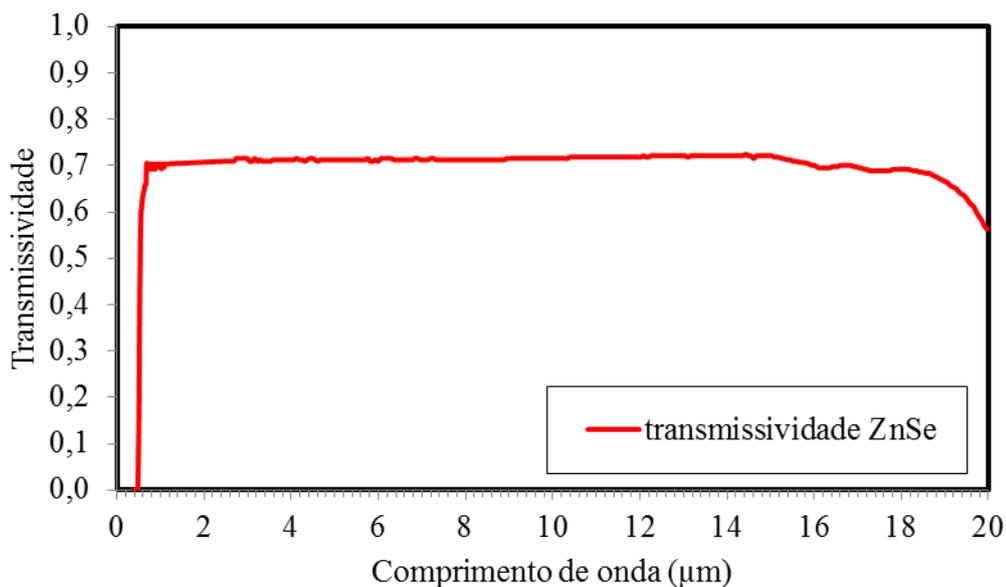


Figura 3.4 – Transmissividade espectral para uma placa de ZnSe  
 Transmissividade espectral em função do comprimento de onda para uma placa de Seleneto de Zinco com 1mm de espessura.  
 Fonte: CRYSTRAN LTD., 2012

O campo de visão do transdutor é limitado em  $150^\circ$  com a adição da janela de seleneto de zinco. A resposta direcional do transdutor é representada pela Figura 3.5. O método utilizado para o cálculo da resposta direcional é explicada no apêndice D. Assumindo que o campo de visão do sensor possa ser representado por um cone com vértice posicionado no centro da face do transdutor e que este cone possua altura  $R$ , o raio desse cone representativo obtido com o campo de visão de  $150^\circ$  é  $3,73 R$ .

O sensor utilizado foi calibrado pelo fabricante utilizando como referência um simulador de corpo negro e apresenta incerteza de  $\pm 3\%$  do sinal de resposta para uma confiabilidade de 95% e repetibilidade de 1%. O tempo de resposta do transdutor, construído na forma de radiômetro, após exposto ao fluxo de calor é de 300 ms. O sinal do sensor na sua capacidade nominal é 10 mV.

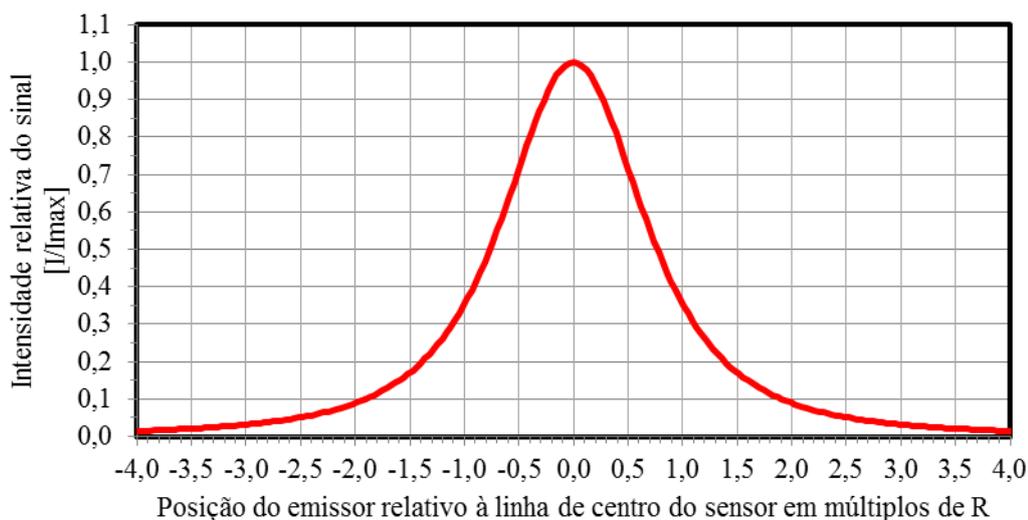


Figura 3.5 – Intensidade relativa do sinal recebido pelo sensor

O sensor utilizado é fabricado com provisões para arrefecimento à água, embora possa alcançar temperaturas no corpo de 190°C sem prejuízos à leitura do sensor de fluxo de calor. Porém, a utilização do sensor na forma construtiva de radiômetro para medição do fluxo radiativo exige controle da temperatura. A temperatura da face do sensor afeta o balanço de energia, alterando a absorção de calor na face do radiômetro e conseqüentemente, alterando o fluxo de calor que chega ao sensor. Visando a assegurar maior estabilidade da temperatura do sensor, o mesmo foi arrefecido com água à temperatura de 300 K. A temperatura de arrefecimento foi determinada como sendo a menor possível sem que ocorresse condensação de vapor de água do ambiente sobre a superfície do sensor.

### 3.2.5 Medidores de vazão

As vazões dos gases utilizados foram controladas e medidas com medidores de vazão mássica Bronkhorst série EL200. A medição de vazão nestes controladores é realizada a partir da medição da variação de temperatura sofrida pelo gás ao passar por um tubo capilar aquecido. O controle da vazão é realizado por meio de uma válvula de controle comandada por solenoide. O gás atravessa o medidor escoando pelo tubo capilar e por um *by-pass*, sendo que no *by-pass* é instalado um retificador de escoamento para equiparar as perdas de carga dos dois dutos.

Cada medidor de vazão é calibrado para operar com um gás, porém pode ser usado com qualquer outro gás, aplicando-se o fator de conversão fornecido pelo fabricante. O fator de conversão é a razão entre a capacidade térmica do gás em uso e do gás de calibração. A incerteza associada aos controladores de vazão é calculada como sendo 0,5% do valor de leitura mais 0,1% do valor de fundo de escala do medidor. A Tabela 3.1 apresenta os medidores de vazão utilizados nos experimentos, relacionando os gases de calibração, as faixas de vazão (considerando 298 K e 1 atm) e os gases utilizados.

Tabela 3.1 – Relação de medidores de vazão utilizados.

Medidor	Gás calibração	Faixa de vazão (L/min)	Gases utilizados
F-201CV-10K-AAD-22-V	CH <sub>4</sub>	0,00-10,00	CH <sub>4</sub>
F-112AC-M10-AAD-55-V	AR	0,00-150,0	AR
F-201CV-10K-AAD-22-V	AR	0,00-15,00	CO <sub>2</sub> ; N <sub>2</sub>
F-201CV-500-AAD-22-V	CH <sub>4</sub>	0,000-0,500	CH <sub>4</sub> ; CO <sub>2</sub> ; N <sub>2</sub>

### 3.2.6 Distribuição do fluxo radiativo – Obtenção e análise de incertezas

O valor do fluxo radiativo que é emitido pela chama é dado pela subtração do sinal fornecido pelo radiômetro para o fenômeno pelo sinal de fundo. Os sinais fornecidos pelo radiômetro são adquiridos à frequência de 2,5 Hz, formando uma amostra de 50 valores. O sinal é adquirido em Volts e transformado em fluxo de calor radiante com a multiplicação pela constante de calibração do sensor. Considerando um ponto de medida em uma posição ao longo da chama, obtém-se uma leitura típica do fenômeno pelo sistema de aquisição conforme a Figura 3.6, na qual é mostrado o sinal adquirido para o fenômeno e o sinal de fundo, obtido sem chama.

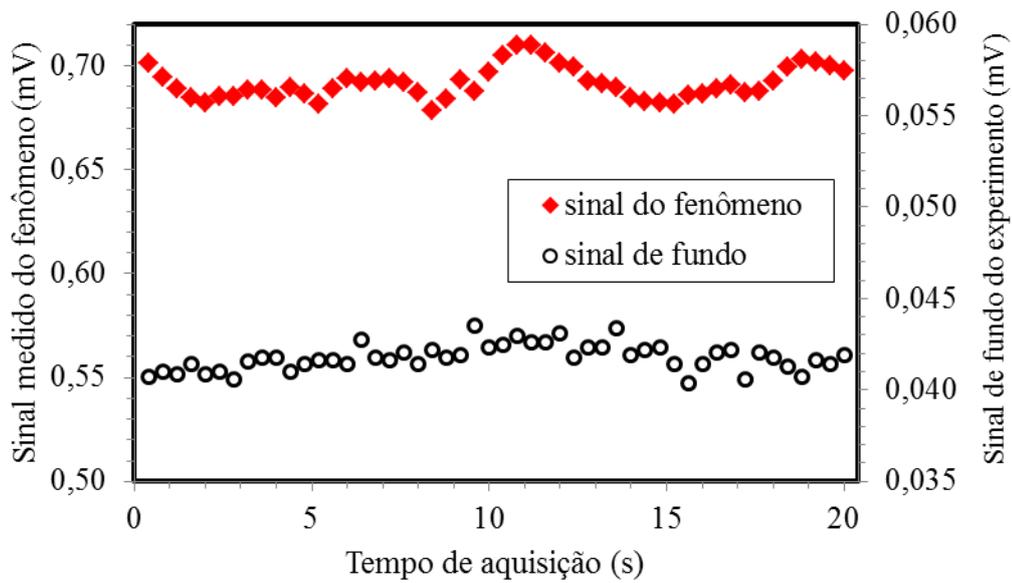


Figura 3.6 – Sinal adquirido para um ponto experimental

O tratamento de incertezas é realizado conforme Moffat, 1988 com os valores adquiridos em Volts. Para o valor do fluxo de radiação térmica incidente no sensor, tem-se uma amostra de sinais obtidos de maneira independente, ou seja, o valor de uma aquisição não afeta o valor da aquisição seguinte. Tanto o sinal obtido para a radiação da chama quanto o sinal obtido para a radiação de fundo possuem variâncias associadas. A média do conjunto de sinais adquiridos compõe o valor principal. A variância ( $S_{\bar{x}_i}$ ) associada ao valor principal ( $\bar{X}_i$ ) é definida por:

$$S_{\bar{X}_i} = \left\{ \sum_{i=1}^{N_A} \frac{(X_i - \bar{X}_i)^2}{N_A - 1} \right\}^{0,5} \quad (3.1)$$

onde  $X_i$  é dado pelos valores de sinal adquiridos,  $\bar{X}_i$  é a média dos valores adquiridos e  $N_A - 1$  representa o número de graus de liberdade do sistema, com  $N_A$  sendo o tamanho da amostra.

A incerteza proveniente do sistema de aquisição ( $B_{\bar{x}_i}$ ) é dada pela raiz quadrada da soma dos quadrados de cada fonte de erro associada ao sensor, conforme Equação 3.2.

$$B_{\bar{X}_i} = \{(J\bar{X}_i)^2 + (K\bar{X}_i)^2 + (L\bar{X}_i + M)^2\}^{0,5} \quad (3.2)$$

onde  $J$  é a incerteza característica do sensor (3% do sinal),  $K$  é a repetibilidade do sensor (0,5% do sinal),  $L$  é a incerteza do sistema de aquisição (0,0030% do sinal) e  $M$  é a incerteza associada à faixa de medição do sistema de aquisição (0,0035% da faixa de medição). Portanto, a incerteza da medida do fluxo de radiação térmica para um ponto é dada por:

$$U_{\bar{x}_i} = \{(B_{\bar{x}_i})^2 + (tS_{\bar{x}_i})^2\}^{0,5} \quad (3.3)$$

onde  $t$  é a distribuição t de Student, avaliado para o número de graus de liberdade da amostra e o grau de confiabilidade adotado. O grau de confiabilidade é adotado para distribuição bilateral de 95%, ou seja, em cada 20 amostras adquiridas, somente uma ocorre fora do intervalo especificado.

O sinal representativo do fluxo radiativo em cada ponto é dado pela diferença entre o sinal do experimento e o sinal de fundo, sendo que a incerteza da medida é dada pela raiz quadrada da soma dos quadrados das incertezas do sinal do experimento e do sinal de fundo. Para o tratamento apresentado, o valor do sinal medido apresenta-se na forma  $\bar{X}_i \pm U_{\bar{X}_i}$ , sendo que ambos os termos são dados em Volts. O valor do fluxo radiativo em cada ponto ao longo da chama é, então, obtido pela Equação 3.4, onde  $\alpha$  é a constante de calibração do sensor

$$q_{med}'' \pm U_{q_{med}''} = \alpha(\bar{X}_i \pm U_{\bar{X}_i}) \quad (3.4)$$

### 3.2.7 Fração radiante – Obtenção e análise de incertezas

A fração radiante ( $X_r$ ) é definida pela Equação 2.18. Experimentalmente ela é aproximada pelo somatório das energias emitidas por radiação medidas ao longo da chama, dividida pelo calor liberado pelo processo de combustão, conforme Equação 3.5. As energias emitidas por radiação são obtidas pelo produto dos fluxos de calor radiante e suas respectivas áreas representativas

$$X_r = \frac{2\pi R \Delta y}{\dot{m} PCI} \sum_{i=1}^N q_i'' \quad (3.5)$$

onde  $N$  é o número de pontos ao longo da chama em que são realizadas medições,  $q_i''$  é intensidade do fluxo radiativo para uma posição  $i$ ,  $\Delta y$  é a diferença de altura entre duas posições consecutivas e  $2\pi R$  representa o perímetro de observação.

A incerteza na medição da fração radiante necessita de análise diferenciada, pois as incertezas das variáveis de controle se propagam para a grandeza final seguindo uma função. De maneira geral, considerando que a grandeza final seja uma função  $Z=Z(X_1, X_2, X_3, \dots, X_N)$ , a incerteza na variável final é dada por:

$$U_Z = \left\{ \sum_{i=1}^{N_V} \left( \frac{\partial Z}{\partial X_i} \delta X_i \right)^2 \right\}^{0,5} \quad (3.6)$$

onde  $N_V$  é o número de variáveis envolvidas, sendo representada pelo produto do número de pontos onde é realizada a medição e o número de fontes de incerteza.

A função  $Z$  da Equação 3.6 para o presente caso é o lado direito da Equação 3.5, que é a definição de fração radiante neste experimento. Aplicando-se estas definições, obtém-se essa incerteza associada à fração radiante que é definida por:

$$U_{X_R} = \left\{ \sum_{i=1}^N \left[ \left( \frac{2\pi R \Delta y}{\dot{m} PCI} \delta q_i'' \right)^2 + \left( \frac{2\pi \Delta y q_i''}{\dot{m} PCI} \delta R \right)^2 + \left( \frac{2\pi R q_i''}{\dot{m} PCI} \delta \Delta y \right)^2 + \left( \frac{-2\pi R \Delta y q_i''}{\rho_0 PCI (V_0)^2} \delta V_0 \right)^2 \right] \right\}^{0,5} \quad (3.7)$$

onde  $\delta q_i''$  é a incerteza do fluxo de calor radiante medido,  $\delta R$  é a incerteza associada à medição entre o sensor e a chama,  $\delta \Delta y$  é a incerteza associada à espessura da área discretizada,  $\rho_0$ ,  $PCI$  e  $V_0$  são, respectivamente, a massa específica, o poder calorífico inferior e a vazão volumétrica do combustível.

### 3.2.8 Medição do comprimento de chama

A avaliação do comprimento visível de chama é uma etapa complexa do estudo de chamas, sobretudo em chamas turbulentas. Parte da dificuldade está relacionada com as variações do comprimento visível e os desprendimentos de bolsões de combustível que queimam separadas da chama inicial.

Outra dificuldade é a própria definição de comprimento visível de chama ( $L_f$ ). Becker e Liang, 1978 consideram  $L_f$  como sendo a menor posição em que a chama ocorre com frequência apreciável, julgada visualmente por um observador treinado. Para Zukoski et al., 1981  $L_f$  é a dado pela região média entre a posição máxima e mínima do topo chama e é avaliado visualmente em gravações de vídeo.

Outra técnica aplicável é a utilização de fotografias com longo tempo de exposição, conforme apresentado por Santos e Costa, 2005, em que a partir de um tempo de exposição prolongado, o comprimento de chama é calculado como a altura média entre o topo da região onde há saturação dos pixels da imagem e o topo da região onde ainda é observada luminosidade. Esta técnica é aplicável a chamas de combustível com composição fixa, pois se for alterada a composição do combustível se altera também as características de luminosidade da chama, tornando necessário um ajuste no tempo de exposição ideal. Mesmo para chamas de combustível com composição fixa, a escolha do tempo de exposição é uma tarefa difícil, uma vez que se este for muito grande, a região de intermitência da chama também pode saturar pixels da imagem final.

Em todas as técnicas de imagem, é necessário também conhecer uma dimensão de referência, que é utilizada para formar a escala da fotografia. Existe ainda a dificuldade quanto à determinação da distância entre o objeto a ser fotografado e a câmera. Quanto maior for a distância, menor será a distorção presente na imagem capturada, porém, menor será a resolução da imagem.

A técnica utilizada neste trabalho tende a compensar a distorção, mantendo a resolução da imagem. Para isso, são capturadas duas imagens com as configurações de posicionamento e da câmera (zoom e foco) fixos. Para a primeira imagem, que é realizada com luz abundante, posiciona-se uma escala no plano que passa pela linha de centro do injetor

e é paralelo ao plano da lente da câmera. A segunda imagem é a imagem representativa da chama e é capturada sem a escala.

As duas imagens obtidas são posicionadas conforme mostra Figura 3.7 e é garantido o alinhamento entre elas. O alinhamento entre as imagens é realizado a partir da concordância de posicionamento entre pontos específicos (pontos “1” da Figura 3.7). Após verificado o alinhamento, é realizada a medição do comprimento de chama que é dado pela diferença entre a cota da base e a cota do topo da chama ( $Y1$  e  $Y2$ , respectivamente).

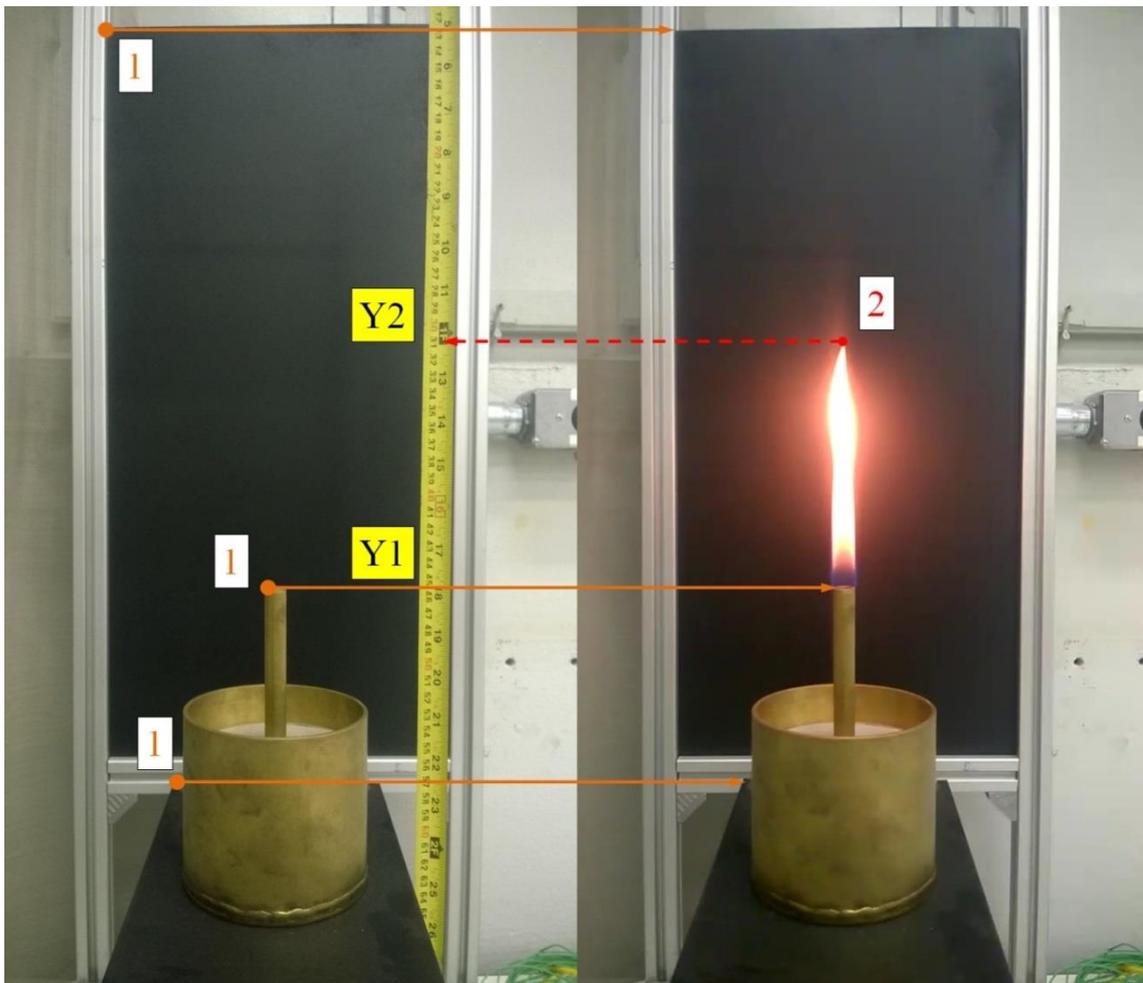


Figura 3.7 – Técnica de avaliação do comprimento visível de chama  
Na esquerda, imagem com escala usada como referência, na direita imagem representativa da chama.

Para chamas de menor potência, com comportamento de chama laminar, ou seja, sem oscilação expressiva do comprimento visível de chama, a imagem representativa da chama é uma fotografia com tempo médio de exposição do sensor da câmera entre 0,1 e 0,2 segundos.

Neste caso, o comprimento visível de chama é representado pela leitura direta da escala. A incerteza associada a essa medida é proveniente da escala utilizada e da facilidade de avaliar a posição do contorno da chama. Tal incerteza associada é estimada em  $\pm 2$  mm.

Para chamas de maior potência, com comportamento oscilatório, nas quais ocorre variação expressiva da geometria de chama, o comprimento visível de chama é assumido como sendo a média dos valores máximos observados em uma sequência de 150 imagens com tempo de exposição de 0,02 segundos adquiridas com frequência de 30 Hz, das quais foram avaliados todos os comprimentos de chama. A imagem representativa da chama é definida como a imagem de chama com  $L_f$  mais próximo da altura média calculada. Essa técnica possui incerteza semelhante à avaliada para o fluxo radiativo, sendo que a incerteza associada ao comprimento visível ( $U_{L_f}$ ) de chama é dada por:

$$U_{L_f} = \left\{ (B_{L_f})^2 + (tS_{L_f})^2 \right\}^{0,5} \quad (3.8)$$

onde  $B_{L_f}$  é o erro associado ao sistema de medidas e  $S_{L_f}$  é a variância da amostra associada ao comprimento visível de chama médio ( $\bar{L}_f$ ).

### 3.2.9 Chamas estudadas

As chamas estudadas são agrupadas em séries nomeadas utilizando-se um código composto por letras (L) e números (#), apresentado na Figura 3.8. Os dois primeiros dígitos indicam a série da chama e atentam para a maneira como é realizada a diluição do combustível. Os quatro dígitos numéricos que seguem são referentes à vazão em centésimos de litro por minuto (cL/min), medidos na condição de 298 K e 1 atm. Chamas da série “PC” são aquelas em que a diluição é realizada acrescentando diluente à corrente combustível sem alterar a vazão do hidrocarboneto, mantendo a potência constante. Nessas chamas os dígitos referentes à vazão referem-se à vazão de metano. Chamas da série “VC” são aquelas em que o acréscimo de diluente é realizado com decréscimo na vazão de metano, mantendo a vazão constante. Nessas chamas os dígitos referentes à vazão referem-se à vazão total (metano e

diluyente). Chamas da série “DC” são aquelas em que é mantida a diluição constante, nestas chamas os dígitos referentes à vazão referem-se à vazão de metano.

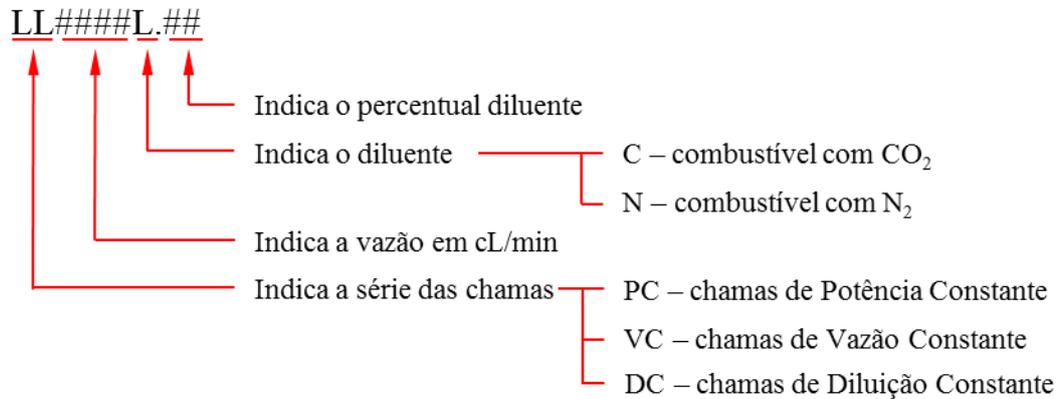


Figura 3.8 – Estrutura da codificação de chamas

O sétimo dígito (letra) refere-se à espécie de diluente utilizado, sendo empregado “C” para diluição com dióxido de carbono e “N” para diluição com nitrogênio. Os dois últimos dígitos indicam o percentual de diluição do combustível. O resumo dos parâmetros das chamas estudadas é apresentado no apêndice A, na Tabela A.1.

Algumas das chamas estudadas apresentam as mesmas características de potência e diluição, porém apresentam códigos diferentes, como por exemplo, as chamas PC0050C.00, VC0050C.00 e DC0050C.00 são chamas com 0,50 L/min de metano e nenhuma adição de diluente. Isto indica que a mesma chama foi realizada uma vez para cada série indicada.

A Tabela 3.2 apresenta as características dos gases especiais utilizados para a realização das chamas. O sistema de *coflow* foi alimentado com ar atmosférico filtrado e desumidificado com vazão de 100 L/min de ar para todas as chamas (velocidade média equivalente de 0,21 m/s).

Tabela 3.2 – Resumo das características dos gases utilizados.

Gás	Pureza (%)
Metano	99,5
Dióxido de Carbono	99,5
Nitrogênio	99,996

### 3.3 Resultados e discussões

No apêndice A são apresentadas a Tabela A.1, com o resumo dos parâmetros das chamas estudadas e a Tabela A.2, com o resumo das características das chamas ( $X_r$ ,  $L_f$  e  $\tau_G$ ) estudadas. No apêndice B encontram-se os gráficos com a distribuição dos fluxos radiativos das chamas estudadas junto com as posições R em que foram realizadas as medições.

Os resultados obtidos serão apresentados em duas etapas. Na primeira serão analisados aspectos visuais das chamas, comprimento visível e estabilidade. Na segunda etapa serão analisadas as características de fração radiante e distribuição do fluxo radiativo.

#### 3.3.1 Aspectos gerais das chamas estudadas

O estudo das chamas inicia-se com a análise do comportamento das chamas sem diluição, ou seja, as chamas da série “DC”. A análise visual destas chamas, Figura 3.9, evidencia que o comprimento visível de chama é reduzido conforme é reduzida a vazão de combustível. O comportamento dinâmico das chamas também é diferente, de modo que se pode afirmar que as chamas com vazão maior que 0,050 L/min apresentam oscilações significativas no comprimento visível, sendo chamas laminares oscilantes, uma vez que não apresentam as estruturas de turbulência que caracterizariam os regimes de transição e turbulento.

A Figura 3.10 apresenta os valores de comprimento de chama medidos para as chamas da série “DC” comparados com os valores previstos pelos modelos descritos na seção 2.3. Observa-se que o modelo proposto por Roper, 1977a apresenta melhor concordância com os valores obtidos experimentalmente que os modelos propostos por Delichatsios, 1993 e Røkke et al., 1992, pois, o primeiro foi desenvolvido para chamas laminares. A concordância é maior para as chamas menores, nas quais o regime é laminar. Conforme as chamas ficam maiores, avançando na região de transição, o modelo de Roper, 1977a tem sua concordância reduzida, enquanto os demais modelos começam a apresentar melhor concordância com os valores experimentais.

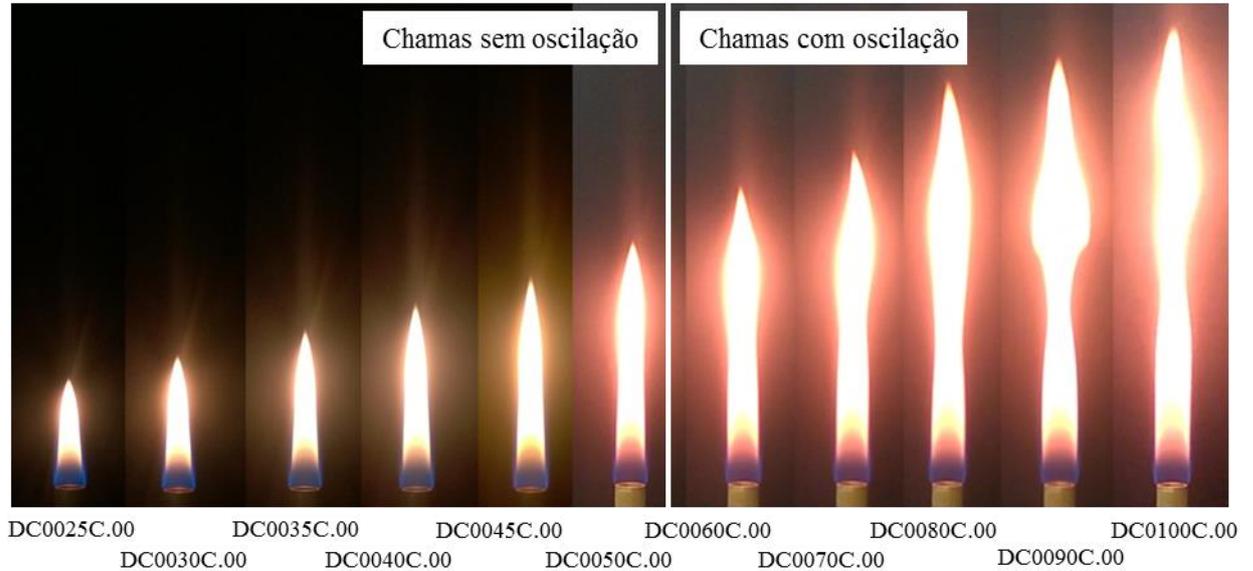


Figura 3.9 – Imagem das chamas da série “DC”  
Chamas de metano puro, sendo que a vazão de metano aumenta da esquerda para a direita.

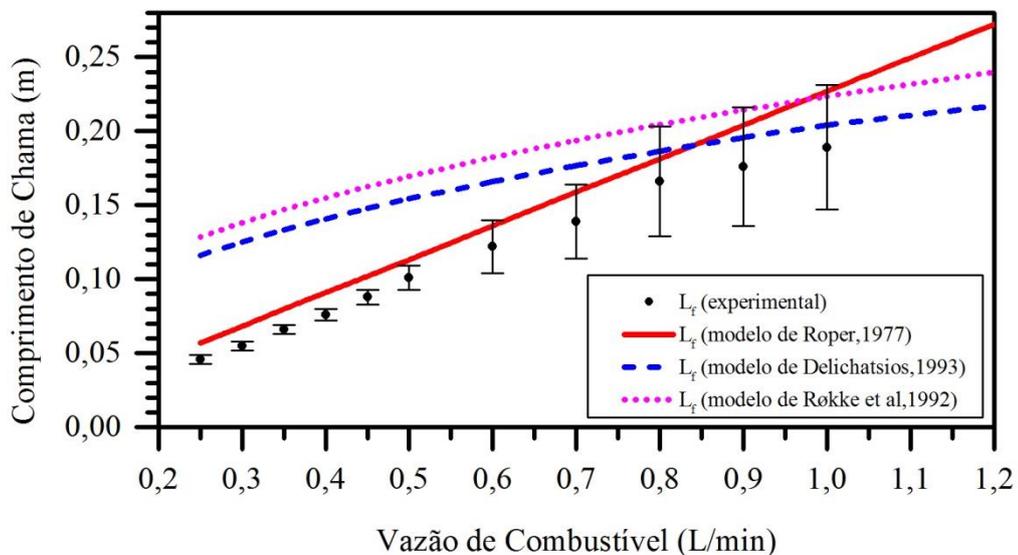


Figura 3.10 – Comparativo entre  $L_f$  medidos e previstos  
Comparativo entre os valores de comprimento de chama obtidos experimentalmente para as chamas da série “DC” e os previstos pelos modelos apresentados na seção 2.3

A Figura 3.11 apresenta as imagens de chama da série PC0025C e a Figura 3.12 apresenta as chamas da série PC0050C, que são séries de chamas com potência constante. Observa-se que, para chamas com a mesma vazão de metano e diferentes vazões de gás carbônico, a adição de  $\text{CO}_2$  aumenta pouco o comprimento visível de chama (na série

PC0025C de 46 mm a 58 mm e na série PC0050C de 100 mm a 110 mm), porém reduz consideravelmente a luminosidade amarelada proveniente da fuligem e aumenta o comprimento livre de formação de fuligem (CLFF). Isso evidencia que a diluição do combustível com  $\text{CO}_2$  provoca uma redução da quantidade de fuligem na chama.

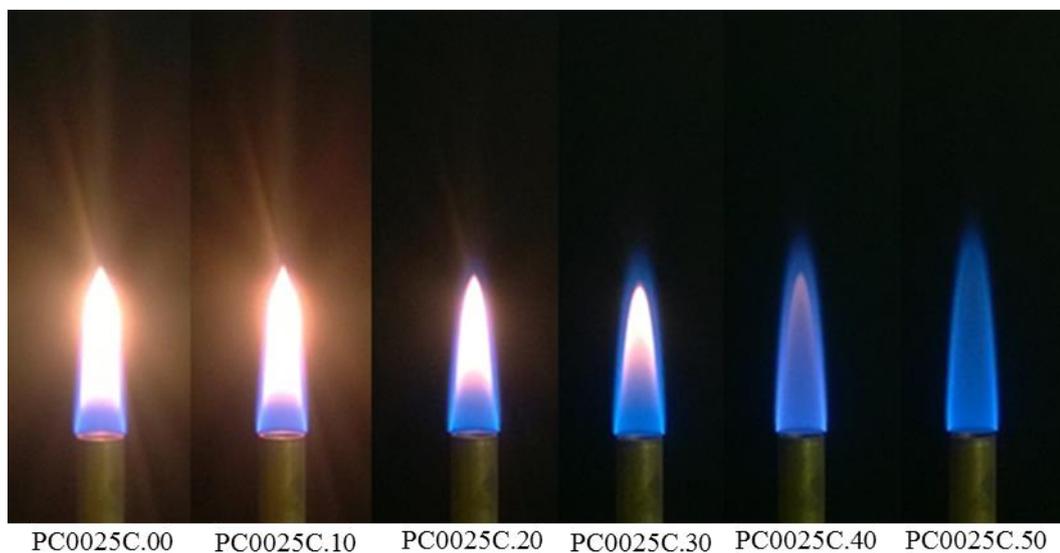


Figura 3.11 – Imagem das chamas da série PC0025C  
Chamas de potência constante, a diluição aumenta da esquerda para a direita

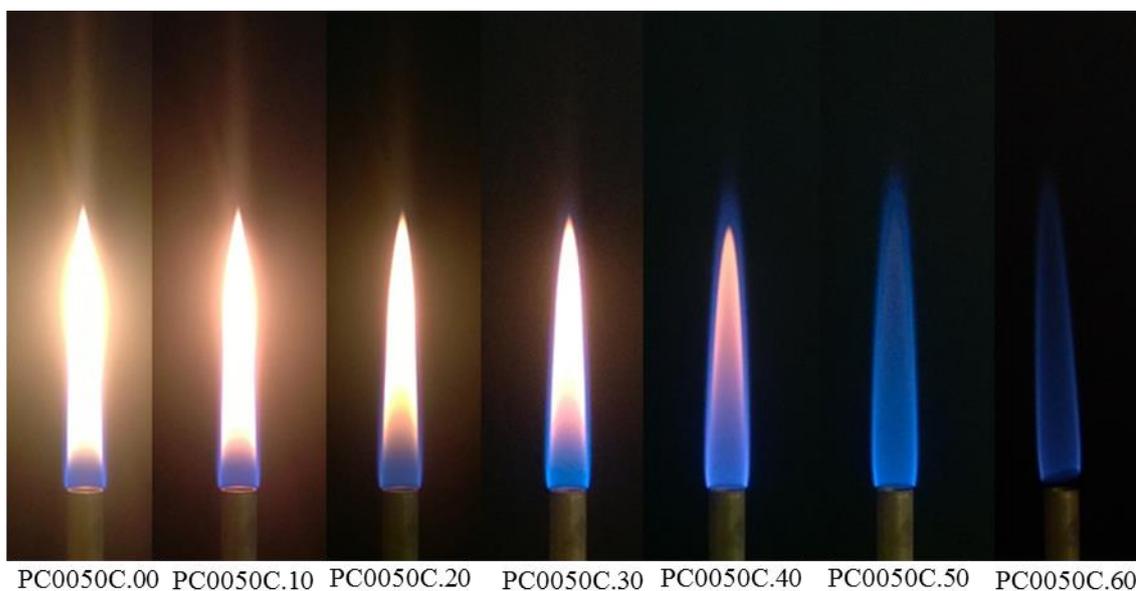


Figura 3.12 – Imagem das chamas da série PC0050C  
Chamas de potência constante, a diluição aumenta da esquerda para a direita

A Figura 3.13 apresenta as chamas da série PC0050N, que possuem potência constante e o gás inerte adicionado é o nitrogênio. A análise comparativa das chamas da série PC0050C (Figura 3.12) e das chamas da série PC0050N (Figura 3.13) ratifica a observação de que a adição de gás inerte ao combustível, mantendo-se a vazão de metano constante, proporciona um pequeno aumento no comprimento visível de chama. Lembra-se que a vazão volumétrica total na linha de combustível para a chama com diluição de 50% é o dobro da condição com combustível puro. Observa-se também a redução da luminosidade amarelada (proveniente da fuligem) e o aumento do CLFF.

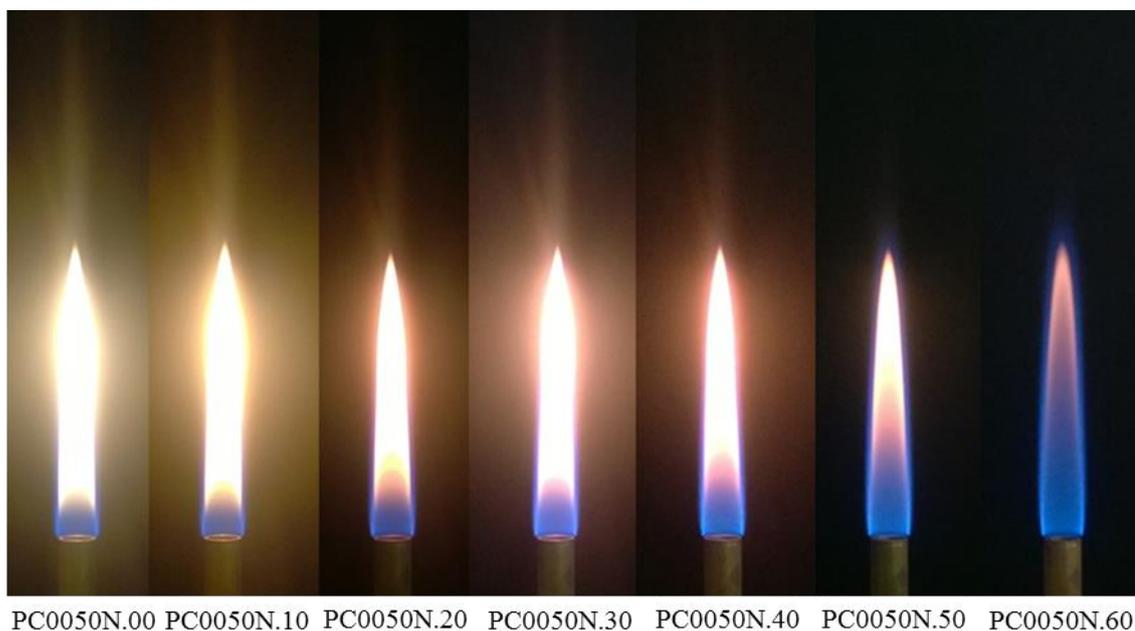


Figura 3.13 – Imagem das chamas da série PC0050N  
Chamas de potência constante, a diluição aumenta da esquerda para a direita

Observa-se ainda que o efeito da diluição sobre a formação de fuligem é diferente para cada diluente. Para chamas de combustível diluído com  $\text{CO}_2$ , a diluição de 50% suprimiu totalmente a luminosidade amarelada da chama, enquanto que para chamas diluídas com  $\text{N}_2$  a diluição de 60% ainda mantém alguma luminosidade no topo da chama. Essa característica pode ser justificada pelo efeito da temperatura na formação de fuligem, uma vez que, conforme seção 2.8, a temperatura de chama adiabática para chamas com mesmo percentual de diluição é superior para a situação em que o diluente é o nitrogênio.

Observa-se também que a chama de metano com 60% de  $\text{CO}_2$  apresenta levantamento do queimador (*lift-off*) significativo, o mesmo não é observado para o caso da diluição com nitrogênio. Na série PC0050C é possível manter a chama até diluições de 70%, porém esta chama é pouco estável e difícil de ser mantida, sendo que com diluição de 72% não foi possível manter a chama. Na série PC0050N, o descolamento equivalente ao da PC0050C.60 ocorre próximo da diluição de 70%, e o apagamento (*blowout*) ocorre próximo a 75% de diluição.

A Figura 3.14 apresenta as chamas da série PC0100C, que também são chamas de potência constante, porém a escala e o tempo de residência característico são maiores. As chamas obtidas são chamas laminares não permanentes, ou seja, apresentam flutuações geométricas. As características de comprimento de chama, luminosidade e comprimento livre de formação de fuligem seguem o mesmo comportamento observado nas demais séries de potência constante. O comprimento visível de chama varia de 179 mm a 195 mm.

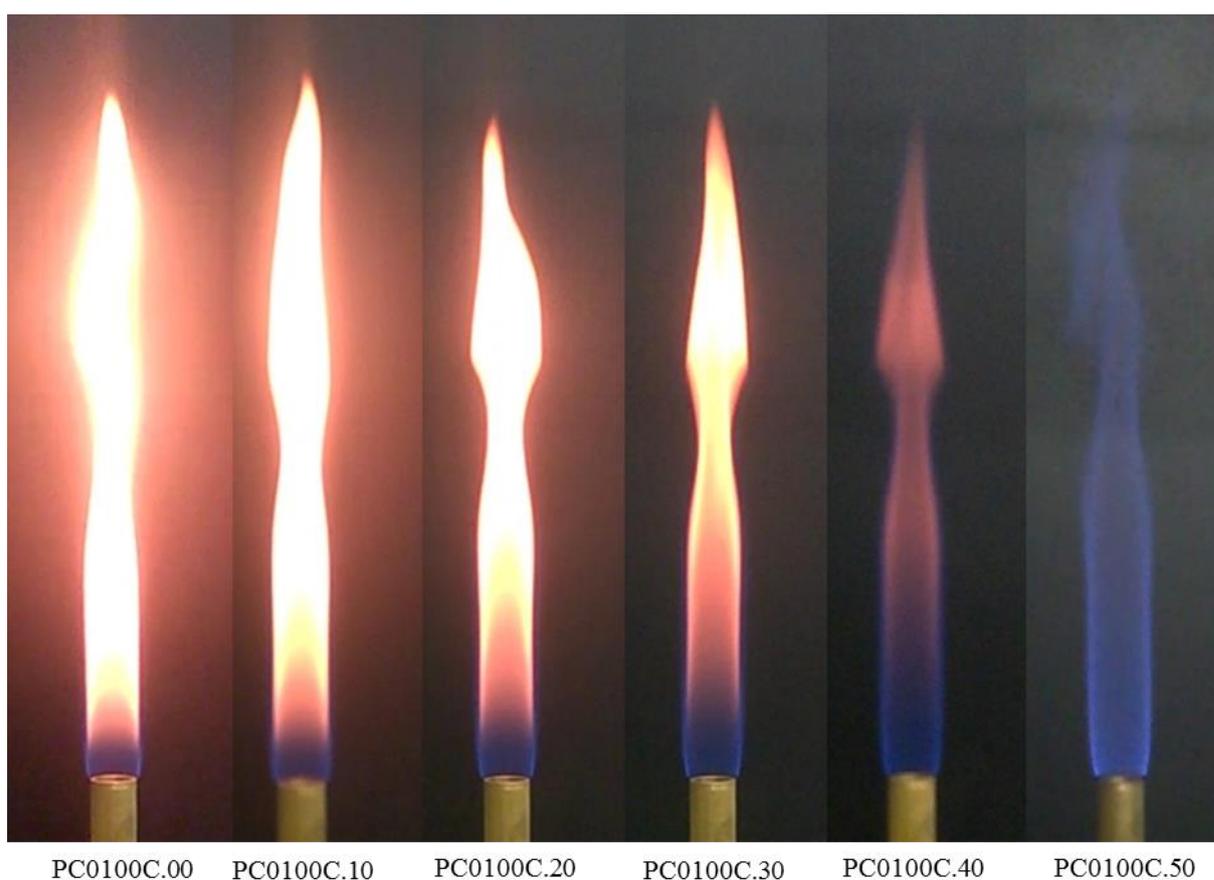


Figura 3.14 – Imagem das chamas da série PC0100C  
Chamas de potência constante, a diluição aumenta da esquerda para a direita

A diluição do combustível pode ser realizada também a vazão total constante. Consequentemente, a velocidade de injeção também se mantém constante. No entanto é importante salientar que o número de Reynolds do escoamento não se mantém o mesmo devido à alteração na viscosidade da mistura. As chamas com esta característica de diluição são apresentadas nas figuras a seguir, sendo que a Figura 3.15 apresenta as chamas da série VC0030C, a Figura 3.16 apresenta as chamas da série VC0050C e a Figura 3.17 apresenta as chamas da série VC0100C.

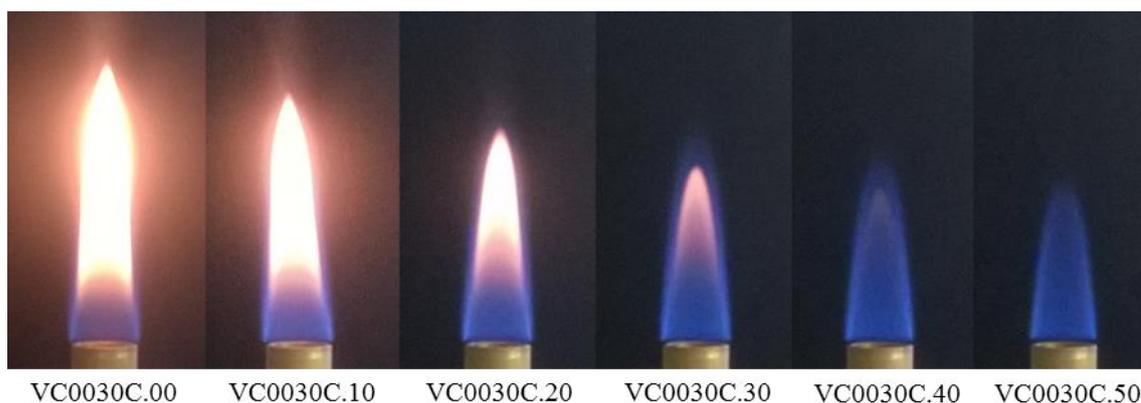


Figura 3.15 – Imagem das chamas da série VC0030C  
Chamas de vazão constante, a diluição aumenta da esquerda para a direita

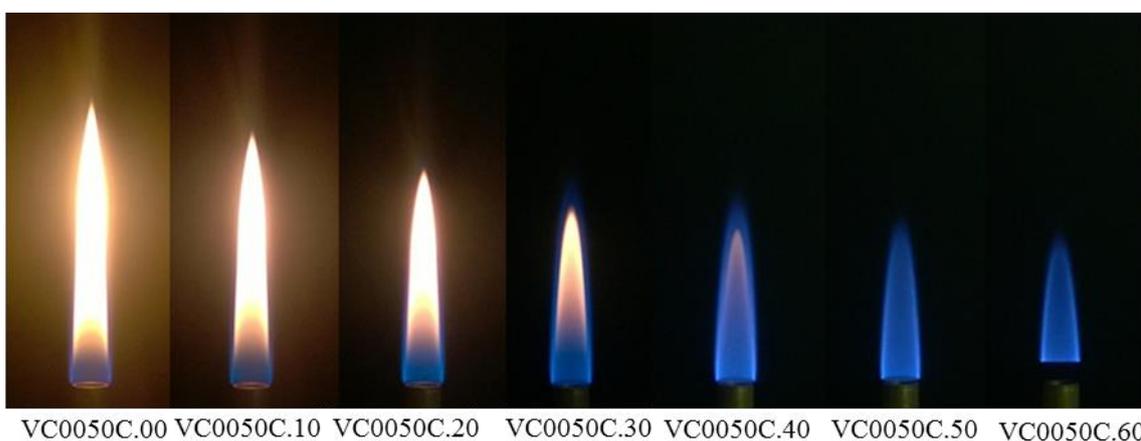


Figura 3.16 – Imagem das chamas da série VC0050C  
Chamas de vazão constante, a diluição aumenta da esquerda para a direita

Para as chamas de vazão constante, o comprimento visível de chama é diminuído conforme é aumentada a diluição do combustível, essa característica é consequência da

redução do componente da mistura que realmente queima (metano). Os valores de  $L_f$  variam de 55 mm a 30 mm para a série VC0030C, de 100 mm a 58 mm para a série VC0050C e de 189 mm a 112 mm para a série VC0100C. Ocorrem também nestas chamas a redução da luminosidade amarelada e o aumento da CLFF conforme é aumentada a diluição.

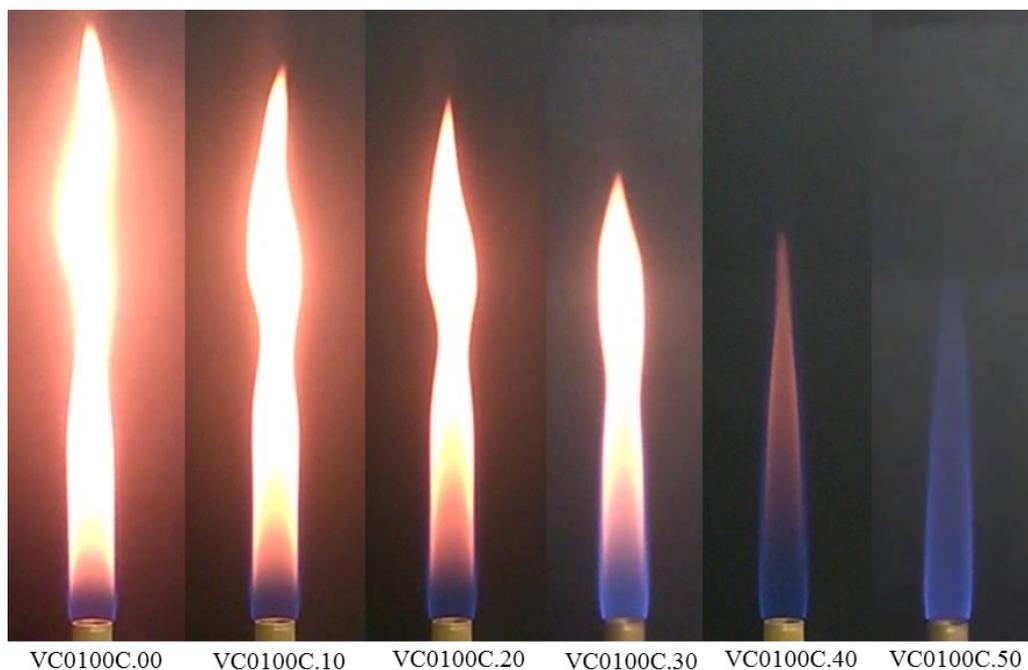


Figura 3.17 – Imagem das chamas da série VC0100C  
Chamas de vazão constante, a diluição aumenta da esquerda para a direita

### 3.3.2 Análise do efeito da diluição na radiação emitida por chamas de metano

Uma distribuição típica do fluxo radiativo é mostrada na Figura 3.18. São apresentados os valores para o fluxo de calor radiante e os valores de incerteza associados à medida para a chama PC0025C.00, com comprimento visível de chama igual a 46 mm, apresentada na Figura 3.11. Os valores de fluxo radiativo são obtidos à distância  $R$  de 45,3 milímetros. Observa-se que os valores absolutos de incerteza são maiores nos pontos onde o valor do fluxo de calor radiante é maior, o que se explica pelo fato da variância do sinal ser maior nesses pontos.

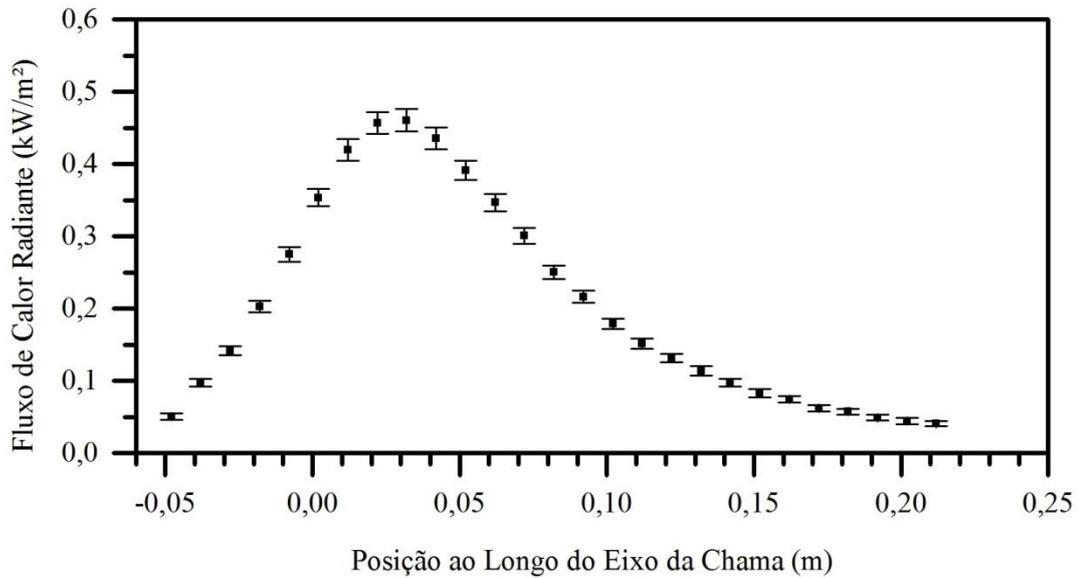


Figura 3.18 – Fluxo radiativo em função da posição ao longo da chama  
Distribuição do fluxo de calor radiante para a chama PC0025C.00 ( $L_f = 46$  mm) medido na posição  $R = 45,3$  mm.

A Figura 3.19, mostra o mesmo resultado apresentado de forma adimensional. O fluxo de calor radiante adimensional é obtido utilizando o parâmetro  $C$ . A posição adimensional ao longo da chama é obtida dividindo-se a cota da posição pelo  $L_f$ , obtendo assim uma altura medida em frações do comprimento visível de chama. A Figura 3.19 mostra que o pico da intensidade de radiação é observado entre  $0,5$  e  $0,75 L_f$ , e que o fluxo ainda é observado em posições acima do comprimento visível de chama, sendo proporcionado, em parte, pela emissão dos gases quentes da combustão. É importante salientar que no caso da Figura 3.19, não é apresentado o parâmetro  $C^*$ , mas sim um parâmetro  $C$ , pois  $C^*$  só é válido para medições realizadas a meio comprimento visível de chama, enquanto na Figura 3.18, a distância é aproximadamente um comprimento visível de chama. Observa-se também que o valor de  $C$  é inferior a um. Isso indica que o modelo da fonte pontual não consegue prever o fluxo radiativo corretamente para a posição  $R$  em que foram realizadas as medições.

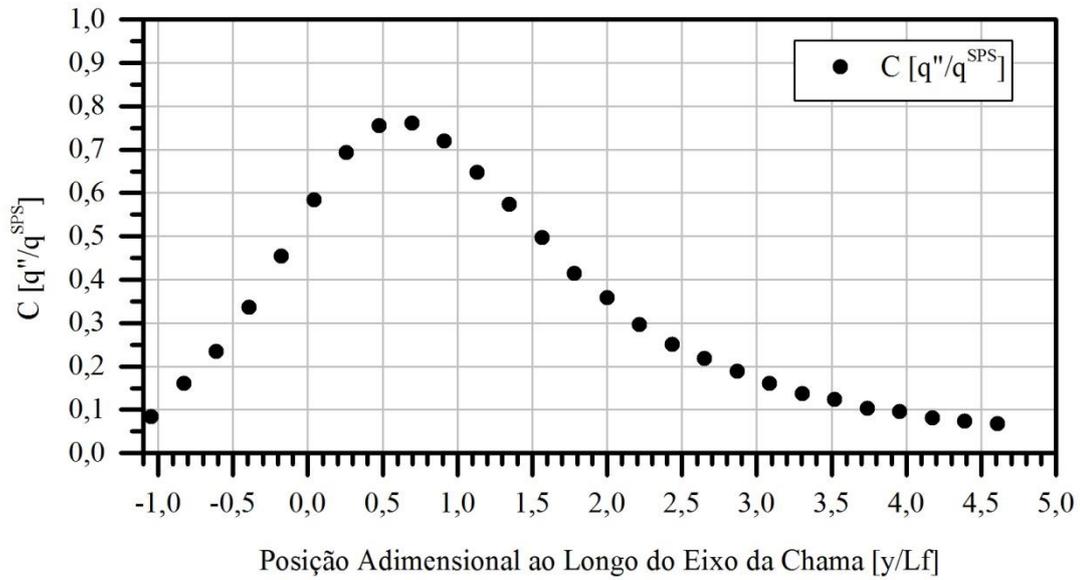


Figura 3.19 – Parâmetro C para chama PC0025C.00  
Parâmetro C para chama PC0025C.00 obtido em  $R=0,98L_f$

A Figura 3.20 apresenta os valores de fração radiante calculada com a Equação 3.5 e o comprimento visível de chama para as chamas da série “DC”, que são aquelas realizadas com diluição constante, variando a potência de chama e a vazão total de combustível, sendo adotada neste estudo a condição de combustível puro.

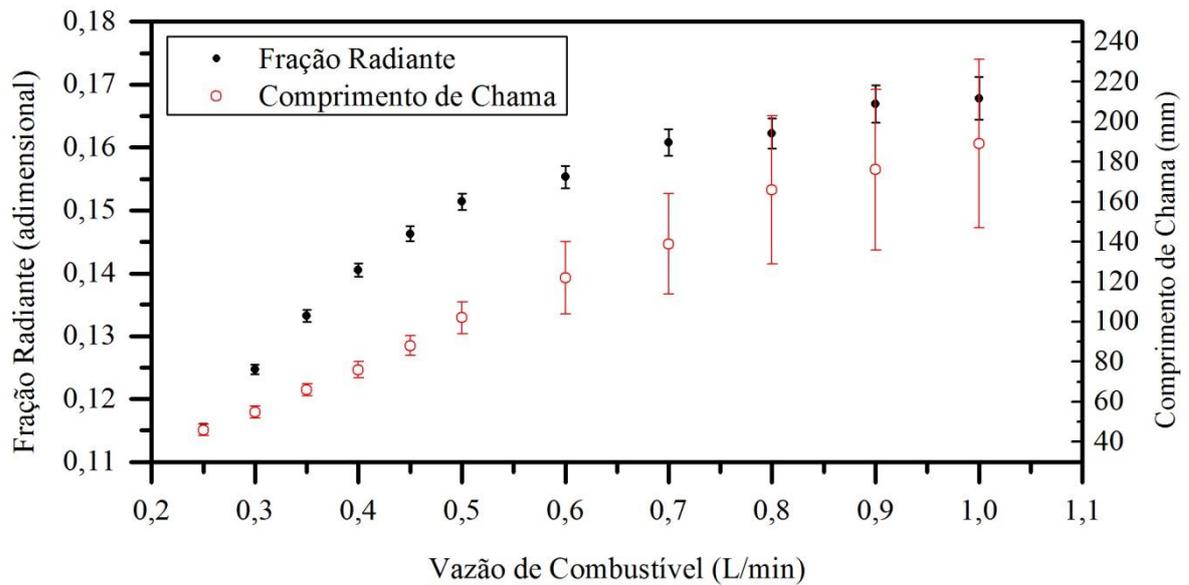


Figura 3.20 – Fração radiante e comprimento visível de chama para chamas da série “DC” (valores correspondentes às chamas apresentadas na Figura 3.9)

Observa-se na Figura 3.20 que a fração radiante não é dependente apenas do comprimento visível de chama. Em contrapartida, na Figura 3.21 é observada a correlação entre a fração radiante e o tempo de residência (definida pela Equação 2.8) em escala logarítmica para chamas de um mesmo combustível, neste caso, metano puro. Lembra-se que o tempo de residência característico, definido pela Equação 2.8, quando aplicado a chamas do mesmo combustível passa a ser dependente apenas de  $L_f^3$  e da velocidade de injeção (Equação 2.9). A temperatura de chama utilizada no cálculo dos tempos de residência característicos reportados neste trabalho é obtida através de cálculos de equilíbrio químico, sendo que a entalpia dos reagentes é corrigida para levar em conta a energia emitida por radiação pela chama. Esta correção é realizada subtraindo-se a energia emitida da entalpia de dos reagentes.

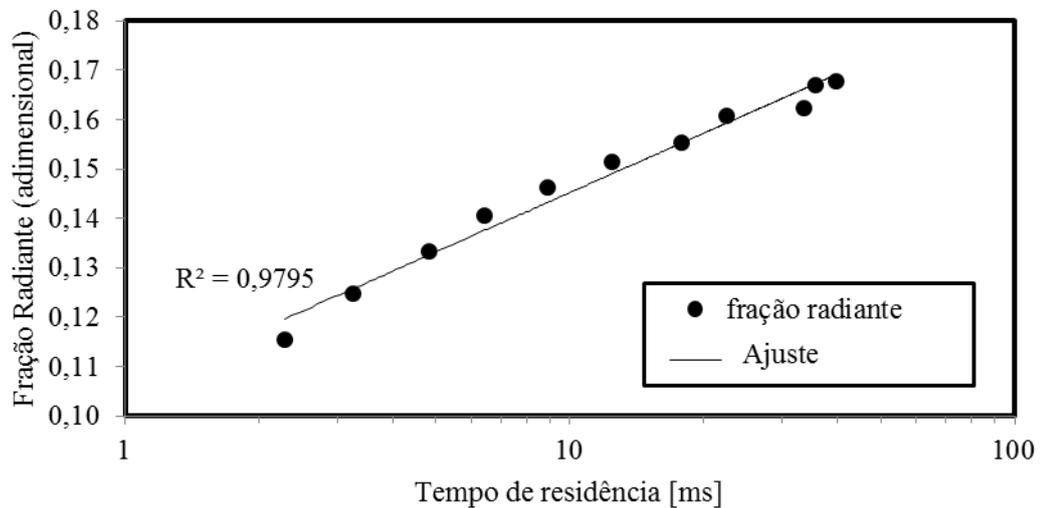


Figura 3.21 – Fração radiante em função do tempo de residência para a série “DC”

A Figura 3.22 apresenta a fração radiante das chamas da série PC0025C, PC0050C e PC0050N, que são chamas de séries de potência constante. Observa-se que a fração radiante para as chamas da série PC0025C aumenta conforme é aumentada a concentração de  $\text{CO}_2$  no combustível. Este é um comportamento inesperado, visto que a adição de  $\text{CO}_2$  inibe a formação fuligem e reduz a temperatura da chama. A possível explicação para a fração radiante aumentar com a adição de  $\text{CO}_2$  é o fato de o gás carbônico ser um gás participante. Assim, mesmo com a redução da temperatura e da fração volumétrica de fuligem, o valor de  $X_r$  cresce em função da emissão de radiação pelo  $\text{CO}_2$ . O mesmo comportamento é observado para as chamas da série PC0050C, embora o aumento de  $X_r$  nas diluições menores (abaixo de

20%) seja menos intenso. A partir de 30% de diluição, o crescimento da fração radiante torna-se mais intenso.

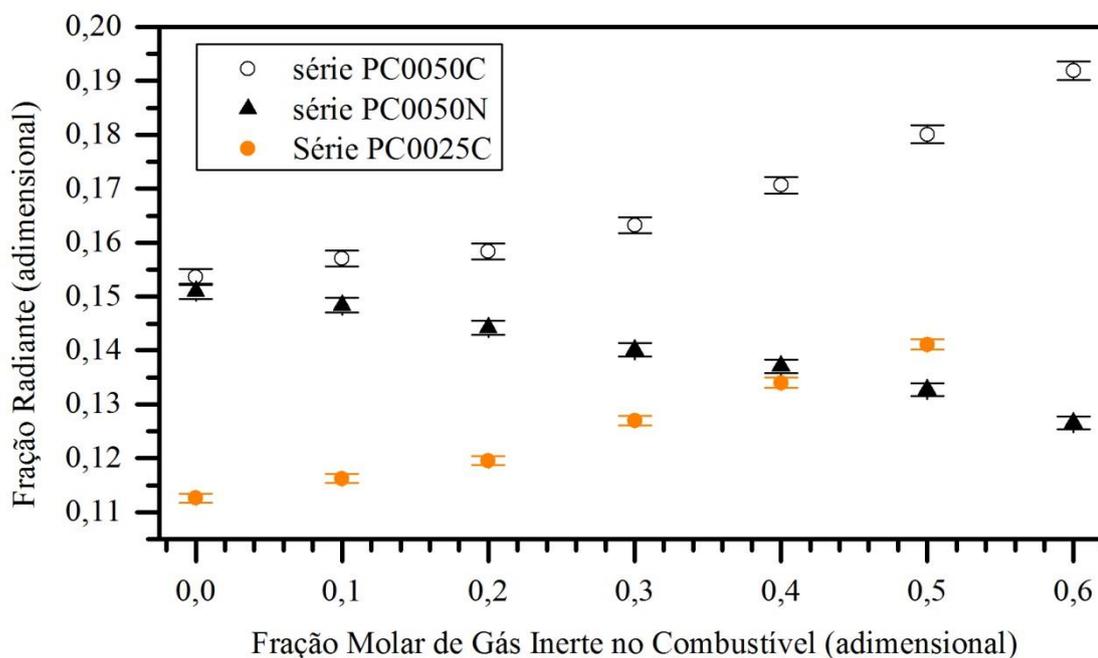


Figura 3.22 – Fração radiante para séries “PC0025C”, “PC0050C” e “PC0050N”

A série PC0050N apresenta como efeito do aumento da adição de  $N_2$ , a redução da fração radiante, proporcionada tanto pela redução da temperatura da chama quanto pela redução da quantidade de fuligem (comparada com a chama de combustível puro). Esse comportamento também é observado nos trabalhos de Mishra e Kumar, 2010 e Turns et al., 1993. Tal comportamento corrobora a hipótese proposta no parágrafo anterior. Nesse caso, como o  $N_2$  não é um gás participante; não há nenhum mecanismo de compensação para o efeito da redução da fuligem e da temperatura da chama. Assim,  $X_r$  cai com o aumento de  $N_2$  na mistura.

A Figura 3.23, apresenta a distribuição do fluxo radiativo ao longo do eixo da chama para as chamas PC0050C.00 (somente metano), PC0050C.50 (mistura de metano com gás carbônico) e PC0050N.50 (mistura de metano com nitrogênio). Nela pode ser observado o efeito de cada diluente sobre a distribuição do fluxo radiativo ao longo do eixo da chama.

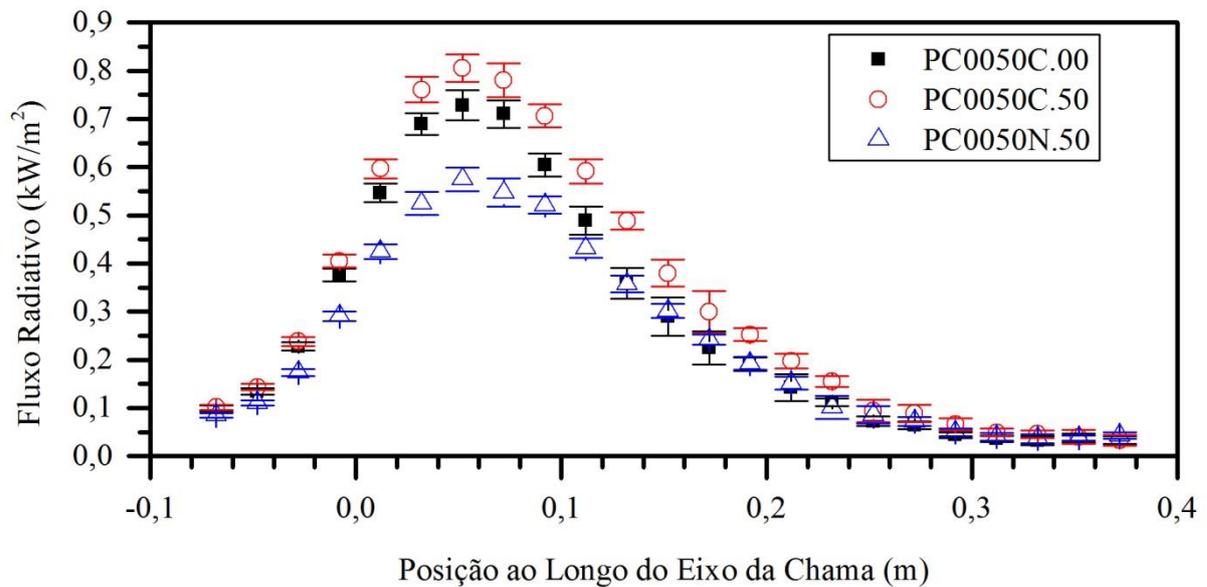


Figura 3.23 – Efeito da diluição sobre a distribuição do fluxo radiativo  
Distribuições do fluxo de calor radiante medidos em  $R = 54,3$  mm para as chamas  
PC0050C.00 ( $L_F = 100$  mm), PC0050C.50 ( $L_F = 113$  mm) e PC0050N.50 ( $L_F = 110$  mm)

A diluição com nitrogênio reduz o fluxo de calor radiante ao longo da chama. Conforme indica a Figura 3.23, a intensidade do fluxo de calor radiante é reduzida significativamente na região onde há chama (entre a posição zero e 0,1 metros, aproximadamente), sendo que na região além da chama, os fluxos de calor praticamente são os mesmos de uma chama pura. Para a diluição com  $\text{CO}_2$  o valor do fluxo radiativo é aumentado, tanto na região da chama quanto na região após a chama. Essa característica reforça a ideia de que o  $\text{CO}_2$ , por ser um gás participante, consegue compensar o efeito da redução da fuligem na região da chama e ainda segue emitindo radiação nas regiões após a chama.

Das séries analisadas até então, observa-se que a adição de  $\text{CO}_2$  reduz a quantidade de fuligem e ainda consegue ampliar a quantidade de energia que é emitida pela chama. Porém este efeito torna-se menos expressivo conforme é ampliado o tempo de residência característico da chama, que aumenta conforme é aumentada a potência. A Figura 3.24 apresenta os valores de fração radiante e incerteza associada para as chamas da série PC0100C, que é uma série de chamas com potência constante e tempos característicos de residência maiores que as séries anteriores.

Nas chamas com menor adição de diluente (0% a 20%), as quais apresentam maior fração volumétrica de fuligem, o efeito da redução da fuligem na chama se sobrepõe ao efeito do aumento da concentração de  $\text{CO}_2$ , fazendo com que a fração radiante diminua. Para diluições maiores que 20% o efeito da redução da radiação proveniente da fuligem começa a ser superado pelo efeito da radiação do gás carbônico, fazendo com que a fração radiante volte a aumentar.

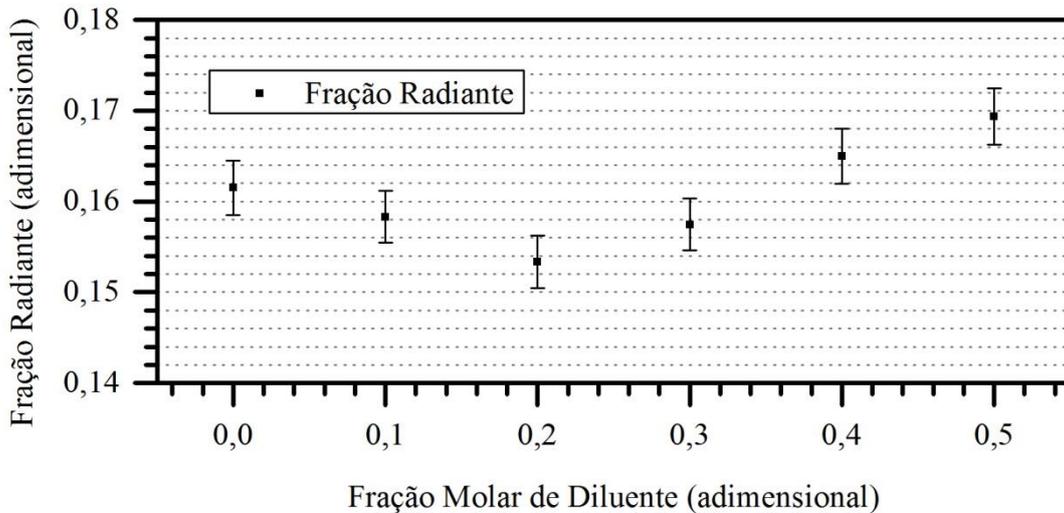


Figura 3.24 – Fração radiante para chamas da série PC0100C

Uma hipótese para explicar esta diferença de comportamento entre as séries “PC” é que o aumento do tempo característico de residência faz com que a importância da fuligem na radiação emitida pela chama seja ampliada. Deste modo, para a série PC0025C ( $\tau_G \approx 3$  ms) a radiação emitida pela fuligem seria pequena, fazendo com que a sua supressão não tenha efeito expressivo em  $X_r$ . Em contrapartida, para a série PC0100C ( $\tau_G \approx 38$  ms) a radiação emitida pela fuligem seria proporcionalmente maior, fazendo com que a sua supressão tenha efeito expressivo em  $X_r$ . A partir de 20% de diluição, dado que a presença de fuligem na chama já é relativamente baixa, a diluição com  $\text{CO}_2$  e a consequente redução adicional de fuligem já não são tão importantes e a emissão do  $\text{CO}_2$  volta a dominar a resposta da chama.

Ao contrário das chamas de potência constante, as chamas da série “VC” (série de chamas com vazão constante) apresentam redução do tempo de residência característico com o aumento da diluição do combustível. Esta redução de  $\tau_G$  é provocada, principalmente, pela redução do comprimento visível de chama, uma vez que a velocidade de injeção é constante. As frações radiantes para as séries “VC” são apresentadas na Figura 3.25.

O comportamento da fração radiante para chamas com vazão constante e diferentes níveis de diluição varia conforme a escala da chama. Para as chamas da série VC0030C, a fração radiante praticamente não é alterada pela diluição. Isso significa que o calor trocado por radiação pela chama é reduzido proporcionalmente à potência de chama. As chamas da série VC0030C possuem  $\tau_G$  pequenos (em média 2 ms), ou seja, a radiação emitida pela fuligem é pequena, não exercendo muita influência em  $X_r$ . Neste caso o efeito da diluição com  $\text{CO}_2$  consegue compensar a redução de  $\tau_G$  e da fuligem. Para as chamas da série VC0050C, onde o  $\tau_G$  médio é de aproximadamente 8 ms, a fração radiante sofre um pequeno decréscimo com o aumento da diluição, indicando que o aumento da concentração de  $\text{CO}_2$ , em chamas com  $\tau_G$  maior, não consegue compensar o efeito da redução da quantidade de fuligem e do tempo característico de residência. A maior redução de  $X_r$  nesta série ocorre para as diluições de até 20%, onde a redução da fuligem pela adição de diluente é mais intensa.

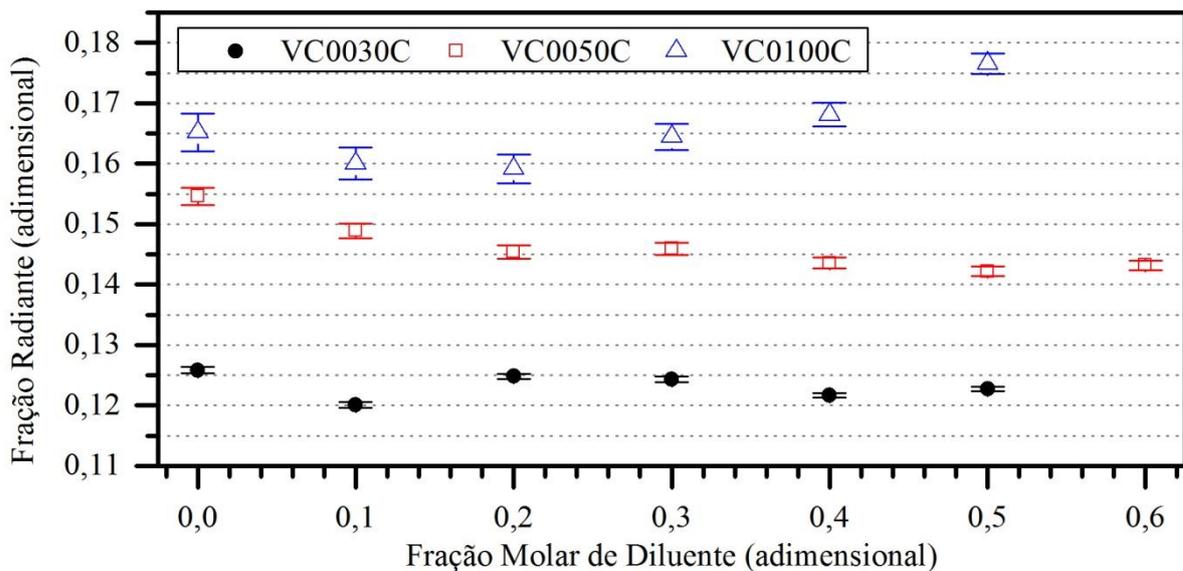


Figura 3.25 – Fração radiante para chamas da série “VC”

Para chamas da série VC0100C, a fração radiante apresenta um comportamento semelhante ao da série PC0100C, decrescente até diluições de 20% e crescente a partir de então. Entretanto, a queda em  $X_r$  é menos intensa que a observada na série de potência constante. Para a série de potência constante, o  $\tau_G$  médio é aproximadamente 31 ms, fazendo com que o efeito da fuligem seja mais expressivo. Nesse caso, a fração radiante diminui na faixa de diluição em que há maior supressão da fuligem e volta a crescer na faixa de diluição em que a supressão é menor.

O gráfico que relaciona a fração radiante com o logaritmo do tempo característico de residência para todas as chamas estudadas é apresentado na Figura 3.26. A qualidade da relação entre a fração radiante e o tempo característico de residência pode ser analisada comparando-se as chamas de séries diferentes e também comparando as chamas dentro de uma mesma série. De modo geral, entre as séries, quanto maior é tempo de residência característico, maior é a fração radiante.

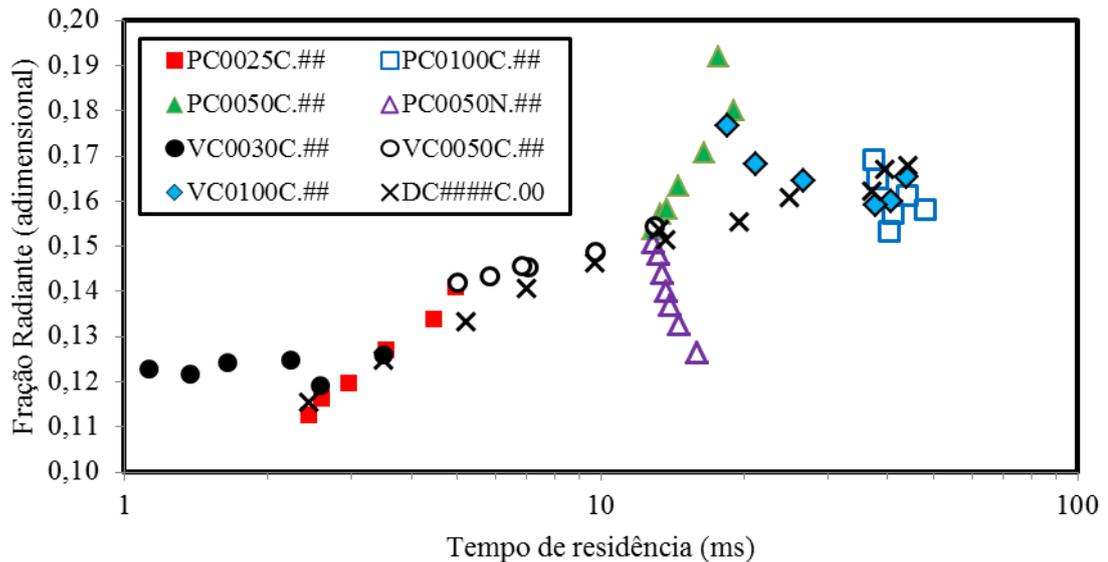


Figura 3.26 – Fração radiante em função do tempo de residência para as chamas estudadas. Tempo de residência característico calculado pela Equação 2.8. Chamas com tempo de residência inferior a 20ms podem ser consideradas laminares estáveis, demais são chamas laminares com flutuações.

Observando-se a variação de cada série, de modo geral, para as chamas laminares, a fração radiante aumenta com o aumento do tempo característico de residência, exceto pelas chamas em que o combustível foi diluído com nitrogênio. Para as chamas diluídas com gás carbônico, o aumento de  $X_r$  com o  $\log(\tau_G)$  é mais intenso do que observado nas chamas de combustível puro.

Para chamas da série PC0100C, chamas laminares oscilantes, não é observado uma relação direta entre  $X_r$  e  $\log(\tau_G)$ , porém todos os pontos acabam ficando muito próximos, não representando uma dispersão significativa.

Para as chamas de vazão constantes, série “VC”, o comportamento da fração radiante é variável conforme a escala da chama, não sendo possível afirmar que exista alguma relação

entre  $X_r$  e  $\log(\tau_G)$  para as chamas da mesma série, que apresentam composições diferentes. Para a série VC0030C,  $X_r$  se manteve praticamente constante com o aumento de  $\tau_G$ . Para a série VC0050C,  $X_r$  aumenta conforme é aumentado  $\tau_G$ . Para a série VC0100C,  $X_r$  diminui e volta a aumentar conforme é aumentado  $\tau_G$ . Em compensação, comparando as séries, observa-se que  $X_r$  aumenta conforme  $\log(\tau_G)$  aumenta.

### 3.3.3 Comparação entre os métodos de obtenção de $X_r$

No presente estudo  $X_r$  é calculado com a integração numérica dos diversos fluxos radiativos medidos ao longo da chama, formando um cilindro virtual, conforme Equação 3.5. Este método é uma alternativa ao método tradicional, definido pela Equação 2.17, em que é realizada apenas uma medida do fluxo radiativo. A Tabela 3.3 apresenta um comparativo dos valores obtidos com as duas técnicas.

Tabela 3.3 – Comparativo entre técnicas de levantamento de  $X_r$

TAG	Medição em ponto único (MPU)		Medição em pontos múltiplos (MPM)		Razão ente valores medidos	
	$X_r$	$U_{X_r}$	$X_r$	$U_{X_r}$	$X_r^{MPU} / X_r^{MPM}$	$U_{X_r}^{MPU} / U_{X_r}^{MPM}$
VC0100C.00	0,176	0,031	0,165	0,003	1,06	9,85
VC0100C.10	0,162	0,034	0,160	0,003	1,01	12,91
VC0100C.20	0,159	0,024	0,159	0,002	1,00	10,15
VC0100C.30	0,172	0,029	0,164	0,002	1,04	13,72
VC0100C.40	0,167	0,021	0,168	0,002	0,99	10,95
VC0100C.50	0,188	0,026	0,177	0,002	1,07	15,21
VC0050C.00	0,157	0,019	0,155	0,001	1,01	13,34
VC0050C.10	0,145	0,021	0,149	0,001	0,97	17,12
VC0050C.20	0,147	0,018	0,145	0,001	1,01	16,30
VC0050C.30	0,146	0,014	0,146	0,001	1,00	13,84
VC0050C.40	0,138	0,017	0,144	0,001	0,96	18,76
VC0050C.50	0,142	0,014	0,142	0,001	1,00	18,54
				Média=	1,01	14,22

Observa-se que ambas as técnicas apresentam valores próximos para a fração radiante, visto que a maior discordância entre os valores de  $X_r$  é inferior a 7%. Em contrapartida, a incerteza associada à medição pela técnica de medição única é, em média, 14,22 vezes maior que a incerteza da técnica de medições múltiplas para as chamas estudadas. Com isso, a

incerteza associada à medida, com a técnica MPU, supera a diferença entre valores de  $X_r$  para as chamas estudadas. Com a técnica MPM, os valores de fração radiante são obtidos sem sobreposição de faixas de incerteza, permitindo maior precisão no valor reportado. A desvantagem da técnica de múltiplas medições é o tempo gasto para a medição de uma chama, que por muitas vezes, é até 30 vezes maior.

A técnica MPU pode ser realizada também se utilizando do parâmetro  $C^*$  proposto por Sivathanu e Gore, 1993, porém, é preciso observar que os valores desse parâmetro são válidos para chamas turbulentas. A Figura 3.27 apresenta alguns parâmetros  $C$  obtidos para chamas laminares comparados com o parâmetro  $C^*$  apresentado na seção 2.5. Os parâmetros  $C$  apresentados na Figura 3.27 são avaliados em posições próximas a  $0,5 L_f$ .

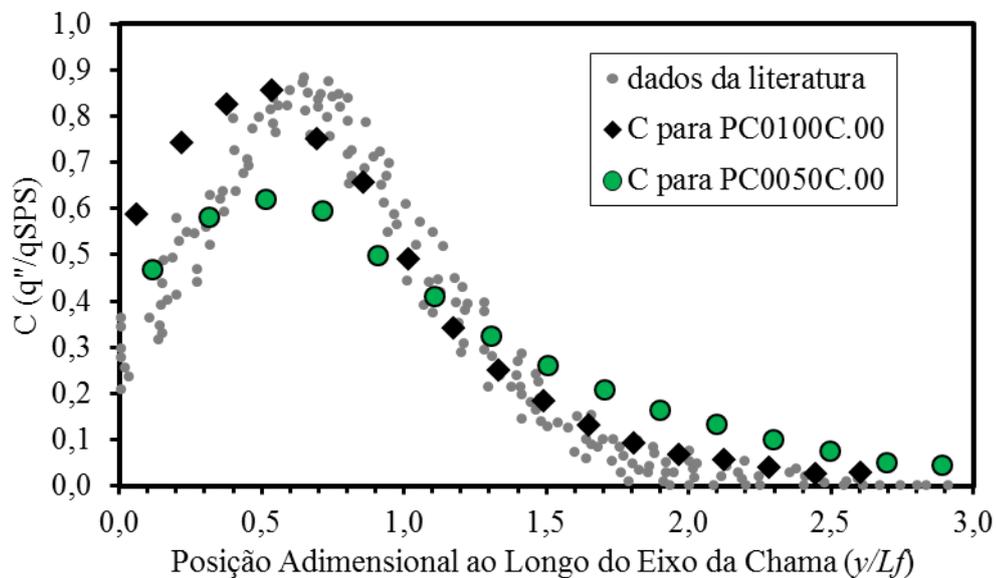


Figura 3.27 – Comparação entre parâmetros  $C$  do estudo e da literatura. Dados da literatura ( $C^*$ ) obtidos de Houf e Schefer, 2007 e Sivathanu e Gore, 1993, o valor de  $R$  para a chama PC0100C.00 é  $0,57L_f$  e para a chama PC0050C.00 é  $0,54L_f$ .

Observa-se que, tanto para a chama PC0100C.00 quanto para a chama PC0050C.00, o valor máximo de radiação é observado em regiões abaixo da relatada por Sivathanu e Gore, 1993 e Houf e Schefer, 2007 para chamas turbulentas. Essa diferença de posição pode ser causada tanto por diferenças morfológicas entre chamas laminares e turbulentas como pela maneira como é avaliado  $L_f$ , que no caso do trabalho atual, é considerado como sendo a média das alturas apresentadas ao longo do tempo. Essa configuração de comprimento de chama é interessante, pois o pico de radiação observado na chama PC0100C.00, que apresenta

oscilação de  $L_f$  considerável, coincide com o pico de radiação da chama PC0050C.00, que apresenta oscilação desprezível. Nos trabalhos citados não são relatados os critérios para determinação do comprimento visível de chama.

Quanto aos valores de  $C$ , observa-se que quanto menor a escala da chama (PC0050C.00) menor é o valor do parâmetro. Ou seja, os valores apresentados por Sivathanu e Gore, 1993 não devem ser utilizados para chamas laminares. Outro aspecto que deve ser levado em conta é quanto à distância em que o modelo SPS pode ser utilizado. A distância de  $2 L_f$  apresentada na literatura é válida para chamas turbulentas, que apresentam distribuição do fluxo radiativo semelhante ao parâmetro  $C^*$ . No entanto, sabendo que chamas laminares se afastam dos valores obtidos com o modelo SPS, é conveniente considerar, para estas chamas, uma distância maior para a medição.

### 3.4 Conclusões parciais

Esta seção explorou os efeitos da diluição com inertes em chamas não pré-misturadas de metano na condição laminar e na condição de transição para o regime turbulento.

A adição de diluente no combustível ocasiona a redução da quantidade de fuligem formada, o que pode ser evidenciado pelo aumento da CLFF e da redução da luminosidade amarelada da chama. Pode-se ainda diferenciar o efeito do tipo de diluente: para as chamas diluídas com  $\text{CO}_2$ , a inibição da formação de fuligem e a redução da estabilidade de chama ocorrem em diluições inferiores às observadas para diluição com  $\text{N}_2$ . Para chamas de mesma potência, o comprimento visível de chama é levemente aumentado com a diluição. Quando o parâmetro mantido constante é a vazão total, o comprimento visível de chama é reduzido com o aumento da diluição.

A adição de diluentes como o nitrogênio (gás não participante) provoca a redução da fração radiante devido à inibição da formação de fuligem e à redução da temperatura da chama. A adição de gás carbônico também inibe a formação de fuligem e reduz a temperatura da chama, porém este gás absorve e emite radiação. Neste caso, o efeito causado na fração radiante depende tanto do tempo de residência característico como da fração molar de diluente introduzida no combustível.

A fração radiante pode ser relacionada com o tempo característico de residência da chama, desde que seja considerada a composição do combustível. Para chamas da série “DC”, a composição dos produtos da combustão é de certa forma constante, fazendo com que haja uma correlação entre  $X_r$  e  $\tau_G$ . Conforme se adiciona gás inerte ao combustível, a composição dos produtos da combustão é alterada, fazendo com que a fração radiante se afaste do que seria esperado pelo tempo de residência característico. De modo geral, a adição de diluente no combustível aumenta o tempo de residência característico para chamas de potência constante e diminui o tempo de residência característico para as chamas de vazão constante.

A adição de  $\text{CO}_2$  ao combustível proporciona diferentes resultados quando os tempos de residência característicos são diferentes. De modo geral, pode-se dizer que: a) quanto maior for a adição de inerte, maior é a inibição da formação de fuligem, e quanto menor é a quantidade de fuligem, menor é a radiação emitida; b) quanto maior for o tempo de residência característico, maior é a radiação emitida c) e quanto maior for a fração molar de espécies gasosas que emitem radiação, maior é o calor trocado por radiação. O efeito observado na chama é determinado pela competição entre estas características.

Aparentemente, o tempo característico de residência exerce influência sobre a parcela de radiação que é emitida pela fuligem, sendo que quanto maior for o  $\tau_G$ , maior será esta parcela, como é observado no comportamento das chamas diluídas com gás carbônico em até 20%.

Modelos como o SPS e a utilização de parâmetros como o  $C^*$  podem ser bastante úteis, porém é necessário observar que nem sempre a distância de  $2 L_f$  é suficiente para a obtenção correta da fração radiante, sendo que para chamas de pequeno porte esta distância deve ser ampliada, devido ao fato da razão entre a radiação proveniente da região da chama e a proveniente da região após a chama ser menor que a observada para chamas maiores.

## 4 DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DOS FATORES DE PONDERAÇÃO DO MODELO DE MÚLTIPLAS FONTES PONTUAIS

### 4.1 Introdução

A utilização de modelos numéricos computacionais com a solução das equações de transporte de massa, quantidade de movimento, energia e das espécies químicas incluindo modelos de radiação e fuligem podem gerar bons resultados para a previsão do fluxo radiativo proveniente de uma chama, porém exigem alto investimento computacional. Esta necessidade de investimento torna essas simulações inviáveis para grande parte das aplicações industriais. Assim, são necessários modelos simplificados para a predição da radiação emitida por chamas. Modelos algébricos como os apresentados no capítulo 2 são particularmente interessantes.

O modelo de fonte pontual, apresentado na seção 2.4, é o modelo padrão para a predição do fluxo de calor radiante proveniente de uma chama, conforme a norma ANSI/API 521 STANDARD, 2008. Este modelo é simples e de fácil execução, fornecendo resultados aceitáveis para regiões afastadas da chama (acima de  $2 L_f$ ). Conforme essa distância é reduzida, a qualidade dos resultados obtidos decai, sendo desaconselhável o uso deste modelo para regiões inferiores a  $2 L_f$  para chamas turbulentas, conforme Becker e Liang, 1982. Nesses casos o modelo de múltiplas fontes pontuais, apresentado na seção 2.6, torna-se interessante por apresentar resultados melhores para a intensidade do fluxo radiativo do que os obtidos com o modelo da fonte pontual, mantendo a simplicidade do modelo.

A dificuldade de utilização do modelo de múltiplas fontes pontuais reside na necessidade de se conhecer os fatores de ponderação associados a cada fonte. Hankinson e Lowesmith, 2012 propuseram que os fatores de ponderação poderiam ser aproximados por duas funções lineares dependentes de  $y/L_f$ , uma crescente para a região entre 0 e  $0,75 L_f$  e uma decrescente entre  $0,75 L_f$  e  $1 L_f$ , obtendo uma distribuição dos fatores conforme a apresentada na Figura 2.6. Nota-se que esta proposição assume que todas as fontes pontuais encontram-se dentro da região ocupada pelo comprimento visível de chama. Essa distribuição proposta se baseia em observações experimentais para chamas de combustíveis não diluídos.

O problema é que tais fatores podem não ser adequados para chamas diluídas com  $\text{CO}_2$ , visto que a temperatura e a distribuição das espécies que emitem radiação são alteradas.

Partindo deste problema, é empregada uma técnica para a obtenção dos fatores  $w_j$ , aplicáveis na Equação 2.13, a partir de medições diretas dos fluxos radiativos provenientes da chama. Esta etapa do trabalho visa a verificar se a obtenção experimental dos fatores de ponderação  $w_j$  utilizados no modelo de múltiplas fontes pontuais (seção 2.6) consegue prever corretamente a distribuição do fluxo radiativo emitido por chamas com diferentes diluições com  $\text{CO}_2$ . Tal estudo será realizado em chamas de transição do regime laminar para o turbulento de baixa potência (inferior a 2 kW) controladas por empuxo.

## 4.2 Métodos

Conforme a seção 2.6, os fatores de ponderação  $w_j$  são valores entre zero e um e o somatório de todos os fatores deve ser igual à unidade. Para obter os valores de ponderação são realizadas medidas dos fluxos radiativos ao longo da chama utilizando-se de radiômetro com o ângulo de visão restringido na direção do comprimento de chama, conforme Figura 4.1.

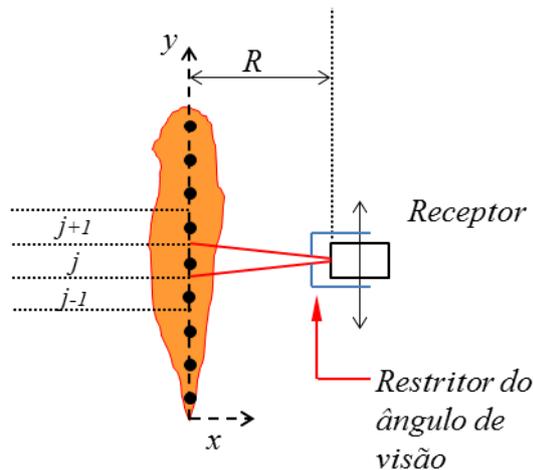


Figura 4.1 – Obtenção dos fatores de ponderação para cada região  $j$

O fator de ponderação para uma região  $j$  da chama é obtido pela divisão da intensidade de radiação para a região ( $I_j$ ) pelo somatório das  $N$  intensidades medidas, conforme Equação 4.1

$$w_j = \frac{I_j}{\sum_{j=1}^N I_j} \quad (4.1)$$

onde  $I_j$  é o sinal obtido em cada posição  $j$  ao longo do eixo da chama.

Após a obtenção dos fatores de ponderação, eles são aplicados no modelo *WMPS*, descrito na seção 2.6, na qual o fluxo de calor radiante é descrito pela Equação 2.13 (reapresentada abaixo). A verificação da qualidade dos resultados é observada comparando-se a distribuição dos fluxos radiativos medidos conforme seção 3.2.3 com a distribuição dos fluxos radiativos obtidos através do modelo. As distribuições de fluxo de calor radiante foram medidas à distância ( $R$ ) de 199 mm da chama. Os valores de  $X_r$  são obtidos conforme reportado na seção 3.2.7 e  $L_f$  conforme seção 3.2.8

$$q^{WMPS} = \frac{X_r Q_f}{4\pi} \sum_{j=1}^N \frac{w_j \tau_S}{S_j^2} \cos \varphi_j \quad (4.2)$$

Visando quantificar a concordância entre a distribuição do fluxo radiativo medido e o fluxo radiativo obtido pelo modelo é utilizado o coeficiente de determinação ( $R^2$ ), que pode variar de zero a um, sendo que um indica concordância exata. A definição de  $R^2$ , segundo Barroso et al., 1987, é dado por:

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{j=1}^N (q_{j,exp}'' - q_{j,mod}'')^2}{\sum_{j=1}^N (q_{j,exp}'')^2 - (\sum_{j=1}^N q_{j,exp}'')^2 / N} \quad (4.3)$$

onde  $q_{j,exp}''$  é o fluxo radiativo medido no experimento,  $q_{j,mod}''$  é o fluxo radiativo obtido com o modelo e  $N$  é o número de ocorrências avaliadas.

#### 4.2.1 Bancada experimental

Para medir o fluxo radiativo de uma região específica da chama, é necessário restringir o ângulo de visão do radiômetro. Neste trabalho optou-se pela construção de um acessório

para atender esta necessidade conforme a Figura 4.2. A placa que forma a fenda foi construída em alumínio polido, com estrutura interna em madeira para garantir rigidez estrutural e isolar o sensor de uma possível emissão da placa da fenda. Nota-se que a restrição se dá no sentido longitudinal da chama. Assim, a radiação recebida pelo sensor é o resultado da emissão de toda a seção transversal da chama compreendida dentro do ângulo de visão.

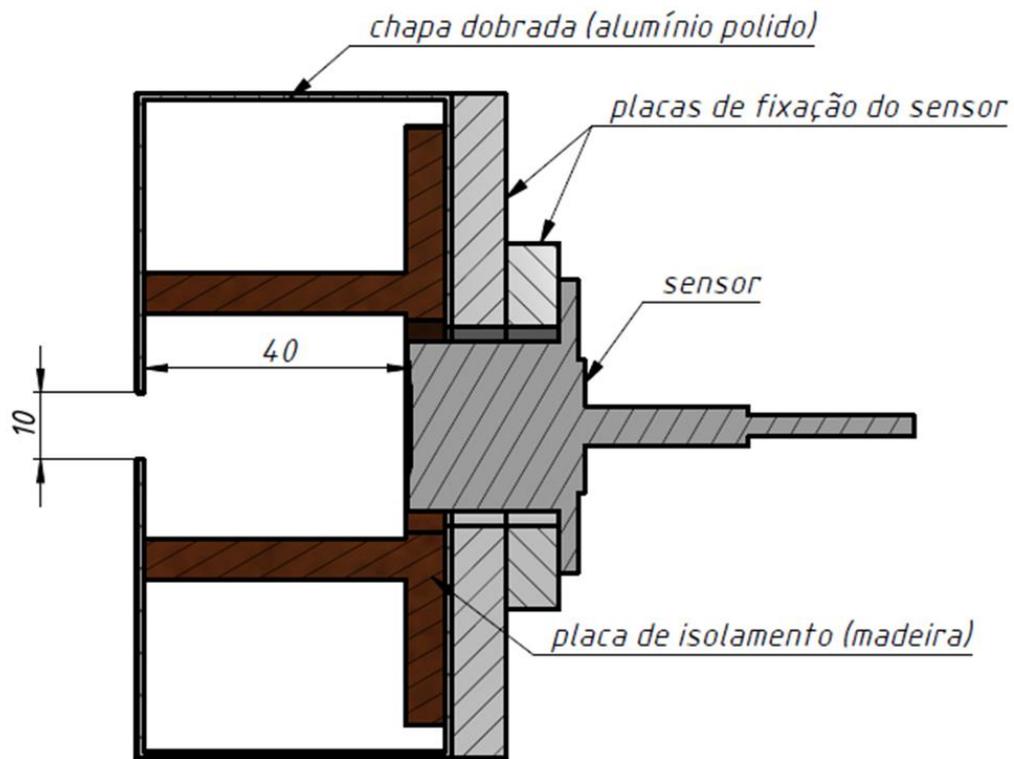


Figura 4.2 – Aparato para restrição do ângulo de visão do sensor

As aquisições de intensidade de fluxo radiativo foram realizadas com a face do sensor posicionada a 124 milímetros do eixo da chama. No Apêndice D é apresentada uma análise de como o aparato construído restringe o campo de visão do sensor, sendo que pela ótica geométrica a região observada pelo sensor possui altura máxima de 5,6 cm. As aquisições dos valores de intensidade do fluxo radiativo foram realizadas sempre nas mesmas posições, com passo de 50 milímetros, partindo de uma posição abaixo da saída do injetor até a altura em que o sinal obtido fosse menor que o dobro do sinal de fundo. Para garantir que o sinal medido não seja alterado pela intensidade de radiação proveniente do aparato usado para restringir o campo de visão, o sinal de fundo, que é subtraído do sinal do experimento, foi adquirido ao final da medição do sinal em cada posição.

Nesta seção foram estudadas chamas de transição do regime laminar para o turbulento com potências variando de 1 kW ( $L_f \approx 290$  mm) a 1,6 kW ( $L_f \approx 400$ mm). Como as chamas são de transição do regime laminar para o turbulento, a necessidade do *coflow* é eliminada. As chamas estudadas seguem a nomenclatura da seção anterior, sendo elas as chamas de potência constante PC0300C.00, PC0300C.20 e PC0300C.40 e as chamas de vazão constante VC0300.20 e VC0300.40. Entretanto, as chamas estudadas aqui não devem ser comparadas com as chamas da seção anterior devido ao fato de que o combustível utilizado nestas chamas ser o gás natural (GN), que é composto em volume por aproximadamente 90,8% de metano, 6,1% de etano e 1,2% de propano e 1,9% de hidrocarbonetos maiores e gases inertes, conforme GASNET, 2013 (assumindo gás proveniente da Bolívia).

O queimador utilizado neste estudo é apresentado na Figura 4.3. Neste queimador o combustível atravessa um leito de esferas e é injetado através do duto injetor com diâmetro interno de 7,4 mm e 235 mm de comprimento.

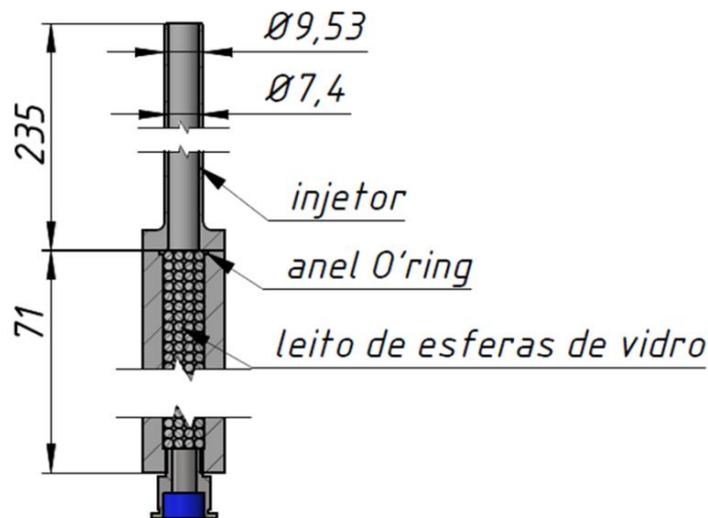


Figura 4.3 – Queimador utilizado para chamas turbulentas  
Dimensões milímetros.

### 4.3 Resultados e discussões

A Figura 4.4 mostra as imagens representativas para cada chama estudada. Observa-se que ocorre a redução da luminosidade amarela da chama com o aumento da diluição. Nota-se que a luminosidade ainda é observada nas chamas diluídas em 40% com CO<sub>2</sub>. Lembra-se que

para as chamas laminares, a diluição com 40% de gás carbônico provoca a quase extinção dessa luminosidade. Isto pode ser atribuído tanto ao maior tempo de residência característico quanto ao combustível utilizado neste experimento, que por possuir hidrocarbonetos de cadeias maiores, apresenta maior propensão à formação de fuligem.

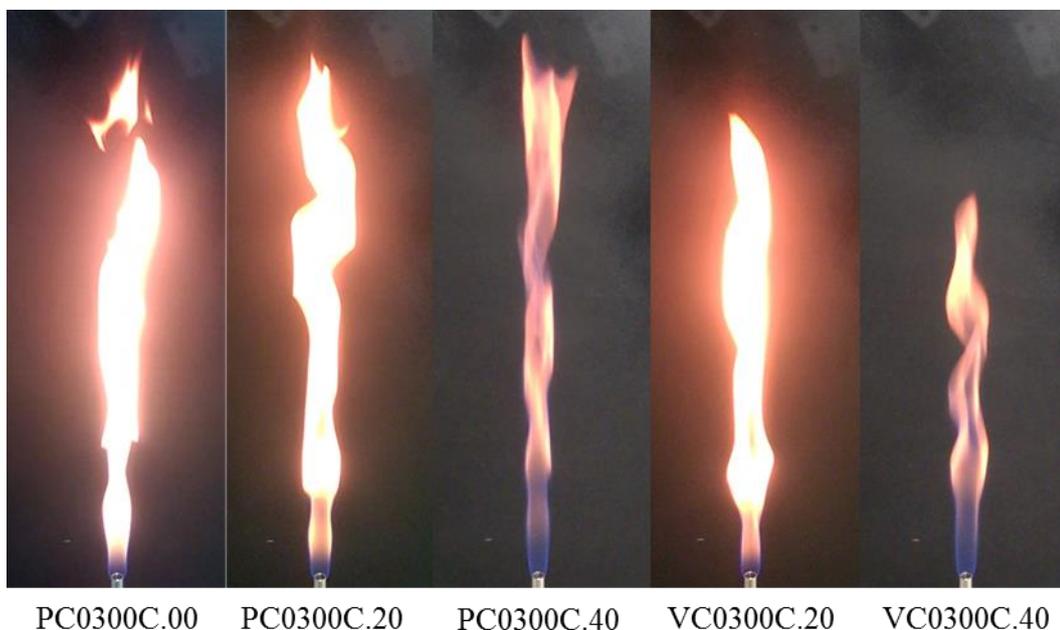


Figura 4.4 – Imagens das chamas de transição estudadas  
Imagens obtidas com tempo de exposição de 0,02 segundos. A imagem representativa é aquela que apresenta o comprimento de chama mais próximo do comprimento de chama médio avaliado para 150 imagens da chama.

A Tabela 4.1 apresenta as características das chamas estudadas. Observa-se que a adição de  $\text{CO}_2$  reduz a fração radiante das chamas, indicando que o efeito da redução da radiação proveniente da fuligem ainda é maior que o efeito do aumento da emissão do  $\text{CO}_2$  para estas chamas. Conforme Equação 2.13, além dos fatores de ponderação, a determinação correta da fração radiante é essencial para se obter bons resultados com o modelo *WMPS*. Na Figura 4.5 são apresentados os valores de fração radiante em função do tempo de residência característico, comparados com os dados obtidos na seção 3.3.2. Observa-se que a tendência de aumento de  $X_r$  com o aumento do tempo de residência característico é mantida. A Tabela A.3, no apêndice A apresenta mais informações sobre as chamas estudadas neste capítulo.

Tabela 4.1 – Características das chamas estudadas

	PC0300C.00	PC0300C.20	PC0300C.40	VC0300C.20	VC0300C.40
$S_r$ (kW)	1,663	1,663	1,663	1,331	0,998
$X_r$	0,1782	0,1656	0,1561	0,1615	0,1546
$U_{X_r}$	0,0091	0,0112	0,0106	0,0099	0,0069
$L_f$ (mm)	396	391	407	348	288
$\tau_G$ (ms)	136	129	140	113	82

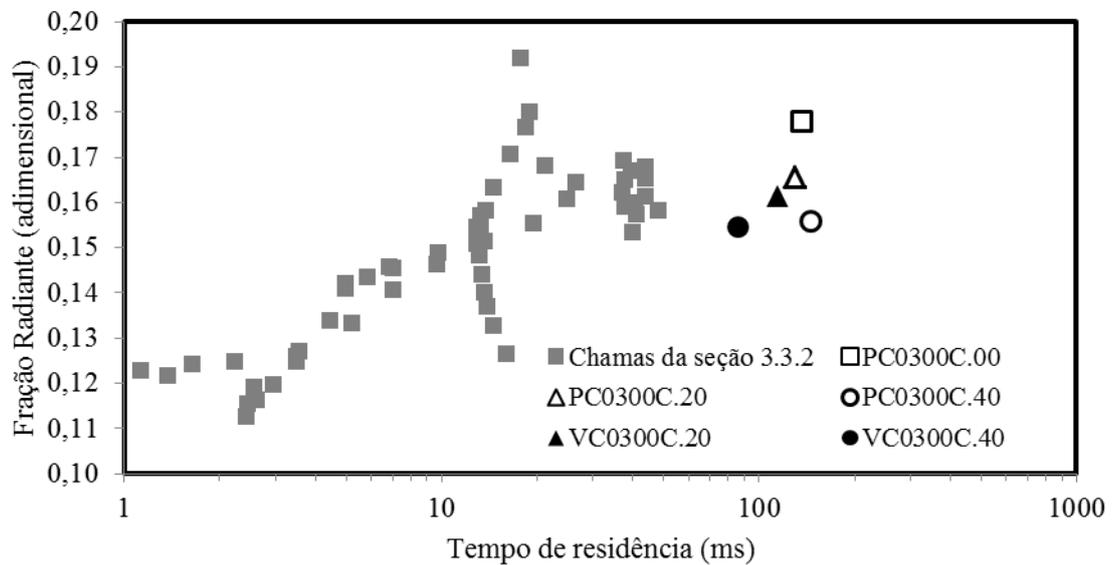


Figura 4.5 – Fração radiante em função do tempo de residência para as chamas estudadas  
 Fração radiante em função do tempo e residência característico calculado pela Equação 2.8.

A Figura 4.6 apresenta os fatores de ponderação obtidos para as cinco chamas estudadas. A linha contínua na base dos gráficos marcam os comprimentos visíveis de chama. A maneira como os fatores de ponderação são apresentados na Figura 4.6 não permite a comparação entre eles, pois o valor dos fatores de ponderação depende do número de fontes pontuais consideradas. Sendo assim, na Figura 4.7 são apresentados os valores de  $w_j$  dividido pelo  $w_j$  máximo. A posição ao longo do eixo da chama também é apresentada em frações do comprimento visível de chama.

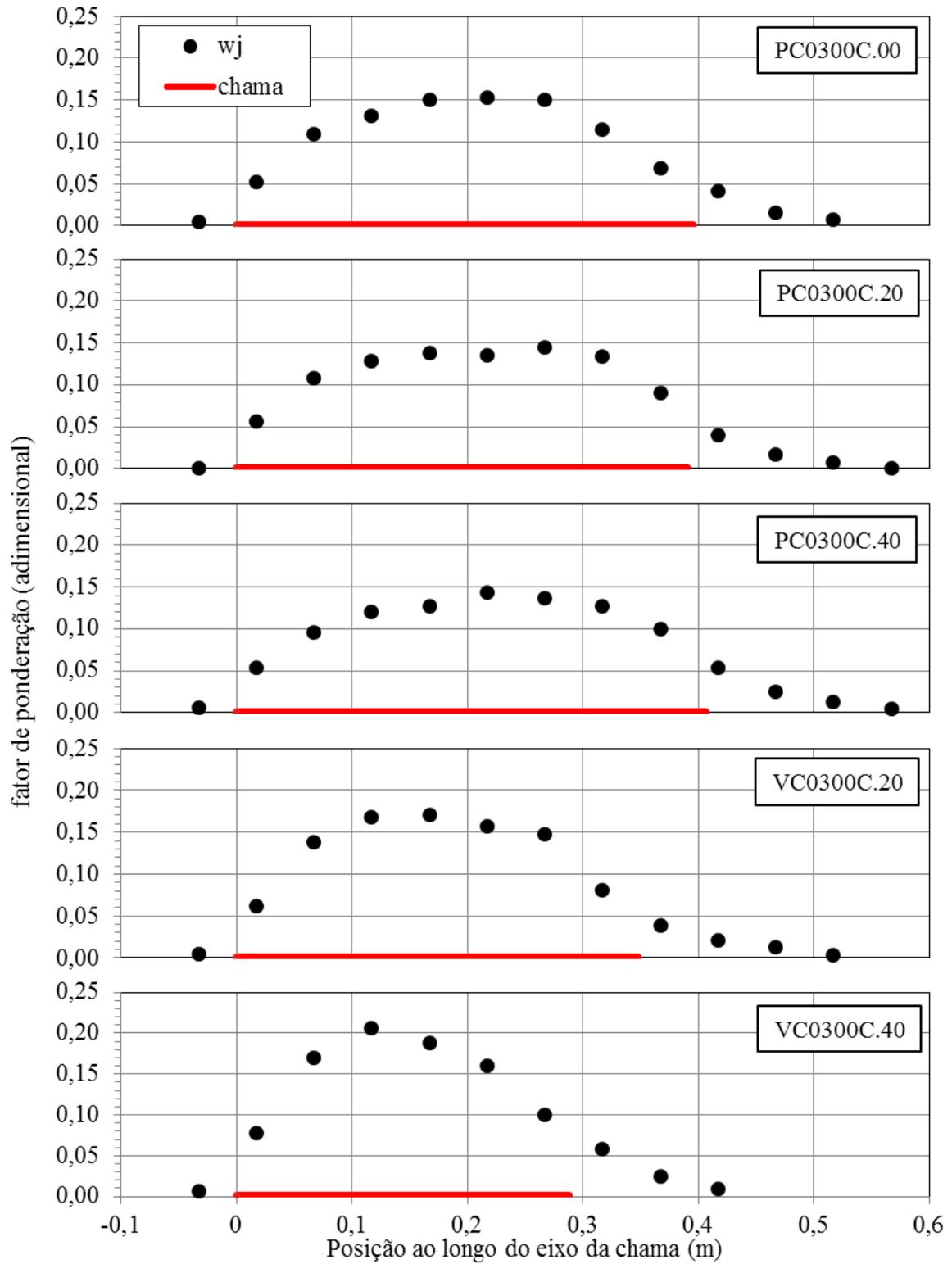


Figura 4.6 – Fatores de ponderação obtidos

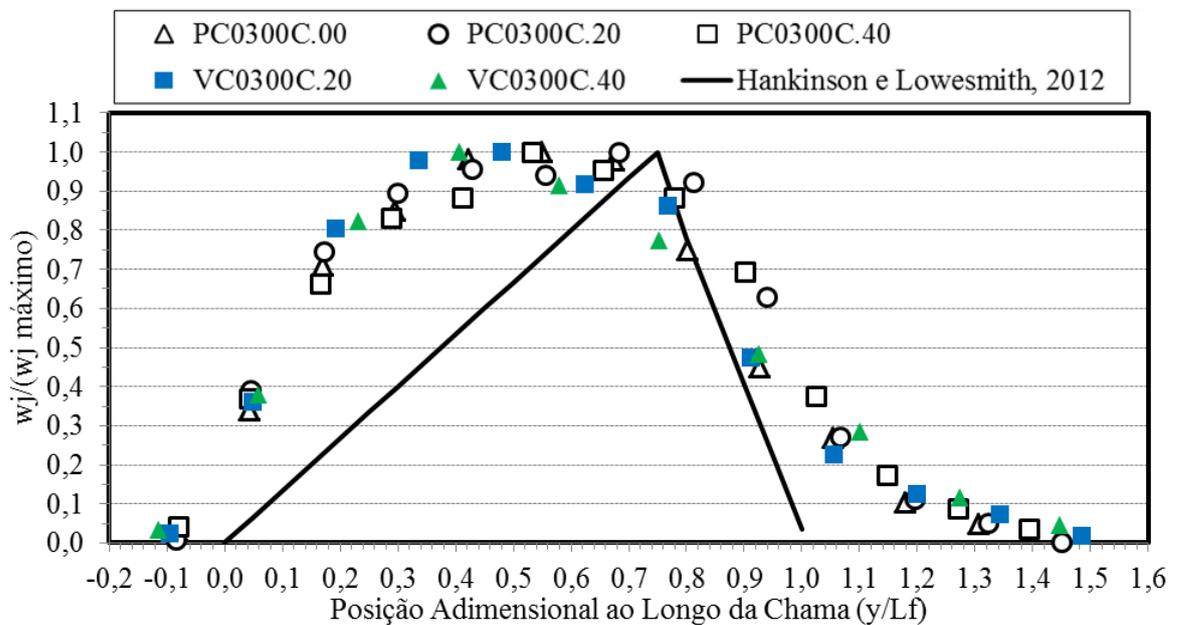


Figura 4.7 – Comparação entre os fatores de ponderação medidos e os da literatura

A distribuição dos pesos dos fatores de ponderação medidos apresenta um comportamento que diverge da distribuição proposta por Hankinson e Lowesmith, 2012, que assume que essa distribuição é definida por dois segmentos de reta. Nota-se que a distribuição medida apresenta valores proporcionalmente maiores para  $w_j$  em quase todo o domínio. As medições também mostram que a região com fatores de ponderação com valor elevado encontram-se nas regiões intermediárias da chama, próximas a  $0,4 L_f$  e a região após a chama também apresenta certo nível de emissão.

A Figura 4.8 apresenta os valores de fluxos radiativos medidos para a chama PC0300C.00 na posição  $R = 199$  mm, comparando-os com os valores de fluxo radiativo obtidos com o modelo *WMPS* com 13 fatores de ponderação medidos e com 21 fatores de ponderação conforme proposto por Hankinson e Lowesmith, 2012. A curva que representa o fluxo radiativo obtido com os fatores de ponderação do presente trabalho apresenta valores próximos aos medidos, sendo o coeficiente de determinação ( $R^2$ ) para a curva igual a 0,98712. A região em que ocorre a pior concordância absoluta é a região entre  $0,4L_f$  e  $1L_f$ , na qual o modelo, com os fatores de ponderação considerados, subestima os fluxos radiativos. A curva obtida com os fatores propostos por Hankinson e Lowesmith, 2012 apresenta menor concordância ( $R^2=0,97563$ ), sendo que em algumas regiões (abaixo de  $0,4 L_f$ ) o modelo subestima o fluxo radiativo e em outras regiões (entre  $0,5 L_f$  e  $0,8 L_f$ ) ele superestima. Nas

regiões acima de  $1,2 L_f$  não é observada grandes diferenças entre os fluxos radiativos obtidos com os dois conjuntos de fatores de ponderação.

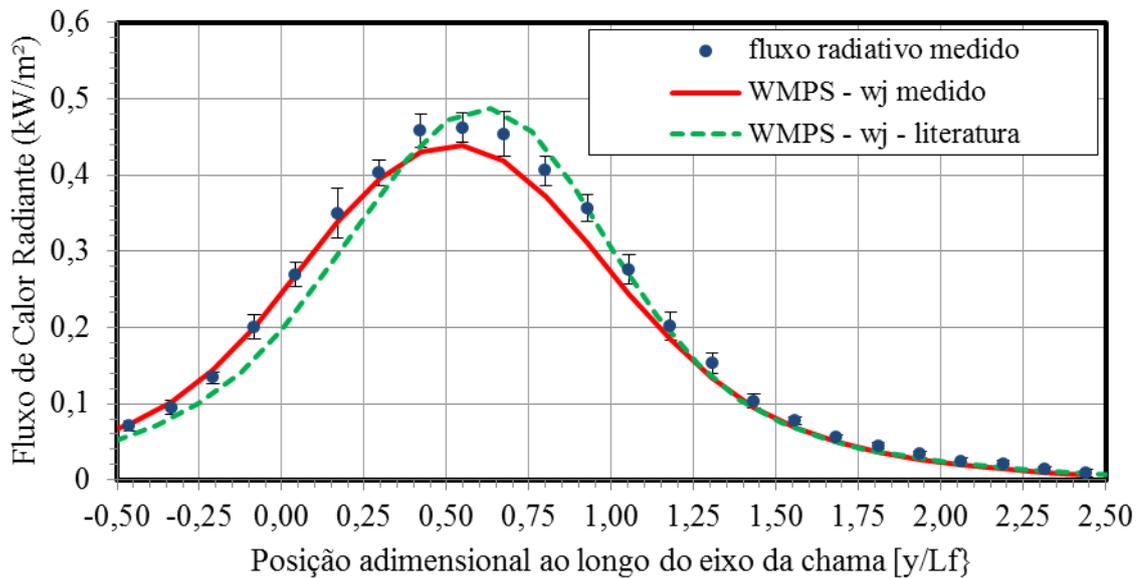


Figura 4.8 – Resultado para chama PC0300C.00

Distribuições dos fluxos radiativos medidos à distância  $R = 199$  mm (pontos), dos obtidos com o modelo *WMPS* (linha contínua) com fatores de ponderação obtidos no experimento e dos obtidos com o modelo *WMPS* (linha tracejada) com fatores de ponderação propostos por Hankinson e Lowesmith, 2012.

As mesmas características são observadas para as demais chamas, Figura 4.9, nas quais se observa que o modelo é representativo da distribuição dos fluxos radiativos ( $R^2$  maiores que 0,99900), apesar de subestimá-los nas regiões onde suas intensidades são maiores. Na Figura 4.9, as distribuições dos fluxos radiativos medidos são comparadas com as obtidas com os fatores de ponderação propostos por Hankinson e Lowesmith, 2012. Deve-se observar que os valores de fluxo radiativo medidos para as chamas da série VC0300C foram obtidos à distância  $R = 199$  mm. Assim, as diferenças observadas entre as curvas não são provenientes apenas da alteração da fração radiante, mas também do aumento da distância  $R/L_f$  e da redução da potência de chama. Em contrapartida, as diferenças observadas entre as curvas da série PC0300C podem ser atribuídas principalmente à redução da fração radiante, uma vez que a potência de chama não foi alterada e a distância  $R/L_f$  não sofreu modificações relevantes. Um possível caminho para a melhoria do modelo *WMPS* é proposta no Apêndice E.

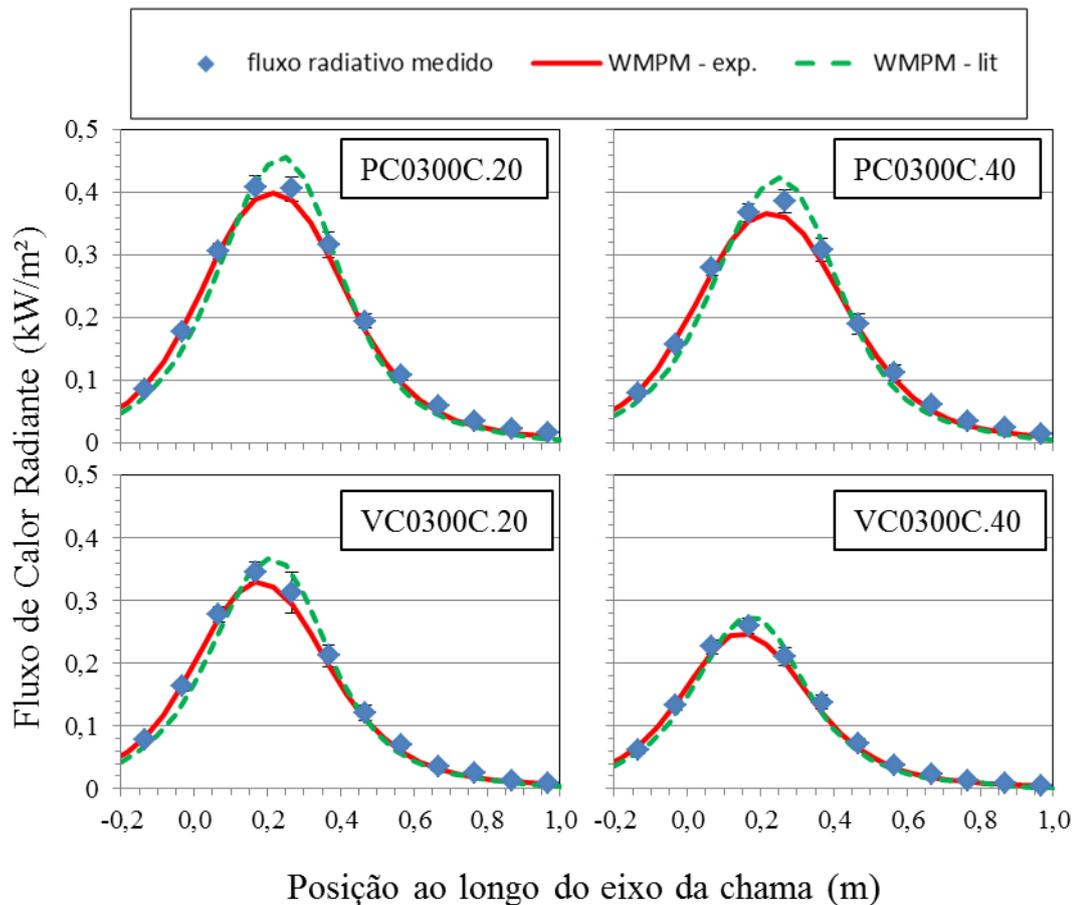


Figura 4.9 – Resultado para as demais chamas estudadas. Distribuições dos fluxos radiativos medidos à distância  $R=199$  mm (pontos) e dos obtidos com o modelo *WMPM* (linha) com fatores de ponderação obtidos no experimento e dos obtidos com o modelo *WMPM* (linha tracejada) com fatores de ponderação propostos por Hankinson e Lowesmith, 2012.

Observa-se que a utilização dos fatores de ponderação medidos aplicados ao *WMPM* forneceu valores de fluxo radiativo melhores para as posições abaixo do centro da chama do que os obtidos com o modelo com os fatores de ponderação reportados na literatura. Essa característica pode ser bastante interessante para aplicações industriais como *flares*, uma vez que, neste tipo de equipamento, as regiões abaixo da chama são de maior interesse.

#### 4.4 Conclusões parciais

Ao contrário do que foi observado na seção 3, a adição de CO<sub>2</sub> reduziu a fração radiante para todas as chamas estudadas nesta seção. Essa redução pode ser atribuída aos elevados tempos de residência característicos associados com a alta propensão à formação de fuligem do GN, que é composto por metano e outros hidrocarbonetos pesados.

As distribuições dos fatores de ponderação obtidos são diferentes das apresentadas por Hankinson e Lowesmith, 2012 e fornecem resultados melhores para a distribuição do fluxo radiativo ao longo do eixo da chama. Observa-se também que as curvas de  $w_j$  obtidas são semelhantes, sofrendo pouca distorção com a adição de CO<sub>2</sub>.

A concordância obtida com os fatores de ponderação obtidos experimentalmente demonstrou-se eficaz, principalmente nas regiões inferiores da chama.

## 5 CONCLUSÕES

Neste trabalho foi estudado o efeito proporcionado pela adição de gás carbônico nas características de transferência de calor por radiação em chamas de metano e gás natural. O trabalho foi dividido em duas partes. Na primeira, o estudo foi dirigido ao efeito da diluição do combustível em chamas laminares, onde foram observados os efeitos da diluição sobre a fração radiante e a distribuição dos fluxos de calor radiante ao longo da chama. Na segunda parte o estudo foi dirigido à obtenção dos fatores de ponderação utilizados no modelo *WMPS* para a predição do fluxo radiativo ao longo do eixo da chama. Para realização dessas etapas, foi realizado o projeto e construção do aparato experimental utilizado.

Na primeira parte, as principais conclusões foram:

- A adição de gás inerte ao combustível inibe a formação de fuligem e aumenta o comprimento visível de chama quando comparado a uma chama com a mesma vazão de metano;
- A adição de gás inerte não participante (nitrogênio) provoca redução na fração radiante, associada à redução da formação de fuligem e à redução da temperatura da chama;
- A adição de gás inerte participante causa diferentes efeitos sobre as características de emissão de radiação da chama. A adição de  $\text{CO}_2$  aumenta a fração radiante devido ao aumento da concentração de gases participantes, porém inibe a formação de fuligem, que provoca redução de  $X_r$ . O resultado final do efeito da diluição é consequência da competição entre os dois efeitos. Essa competição é, ainda, influenciada pelo tempo de residência característico da chama;
- Quanto maior for o tempo de residência característico, maior será a importância da fuligem na fração radiante.

Na segunda parte, as principais conclusões foram:

- A adição de gás inerte ao combustível reduziu a fração radiante das chamas estudadas para todas as diluições realizadas, por consequência da maior propensão à formação de fuligem do GN e do maior tempo de residência característico;

- A distribuição dos fatores de ponderação ao longo do eixo da chama apresenta uma forma semelhante para todas as chamas estudadas, sendo esta forma diferente da proposta na literatura;
- A utilização de modelos como o *WMPS* com os fatores de ponderação obtidos fornece resultados satisfatórios para a distribuição do fluxo de calor ao longo do comprimento de chama em regiões próximas da chama;
- A qualidade dos resultados obtida com o modelo *WMPS* depende diretamente da correta avaliação da fração radiante e da correta distribuição dos fatores de ponderação.

Como sugestão para os trabalhos futuros:

- A ampliação do banco de dados obtido para chamas laminares e a expansão do mesmo para chamas turbulentas, observando os efeitos provocados pela inserção da turbulência e da alteração do tempo de residência;
- Continuação dos estudos sobre os fatores de ponderação obtendo estes fatores para diferentes escalas de chama e diferentes composições de combustíveis, com uma possível identificação das espécies que contribuem para a radiação em cada região da chama e a elaboração de correlações que descrevam a distribuição dos fatores  $w_j$ .

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANSI/API 521 STANDARD. **Pressure-relieving and depressuring systems**. American Petroleum Institute. Washington, D. C., p. 196. 2008.

Axelbaum, R. L.; Flower, W. L.; Law, C. K. Dilution and temperature effects of inert addition on soot formation in counterflow diffusion flames, **Combustion Science and Technology**, v. 61, p. 51-73, 1988.

Axelbaum, R. L.; Law, C. K. Soot formation and inert addition in diffusion flames, **Symposium (International) on Combustion**, v. 23, n. 1, p. 1517-1523, 1990.

Barroso, L. C.; Barroso, M. M. D. A.; Campos filho, F. F.; Carvalho, M. L. B. D.; Maia, M. L. **Cálculo Numérico (com aplicações)**. 2. ed. São Paulo: Harbra, 1987, ISBN 8529400895.

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

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

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

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 Combustion**, v. 2011, p. 1-8, 2011.

Brzustowski, T. A. Flaring in the energy industry, **Progress in Energy and Combustion Science**, v. 2, n. 3, p. 129-141, 1976.

Costa, M.; Parente, C.; Santos, A. Nitrogen oxides emissions from buoyancy and momentum controlled turbulent methane jet diffusion flames, **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 28, p. 729-734, 2004.

CRYSTRAN LTD. Zinc Selenide (ZnSe). [www.crystran.co.uk](http://www.crystran.co.uk), 2012. Disponível em: <<http://www.crystran.co.uk/optical-materials/zinc-selenide-znse>>. Acesso em: 15 out. 2014.

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

Dorigon, L. J.; Duciak, G.; Brittes, R.; Cassol, F.; Galarça, M.; França, F. H. R. WSGG correlations based on HITEMP2010 for computation of thermal radiation in non-isothermal, non-homogeneous H<sub>2</sub>O/CO<sub>2</sub> mixtures, **International Journal of Heat and Mass Transfer**, v. 64, p. 863–873, 2013.

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

Faeth, G. M.; Gore, J. P.; Jeng, S. -M. Spectral and total radiation properties of turbulent carbon monoxide/air diffusion flames, **AIAA Journal**, v. 25, p. 339-345, 1987.

GASNET. Gás Natural. **GasNet - o site do gás natural**, 2013. Disponível em: <[http://www.gasnet.com.br/gasnatural/gas\\_completo.asp#gas12](http://www.gasnet.com.br/gasnatural/gas_completo.asp#gas12)>. Acesso em: 12 jan. 2015.

Glassman, I. Soot formation in combustion processes, **Symposium (International) on Combustion**, v. 22, n. 1, p. 295–311, 1988.

Glassman, I. Sooting laminar diffusion flames: effect of dilution, additives, pressure and microgravity, **Symposium (International) on Combustion**, v. 27, n. 1, p. 589–1596, 1998.

Gore, J. P.; Faeth, G. -M. Structure and spectral radiation properties of turbulent ethylene/air diffusion flames, **Symposium (International) on Combustion**, v. 21, n. 1, p. 1521-1531, 1988.

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

Gore, J. P.; Jeng, S. -M.; Faeth, G. M. Spectral and total radiation properties of turbulent hydrogen/air diffusion flames, **Journal of Heat Transfer**, v. 109, n. 1, p. 165-171, 1987.

Hajek, J. D.; Ludwig, E. E. How to design safe flare stacks, **Petro/Chem Engineer**, p. C31-C38, 1960.

Hamis, A.; Klassen, M.; Gore, J.; Kashiwagi, T. Estimate of flame radiance via 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.

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.

Jeng, S. -M.; Faeth, G. M. Radiative heat fluxes near turbulent buoyant axisymmetric flames, **Journal of Heat Transfer**, v. 106, n. 4, p. 886-888, 1984.

KEYSIGHT TECHNOLOGIES. 34972A Unidade de aquisição, comutação e registro de dados LXI. **www.keysight.com**, 02 ago. 2014. Disponível em: <<http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/5965-5290EN.pdf>>. Acesso em: 01 dez. 2014.

Lowesmith, B. J.; Hankinson, G.; Acton, M. R.; 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 (B3), p. 207-220, 2007.

Markstein, G. H. Scaling of radiative characteristics of turbulent diffusion flames, **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 16, p. 1407-1419, 1977.

Markstein, G. H. Relationship between smoke point and radiant emission from buoyant turbulent and laminar diffusion flames, **Symposium (International) on Combustion**, v. 20, p. 1055-1061, 1984.

McGrath, T.; Sharma, R.; Hajaligol, M. An experimental investigation into the formation of polycyclic-aromatic hydrocarbons (PAH) from pyrolysis of biomass materials, **Fuel**, v. 80, n. 12, p. 1787-1797, 2001.

MEDTHERM CORPORATION. Heat flux transducers and infrared radiometers for the direct measurement of heat transfer rates. **MEDTHERM 64 series**, Huntsville, p. 5, ago. 2003. Disponível em: <Contato direto>. Acesso em: 4 abr. 2014.

Mishra, D. P.; Kumar, P. Effects of N<sub>2</sub> gas on preheated laminar LPG jet diffusion flame, **Energy Conversion and Management**, v. 51, p. 2144-2149, 2010.

Modest, M. F. **Radiative heat transfer**. 2<sup>a</sup>. ed. São Diego: Academic Press, 2003, ISBN 0125031637.

Moffat, R. J. Describing the uncertainties in experimental results, **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 1, p. 3-17, 1988.

Molina, A.; Schefer, R. W.; Houf, W. G. Radiative fraction and optical thickness in large-scale hydrogen-jet fires, **Proceedings of the Combustion Institute**, v. 31, p. 2565-2572, 2007.

Morley, C. A Chemical Equilibrium Program for Windows. **Gaseq**, 2005. Disponível em: <<http://www.gaseq.co.uk>>. Acesso em: 15 jul. 2014.

Muñiz, L.; Mungal, M. G. Effects of heat release and buoyancy on flow structure and entrainment in turbulent nonpremixed flames, **Combustion and Flame**, v. 126, n. 1-2, p. 1402-1420, 2001.

Nathan, G. J.; Kalt, P. A. M.; Alwahabi, Z. T.; Dally, B. B.; Medwell, P. R.; Chan, Q. N. Recent advances in the measurement of strongly radiating, turbulent reacting flows, **Process in Energy and Combustion Science**, v. 38, p. 41-61, 2012.

Pagot, P. **Comunicação direta**. PETROBRAS - Petróleo Brasileiro SA. Porto Alegre. 2014.

Parameswaran, T.; Hughes, R.; Gogolek, P.; Hughes, P. Gasification temperature measurement with flame emission spectroscopy, **Fuel**, v. 134, p. 579–587, 2014.

Røkke, N. A.; Hustad, J. E.; Sønju, O. K.; Williams, F. A. Scaling of nitric oxide emissions from buoyancy-dominated hydrocarbon turbulent-jet diffusion flames, **Symposium (International) on Combustion**, v. 24, p. 385-393, 1992.

Roper, F. G. The prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part I - Theoretical model, **Combustion and Flame**, v. 29, p. 219-226, 1977a.

Roper, F. G. The Prediction of laminar jet diffusion flame sizes: part II - Experimental verification, **Combustion and Flame**, v. 29, p. 227-234, 1977b.

Rothman, L. S.; Gordon, I. E.; Barber, R. J.; Dothe, H.; Gamache, R. R.; Goldman, A.; Perevalov, V. I.; Tashkun, S. A.; Tennyson, J. HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database, **Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer**, v. 111, p. 2139–2150, 2010.

Sánchez, N. E.; Callejas, A.; Millera, A.; Bilbao, R.; Alzueta, M. U. Formation of PAH and soot during acetylene pyrolysis at different gas residence times and reaction temperatures, **Energy**, v. 43, n. 1, p. 30-36, 2012.

Santoro, R. J.; Semerjian, H. G.; Dobbins, R. A. Soot particle measurements in diffusion flames, **Combustion and Flame**, v. 51, p. 203-218, 1983.

Santos, A.; Costa, M. Reexamination of the scaling laws for NO<sub>x</sub> emissions from hydrocarbon turbulent jet diffusion flames, **Combustion and Flame**, v. 142, p. 160-169, 2005.

Siegel, R.; Howell, J. **Thermal Radiation Heat Transfer**. 4. ed. New York: Taylor and Francis, 2002, ISBN 1560328398.

Sivathanu, Y. R.; Gore, J. P. Total radiative heat loss in jet flames from single point radiative flux measurements, **Combustion and Flame**, v. 94, n. 3, p. 265–270, 1993.

Turns, S. R. **An introduction to combustion: concepts and applications**. 2<sup>a</sup>. 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.

Turns, S. R.; Myhr, F. H.; Bandaru, R. V.; Maund, E. R. Oxides of nitrogen emissions from turbulent jet flames: part II – fuel dilution and partial premixing effects, **Combustion and Flame**, v. 93, p. 255-269, 1993.

Zukoski, E. E.; Kubota, T.; Cetegen, B. Entrainment in fire plumes, **Fire Safety Journal**, v. 3, n. 3, p. 107-121, 1981.

## APÊNDICE A TABELAS DE PARÂMETROS E RESULTADOS

Tabela A.1 – Parâmetros das chamas laminares estudadas

TAG	Vazão [L/min] (T=298K e 1atm)				Diluição %	$Q_f$ kW	Re <sup>a</sup>
	CH <sub>4</sub>	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	Total			
PC0025C.00	0,25	0,000	0,000	0,25	0	0,139	29
PC0025C.10	0,25	0,028	0,000	0,28	10	0,139	35
PC0025C.20	0,25	0,063	0,000	0,31	20	0,139	43
PC0025C.30	0,25	0,107	0,000	0,36	30	0,139	53
PC0025C.40	0,25	0,167	0,000	0,42	40	0,139	67
PC0025C.50	0,25	0,250	0,000	0,50	50	0,139	86
PC0050C.00	0,50	0,000	0,000	0,50	0	0,277	57
PC0050C.10	0,50	0,056	0,000	0,56	10	0,277	70
PC0050C.20	0,50	0,125	0,000	0,63	20	0,277	86
PC0050C.30	0,50	0,214	0,000	0,71	30	0,277	107
PC0050C.40	0,50	0,333	0,000	0,83	40	0,277	134
PC0050C.50	0,50	0,500	0,000	1,00	50	0,277	172
PC0050C.60	0,50	0,750	0,000	1,25	60	0,277	230
PC0050N.00	0,50	0,000	0,000	0,50	0	0,277	57
PC0050N.10	0,50	0,000	0,056	0,56	10	0,277	64
PC0050N.20	0,50	0,000	0,125	0,63	20	0,277	73
PC0050N.30	0,50	0,000	0,214	0,71	30	0,277	84
PC0050N.40	0,50	0,000	0,333	0,83	40	0,277	98
PC0050N.50	0,50	0,000	0,500	1,00	50	0,277	119
PC0050N.60	0,50	0,000	0,750	1,25	60	0,277	150
PC0100C.00	1,00	0,000	0,000	1,00	0	0,554	115
PC0100C.10	1,00	0,111	0,000	1,11	10	0,554	140
PC0100C.20	1,00	0,250	0,000	1,25	20	0,554	172
PC0100C.30	1,00	0,428	0,000	1,43	30	0,554	213
PC0100C.40	1,00	0,667	0,000	1,67	40	0,554	268
PC0100C.50	1,00	1,000	0,000	2,00	50	0,554	344
VC0030C.00	0,30	0,000	0,000	0,30	0	0,166	34
VC0030C.10	0,27	0,030	0,000	0,30	10	0,150	38
VC0030C.20	0,24	0,060	0,000	0,30	20	0,133	41
VC0030C.30	0,21	0,090	0,000	0,30	30	0,116	45

Tabela A.1 – Parâmetros das chamas laminares estudadas (*continuação*)

TAG	Vazão [L/min] (T=298K e 1atm)				Diluição %	$Q_f$ kW	Re <sup>a</sup>
	CH <sub>4</sub>	CO <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	Total			
VC0030C.40	0,18	0,120	0,000	0,30	40	0,100	48
VC0030C.50	0,15	0,150	0,000	0,30	50	0,083	52
VC0050C.00	0,50	0,000	0,000	0,50	0	0,277	57
VC0050C.10	0,45	0,050	0,000	0,50	10	0,250	63
VC0050C.20	0,40	0,100	0,000	0,50	20	0,222	69
VC0050C.30	0,35	0,150	0,000	0,50	30	0,194	75
VC0050C.40	0,30	0,200	0,000	0,50	40	0,166	80
VC0050C.50	0,25	0,250	0,000	0,50	50	0,139	86
VC0050C.60	0,20	0,300	0,000	0,50	60	0,111	94
VC0100C.00	1,00	0,000	0,000	1,00	0	0,554	115
VC0100C.10	0,90	0,100	0,000	1,00	10	0,499	126
VC0100C.20	0,80	0,200	0,000	1,00	20	0,444	138
VC0100C.30	0,70	0,300	0,000	1,00	30	0,388	149
VC0100C.40	0,60	0,400	0,000	1,00	40	0,333	161
VC0100C.50	0,50	0,500	0,000	1,00	50	0,277	172
DC0100C.00	1,00	0,000	0,000	1,00	0	0,554	115
DC0090C.00	0,90	0,000	0,000	0,90	0	0,499	103
DC0080C.00	0,80	0,000	0,000	0,80	0	0,444	92
DC0070C.00	0,70	0,000	0,000	0,70	0	0,388	80
DC0060C.00	0,60	0,000	0,000	0,60	0	0,333	69
DC0050C.00	0,50	0,000	0,000	0,50	0	0,277	57
DC0045C.00	0,45	0,000	0,000	0,45	0	0,250	52
DC0040C.00	0,40	0,000	0,000	0,40	0	0,222	46
DC0035C.00	0,35	0,000	0,000	0,35	0	0,194	40
DC0030C.00	0,30	0,000	0,000	0,30	0	0,166	34
DC0025C.00	0,25	0,000	0,000	0,25	0	0,139	29

a) Re calculado utilizando valores de viscosidade obtidos com os parâmetro de Lennard-Jones

Tabela A.2 – Resumo das características das chamas laminares estudadas

TAG	$X_r$	$U_{X_r}$	$L_f$	$U_{L_f}$	$\tau_G$
	(adimensional)	(adimensional)	(mm)	(mm)	(s)
PC0025C.00	0,1126	0,0008	46	3	0,0023
PC0025C.10	0,1162	0,0008	47	3	0,0024
PC0025C.20	0,1196	0,0008	49	3	0,0028
PC0025C.30	0,1270	0,0009	52	3	0,0033
PC0025C.40	0,1340	0,0009	56	3	0,0042
PC0025C.50	0,1411	0,0010	58	3	0,0048
PC0050C.00	0,1536	0,0015	100	8	0,0117
PC0050C.10	0,1571	0,0015	101	5	0,0122
PC0050C.20	0,1584	0,0015	102	3	0,0126
PC0050C.30	0,1632	0,0015	104	2	0,0135
PC0050C.40	0,1707	0,0015	108	2	0,0154
PC0050C.50	0,1801	0,0017	113	2	0,0182
PC0050C.60	0,1919	0,0017	110	2	0,0177
PC0050N.00	0,1510	0,0014	100	8	0,0117
PC0050N.10	0,1484	0,0014	101	4	0,0120
PC0050N.20	0,1442	0,0013	102	2	0,0123
PC0050N.30	0,1401	0,0013	103	2	0,0126
PC0050N.40	0,1371	0,0013	104	2	0,0128
PC0050N.50	0,1327	0,0012	106	2	0,0134
PC0050N.60	0,1265	0,0012	110	2	0,0147
PC0100C.00	0,1615	0,0030	189	42	0,0397
PC0100C.10	0,1583	0,0028	195	45	0,0438
PC0100C.20	0,1534	0,0029	184	34	0,0370
PC0100C.30	0,1574	0,0029	185	38	0,0380
PC0100C.40	0,1650	0,0030	180	39	0,0356
PC0100C.50	0,1694	0,0031	179	27	0,0359
VC0030C.00	0,1258	0,0005	55	2	0,0033
VC0030C.10	0,1191	0,0005	48	2	0,0024
VC0030C.20	0,1248	0,0005	44	2	0,0021

Tabela A.2 – Resumo das características das chamas laminares estudadas (*continuação*)

TAG	$X_r$	$U_{X_r}$	$L_f$	$U_{L_f}$	$\tau_G$
	(adimensional)	(adimensional)	(mm)	(mm)	(s)
VC0030C.30	0,1243	0,0004	38	2	0,0016
VC0030C.40	0,1217	0,0004	34	2	0,0013
VC0030C.50	0,1227	0,0004	30	2	0,0011
VC0050C.00	0,1546	0,0014	100	2	0,0117
VC0050C.10	0,1489	0,0012	88	2	0,0089
VC0050C.20	0,1454	0,0011	76	2	0,0065
VC0050C.30	0,1459	0,0010	72	2	0,0064
VC0050C.40	0,1436	0,0009	65	2	0,0055
VC0050C.50	0,1422	0,0008	58	2	0,0048
VC0100C.00	0,1652	0,0032	189	42	0,0397
VC0100C.10	0,1600	0,0026	178	28	0,0370
VC0100C.20	0,1592	0,0024	167	27	0,0346
VC0100C.30	0,1645	0,0022	142	22	0,0246
VC0100C.40	0,1681	0,0020	125	15	0,0199
VC0100C.50	0,1766	0,0017	112	11	0,0177
DC0100C.00	0,1678	0,0034	189	42	0,0397
DC0090C.00	0,1670	0,0030	176	40	0,0356
DC0080C.00	0,1622	0,0024	166	37	0,0336
DC0070C.00	0,1608	0,0021	139	25	0,0225
DC0060C.00	0,1553	0,0018	122	18	0,0178
DC0050C.00	0,1514	0,0013	102	8	0,0125
DC0045C.00	0,1463	0,0012	88	5	0,0089
DC0040C.00	0,1405	0,0011	76	4	0,0064
DC0035C.00	0,1332	0,0009	66	3	0,0048
DC0030C.00	0,1247	0,0008	55	3	0,0033
DC0025C.00	0,1154	0,0007	46	3	0,0023

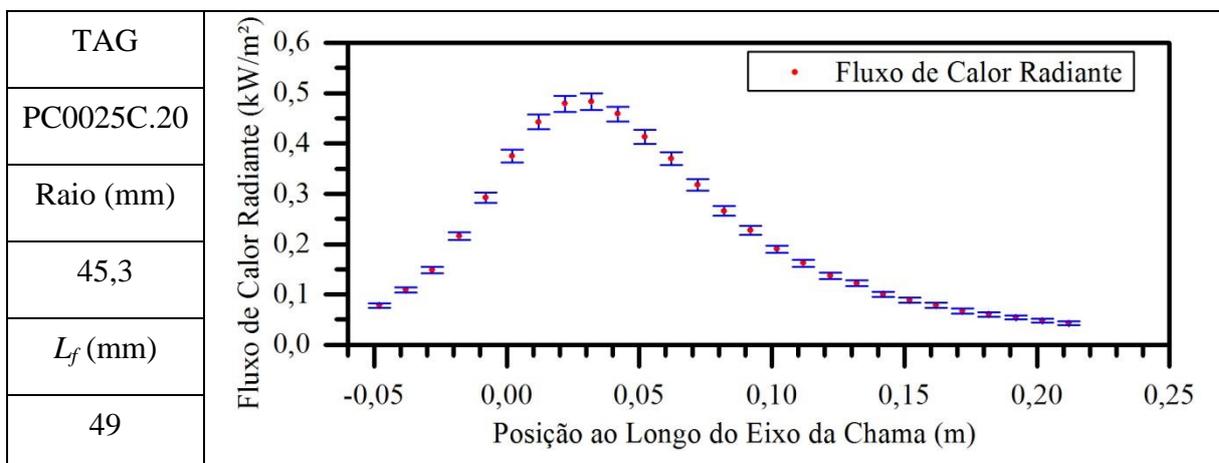
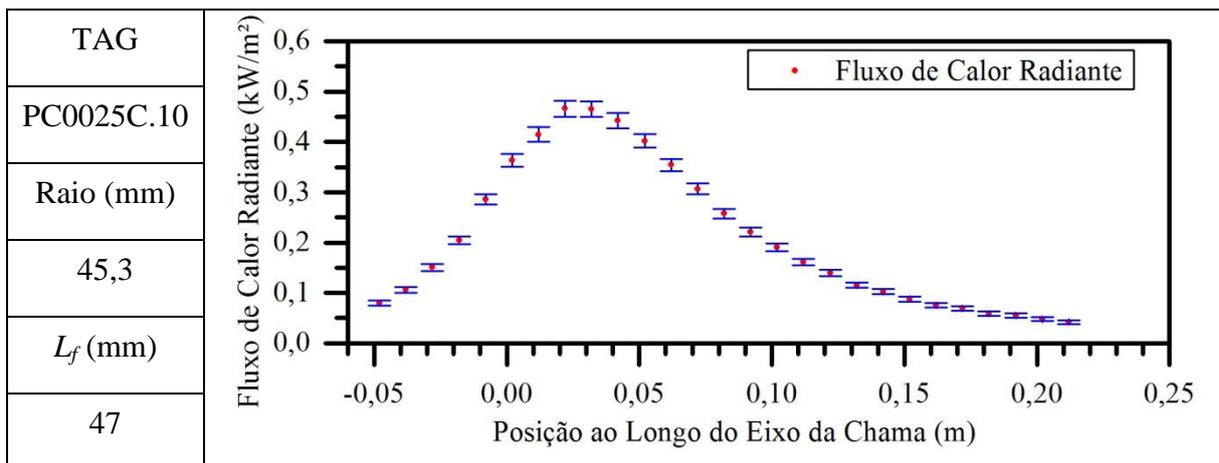
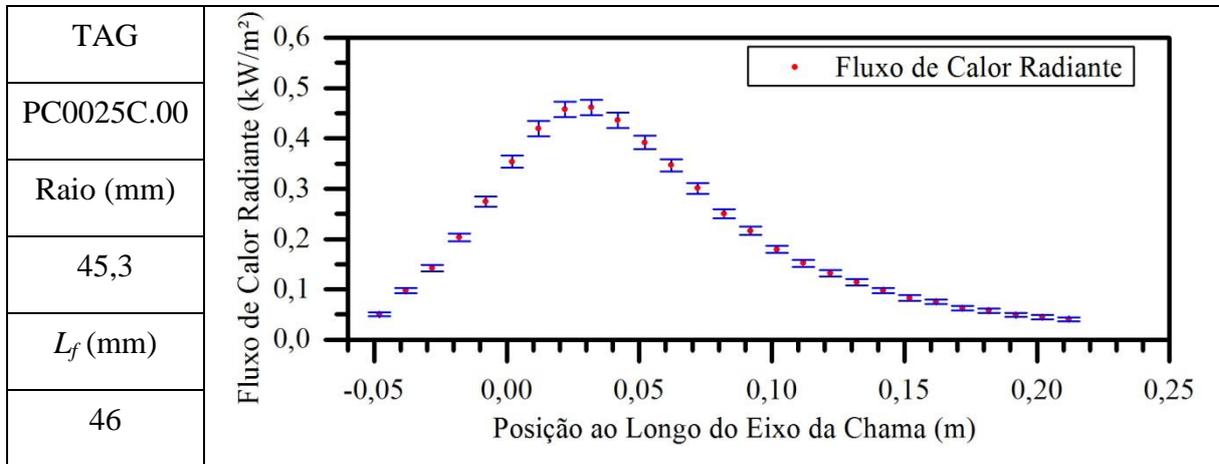
Tabela A.3 – Características das chamas estudadas no capítulo 4

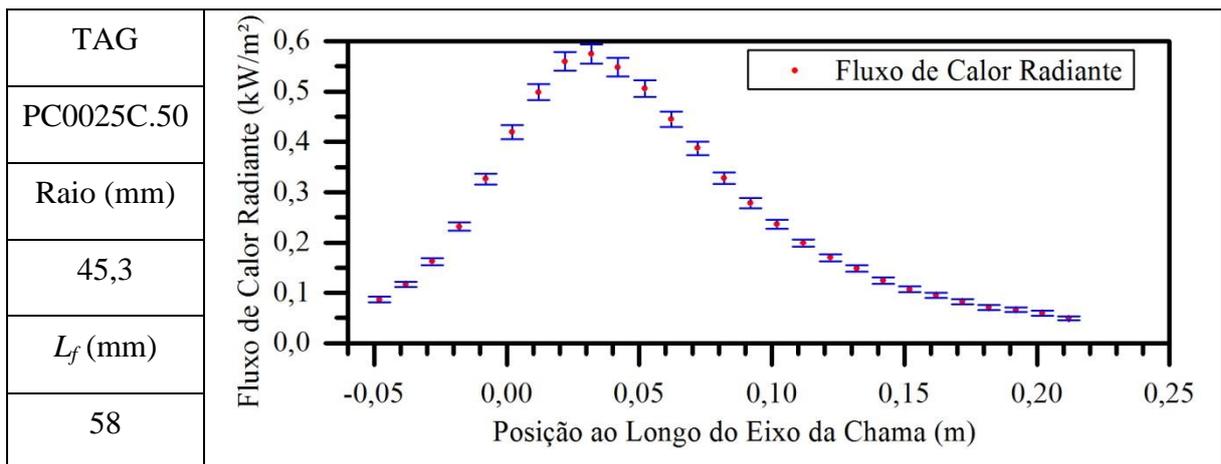
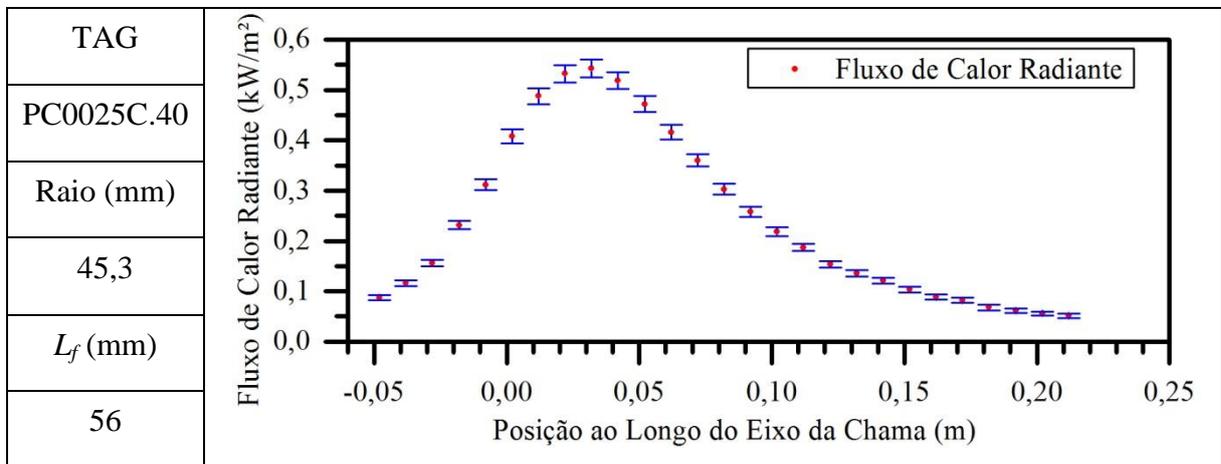
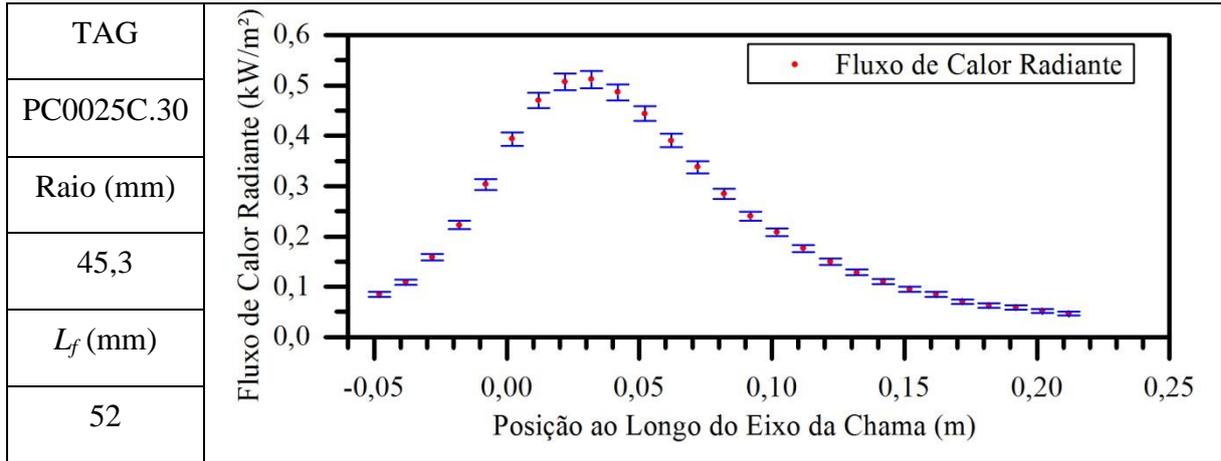
	PC0300C.00	PC0300C.20	PC0300C.40	VC0300C.20	VC0300C.40
Vazão CH <sub>4</sub> <sup>b</sup>	3	3	3	2,4	1,8
Vazão CO <sub>2</sub> <sup>b</sup>	0	0,75	2	0,6	1,2
Vazão total <sup>b</sup>	3	3,75	5	3	3
Diluição (%)	0	20	40	20	40
$S_r$ (kW)	1,663	1,663	1,663	1,331	0,998
$X_r$	0,1782	0,1656	0,1561	0,1615	0,1546
$U_{X_r}$	0,0091	0,0112	0,0106	0,0099	0,0069
$L_f$ (mm)	396	391	407	348	288
$U_{L_f}$ (mm)	76	70	68	70	61
$\tau_G$ (ms)	136	129	140	113	82
Re <sup>a</sup>	515	775	1205	620	723

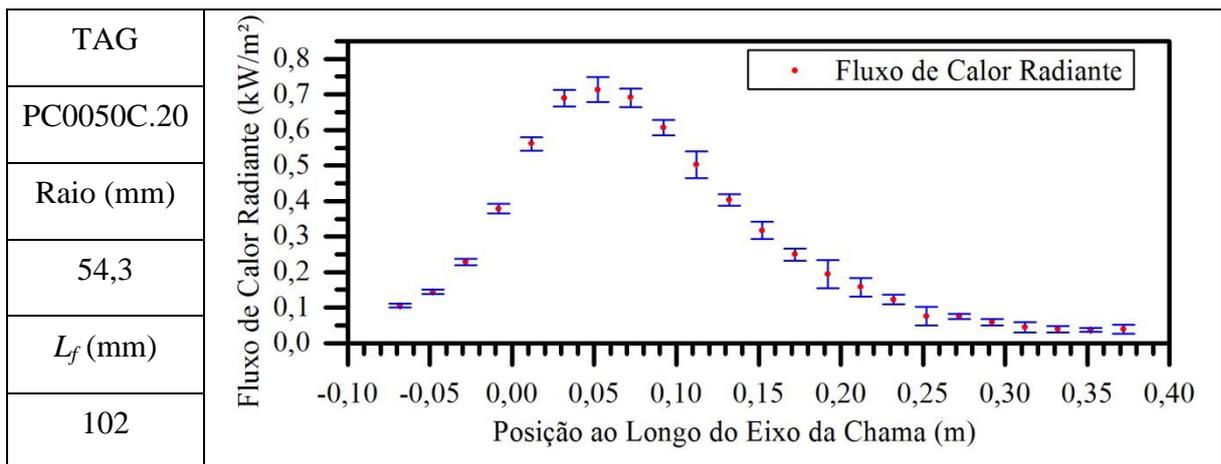
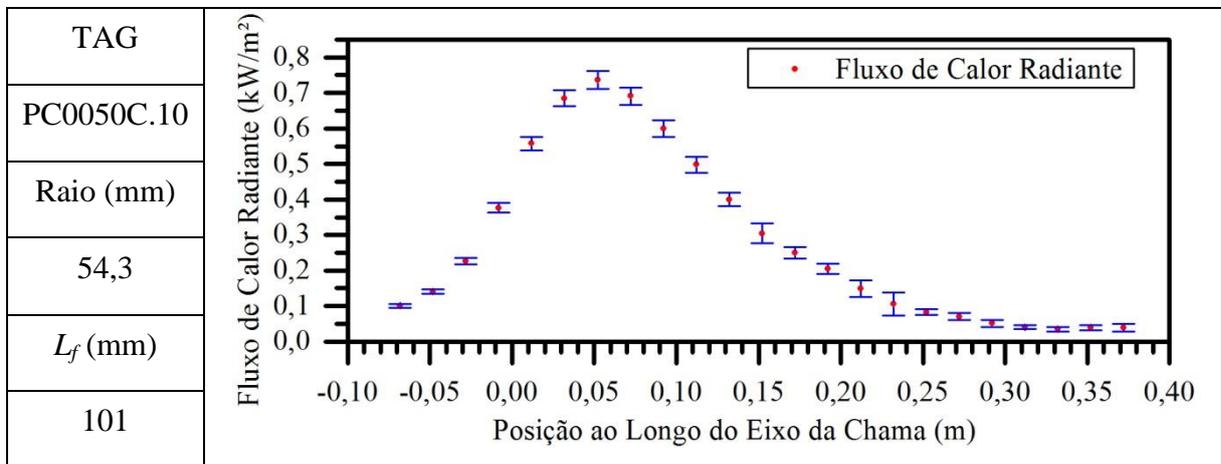
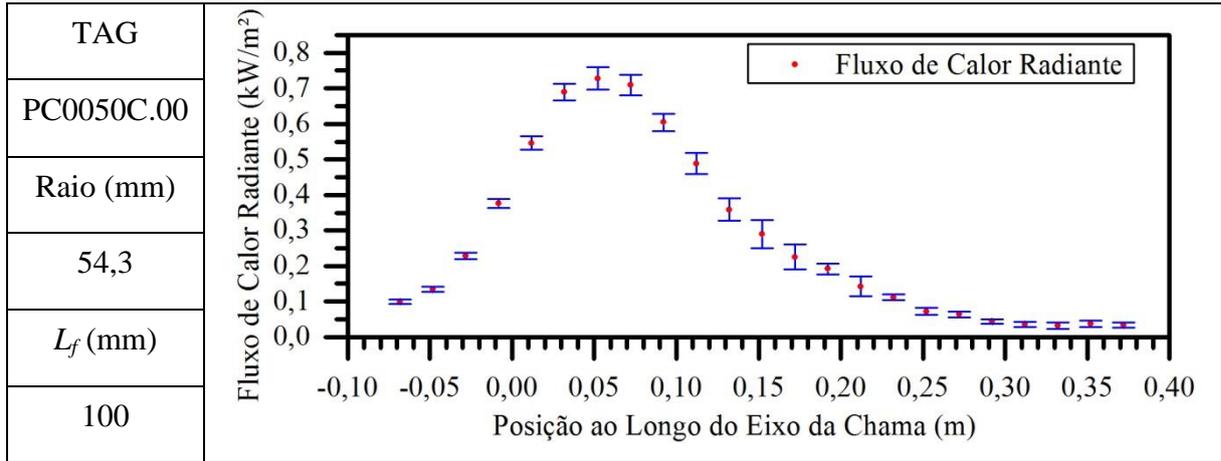
a) Re calculado utilizando valores de viscosidade obtidos com os parâmetro de Lennard-Jones

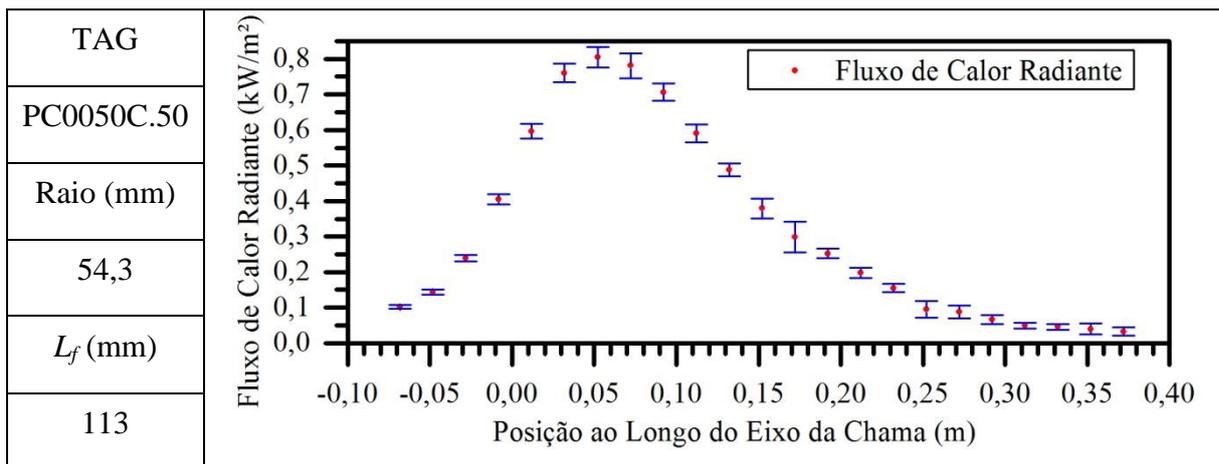
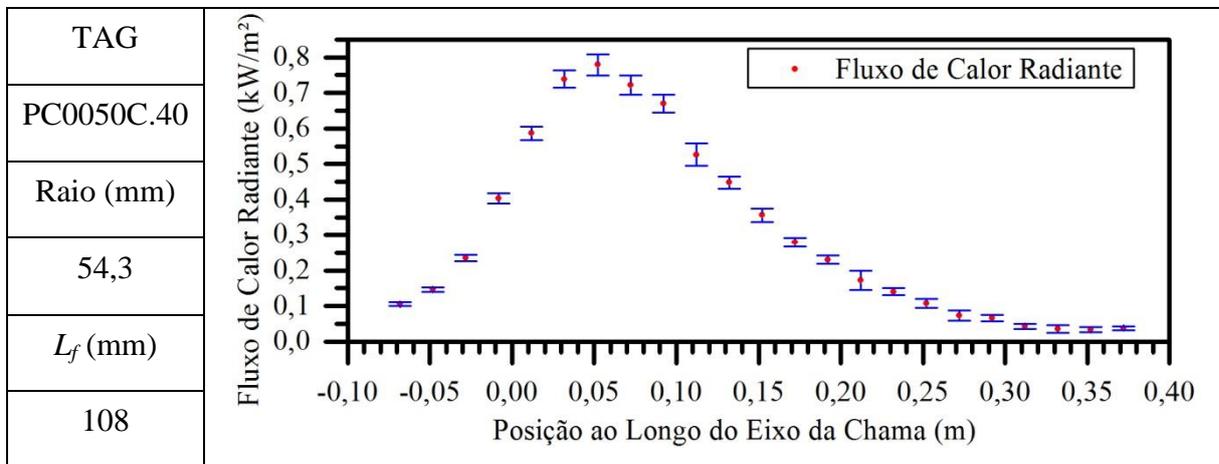
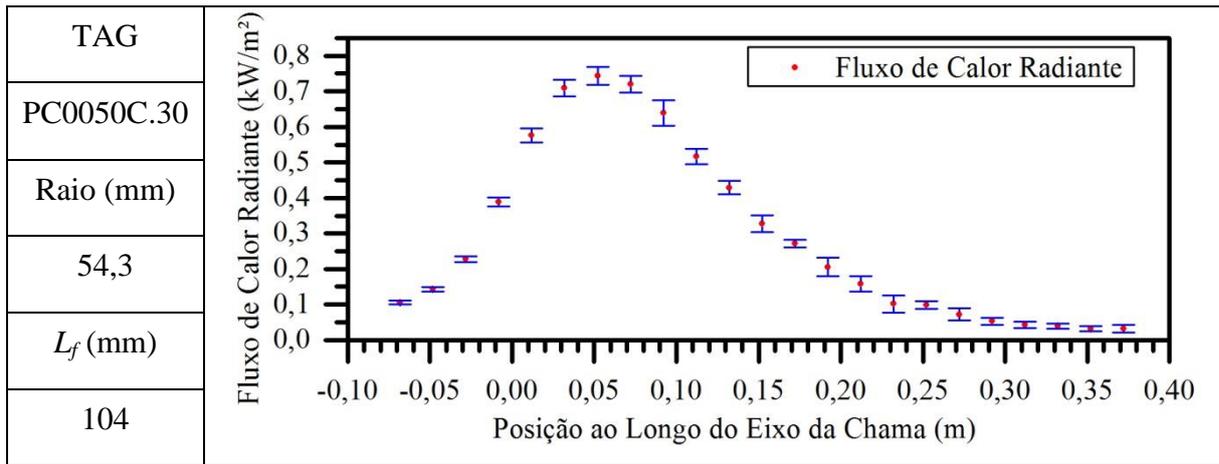
b) Vazão em L/min a T=298K e 1atm

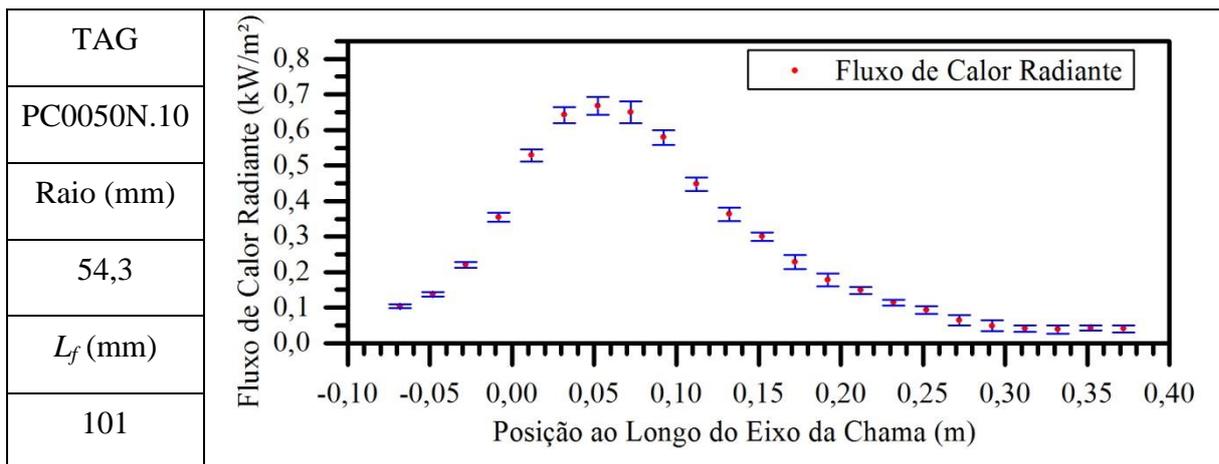
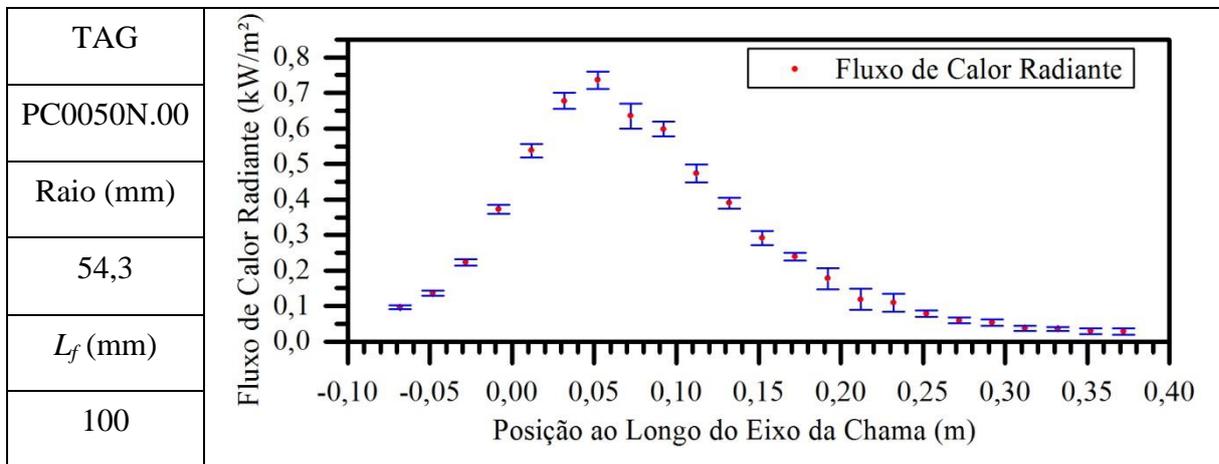
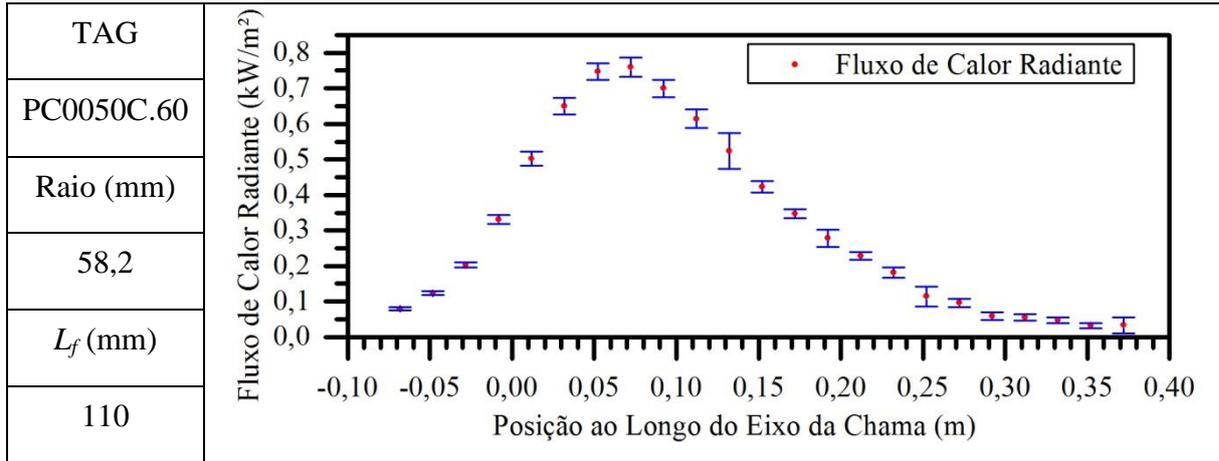
## APÊNDICE B DISTRIBUIÇÃO DO FLUXO DE CALOR RADIANTE

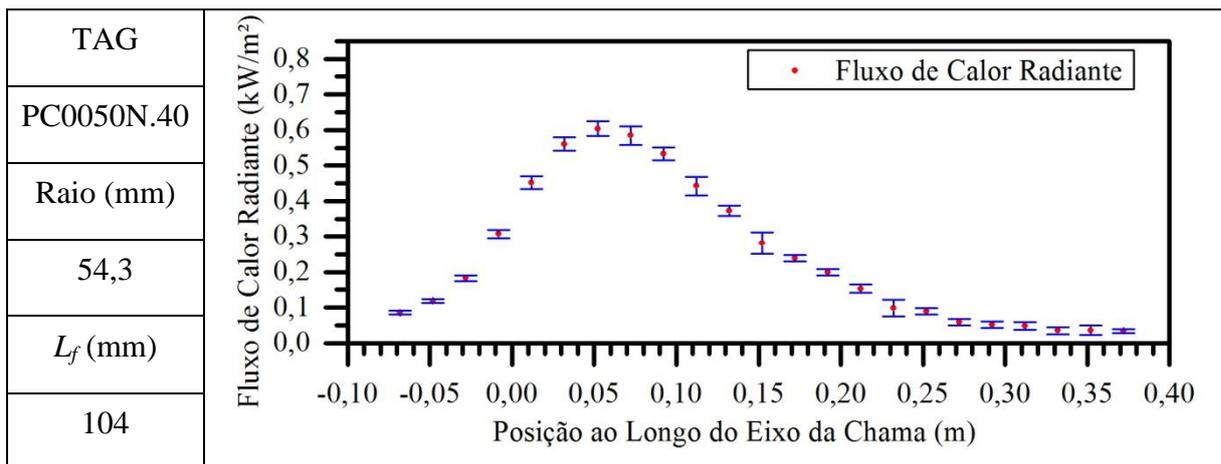
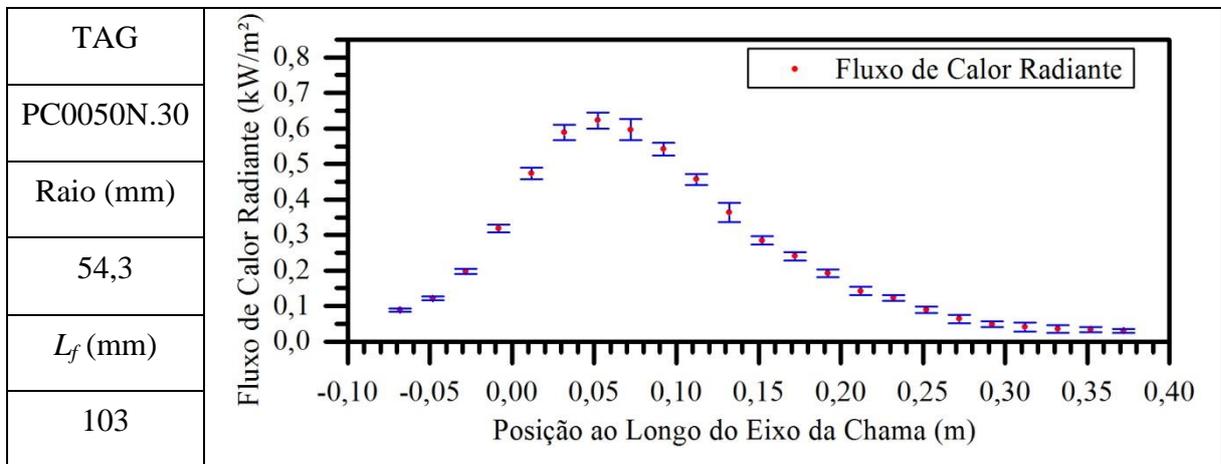
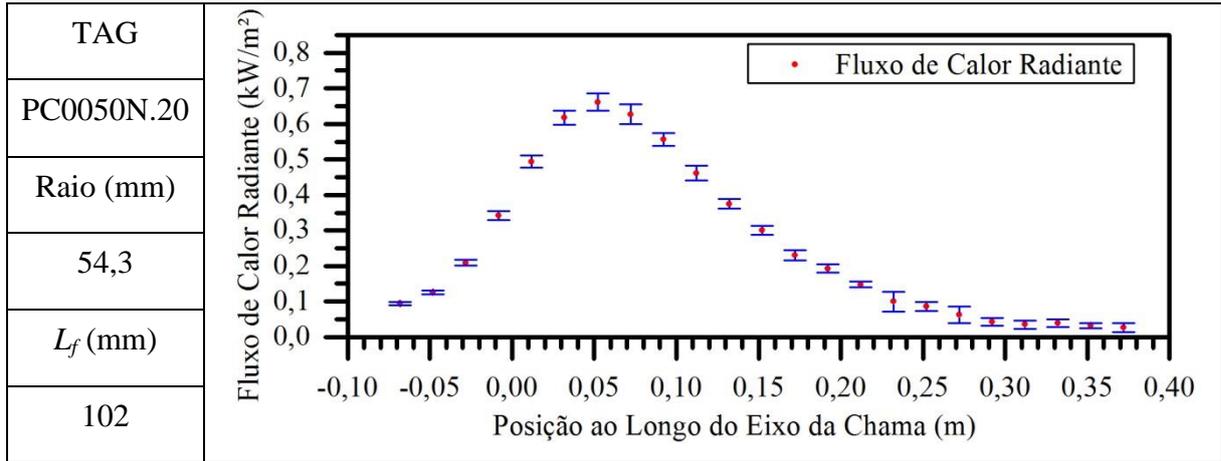


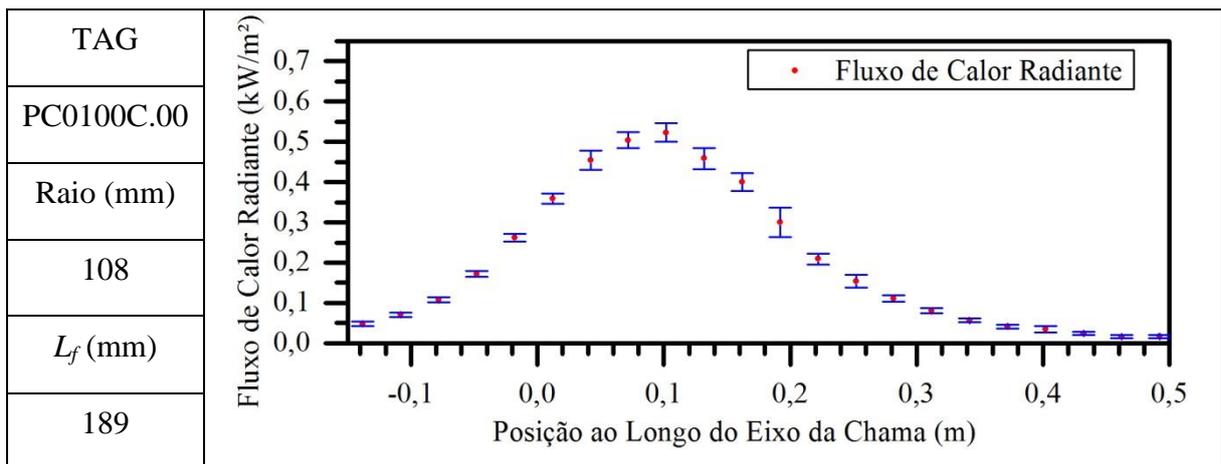
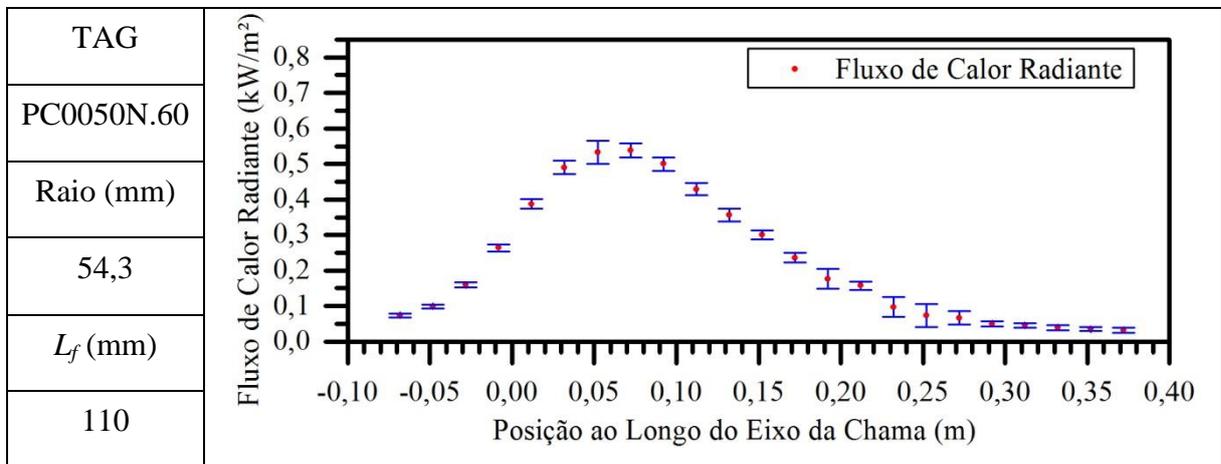
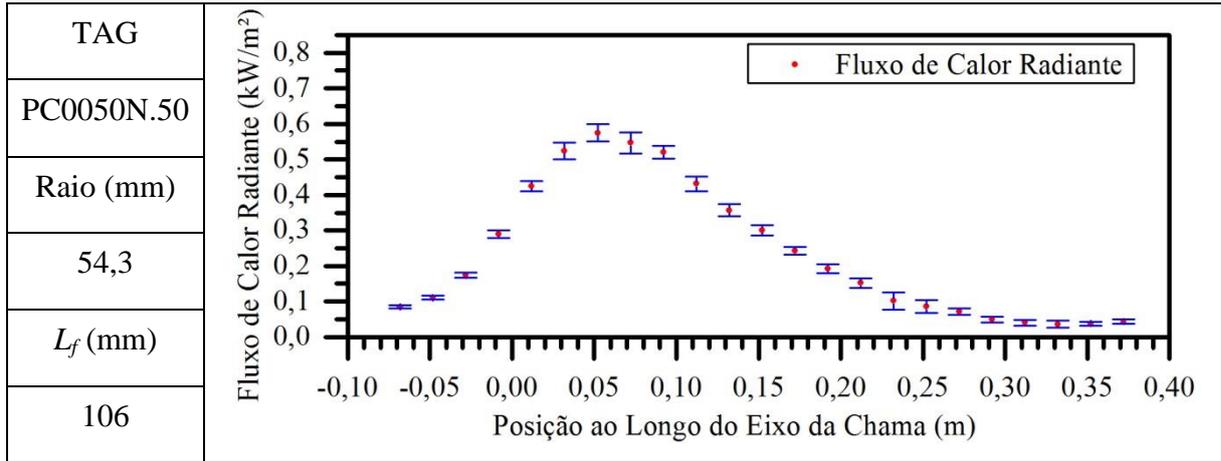


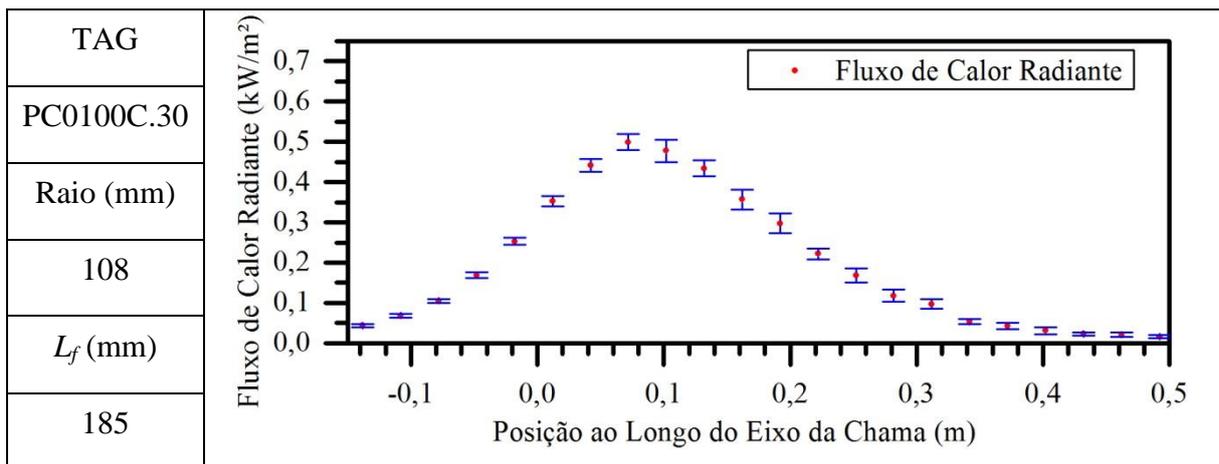
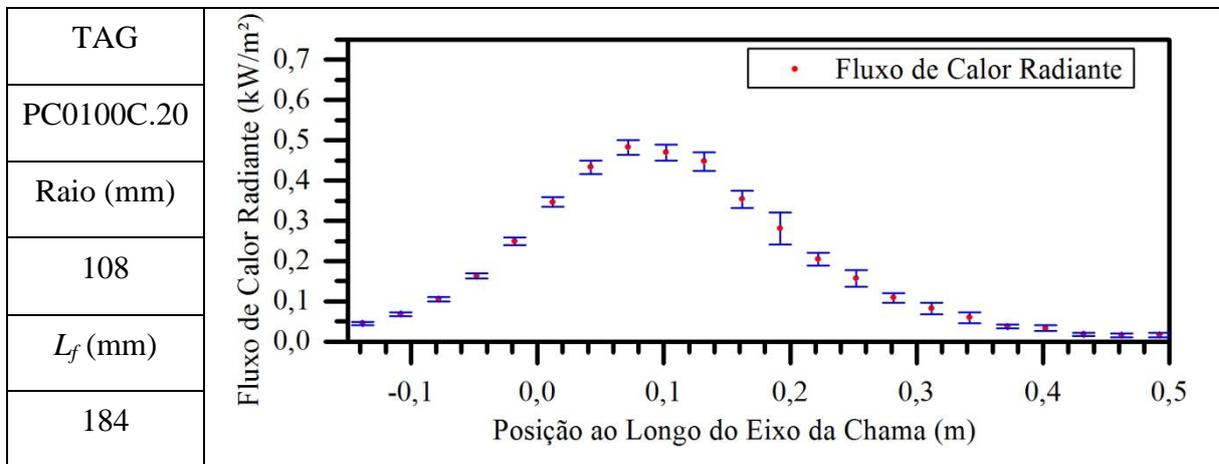
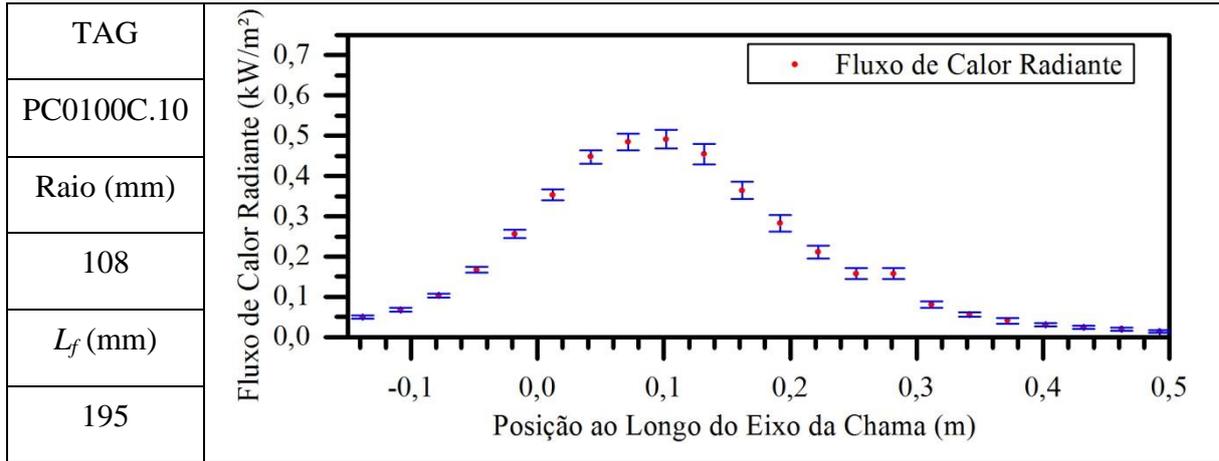


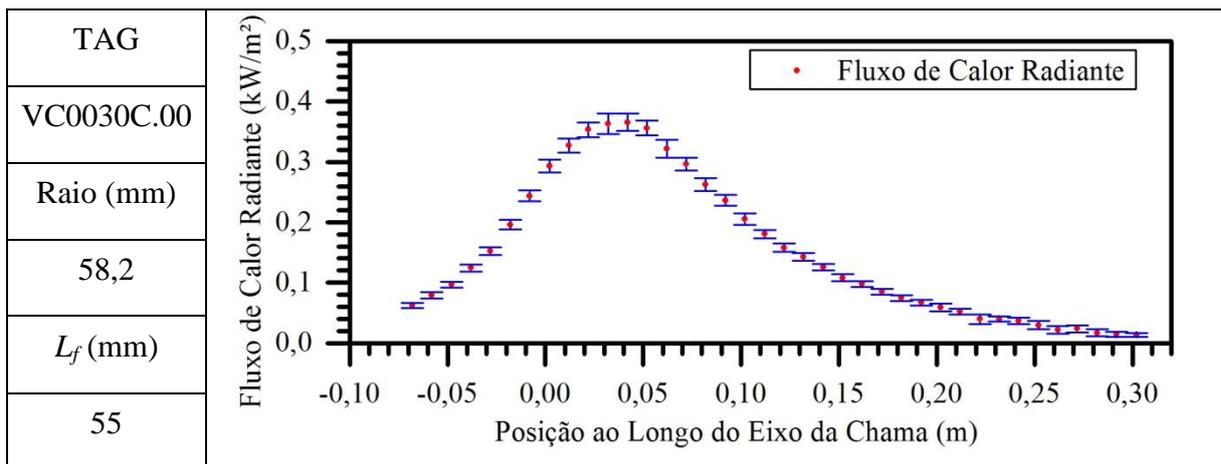
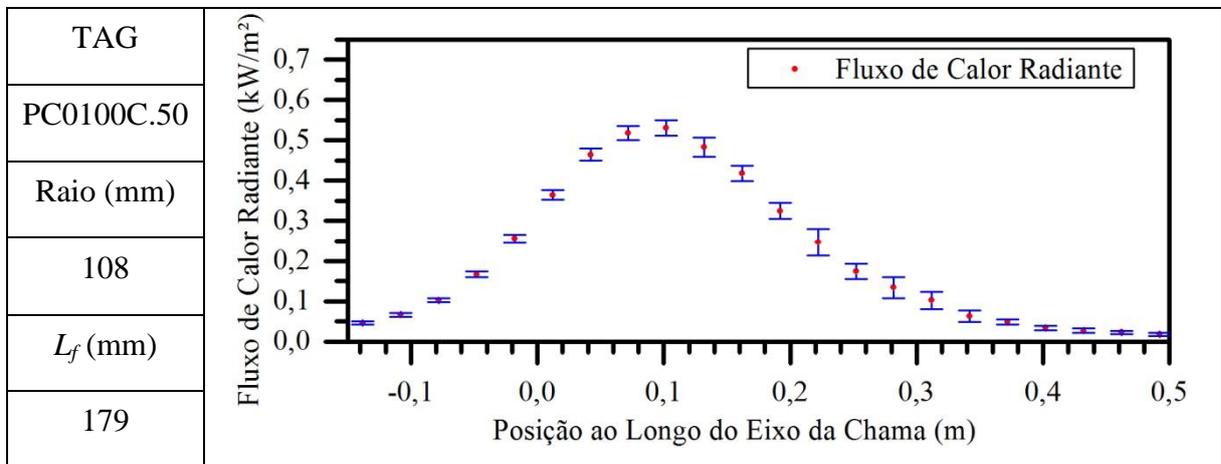
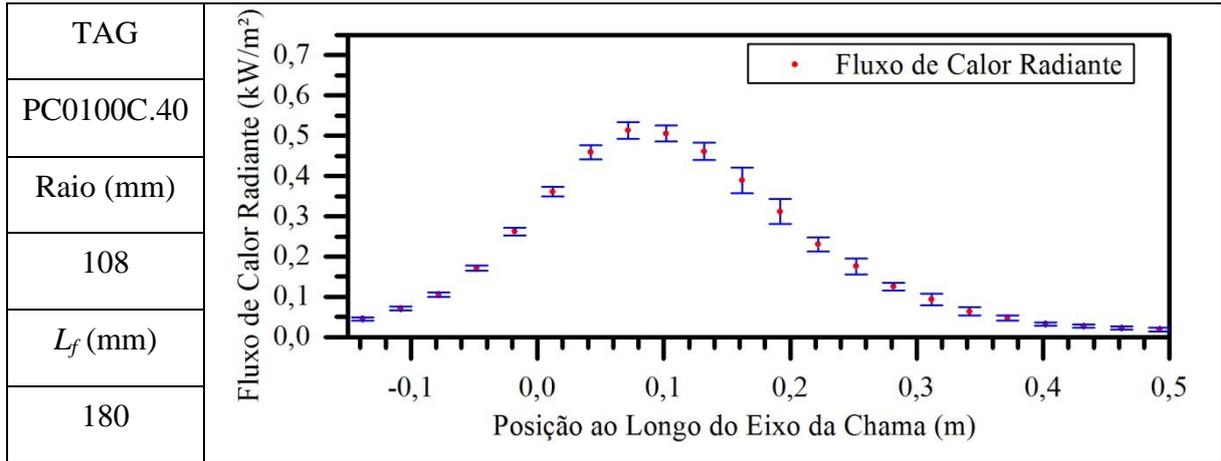


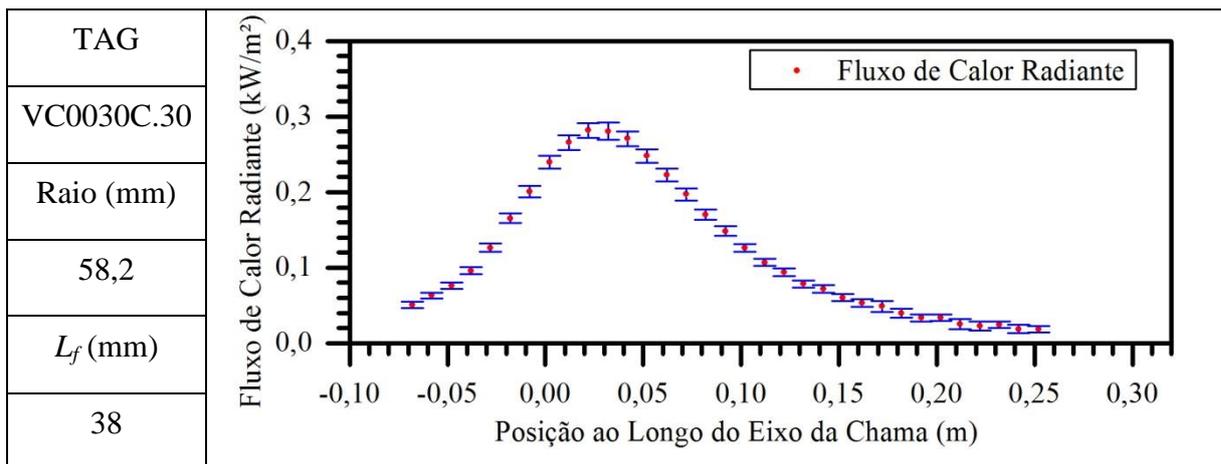
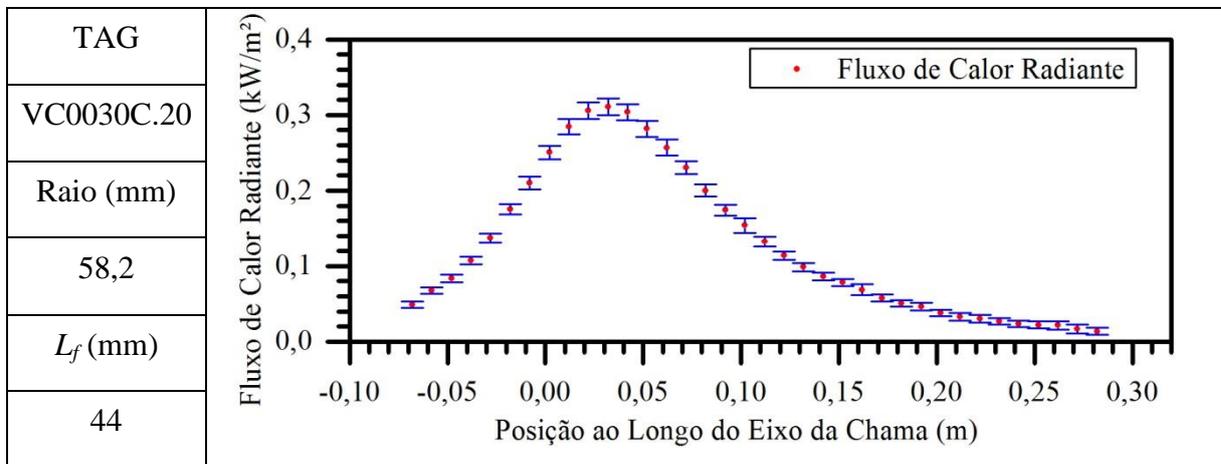
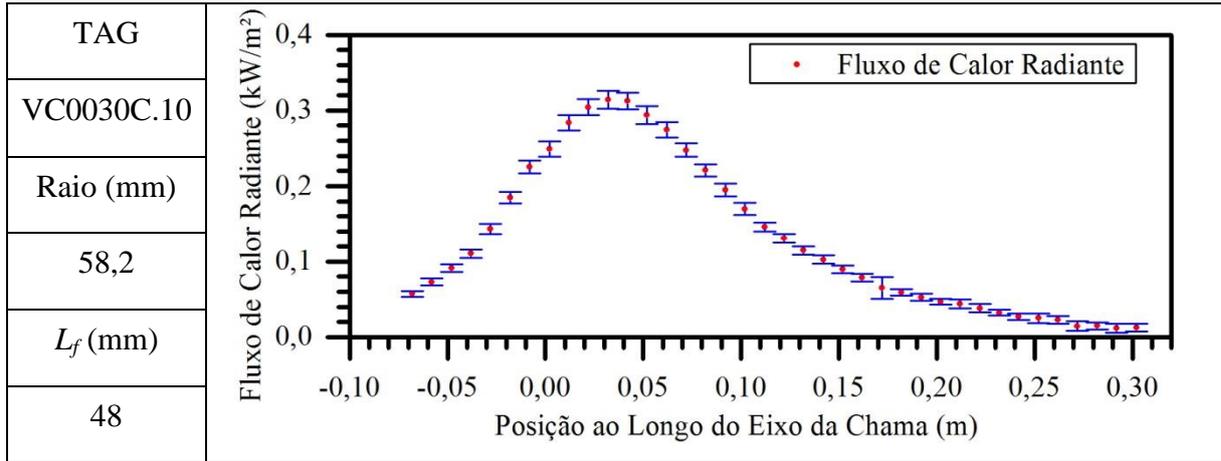


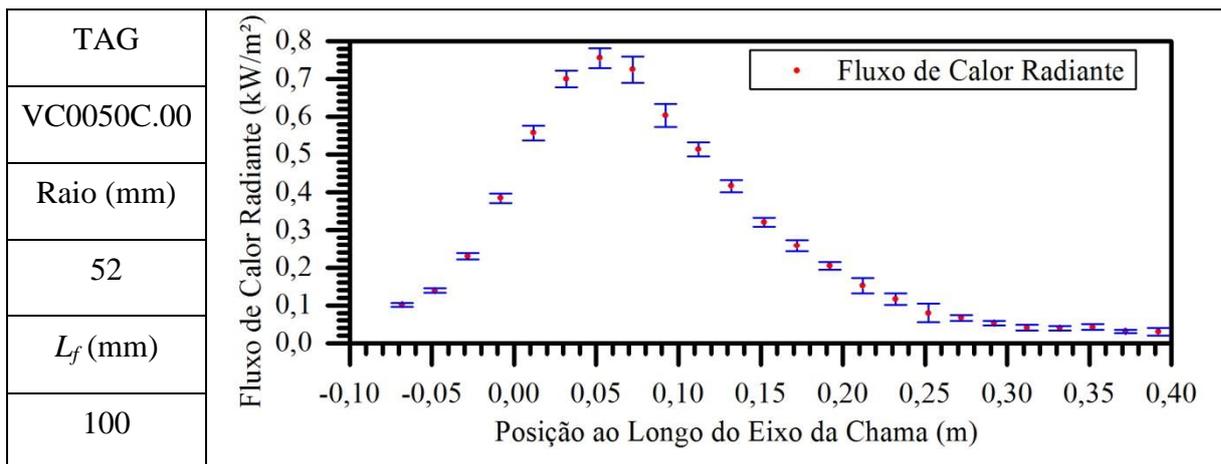
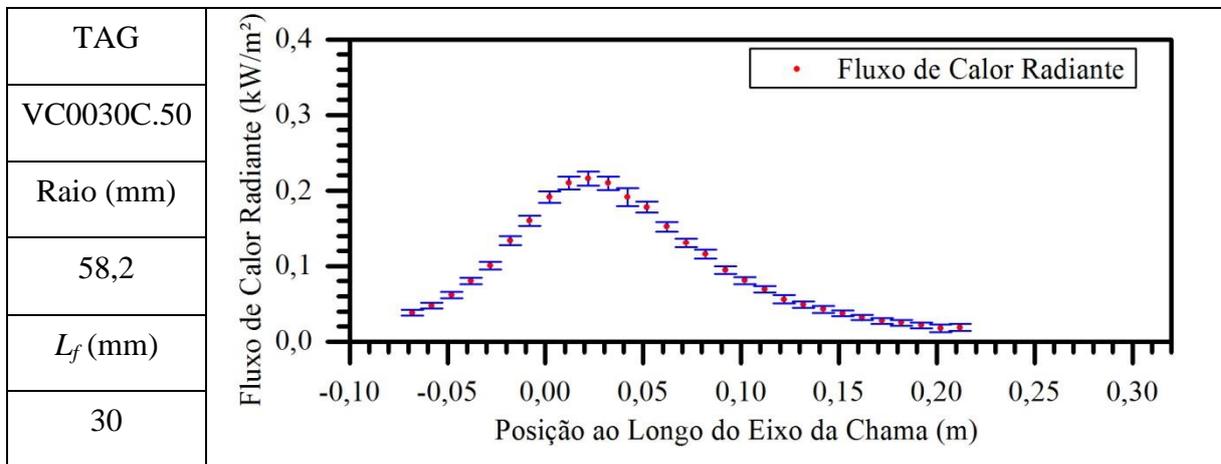
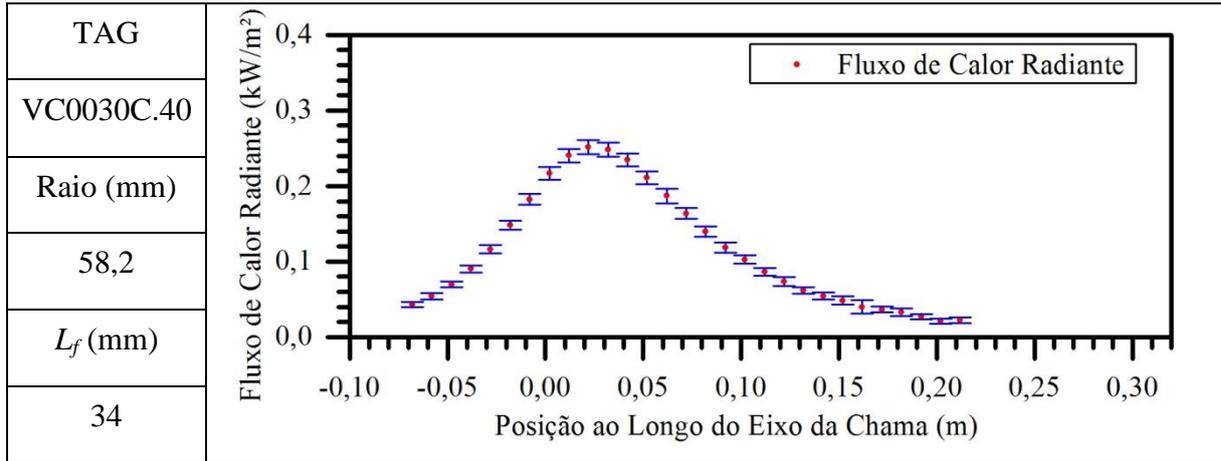


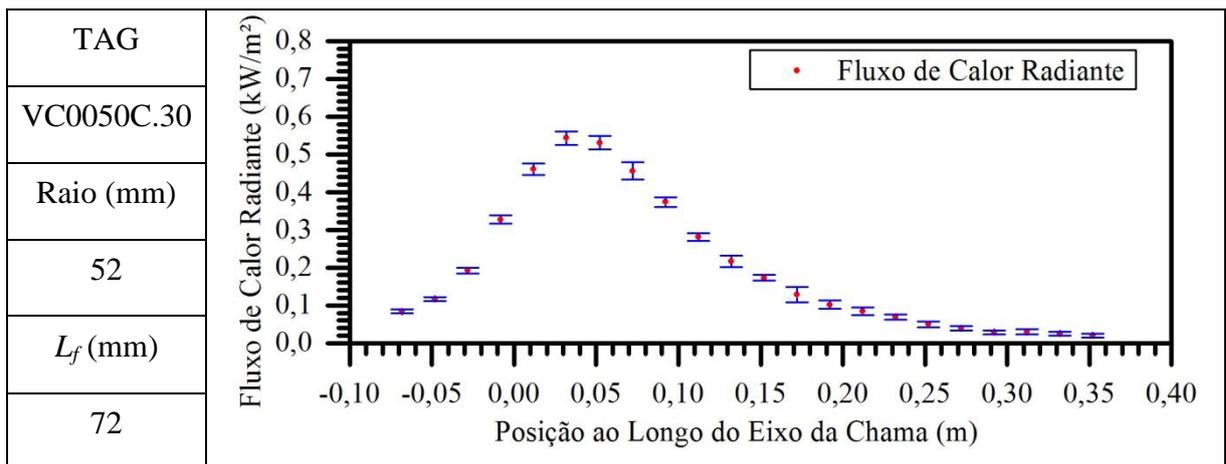
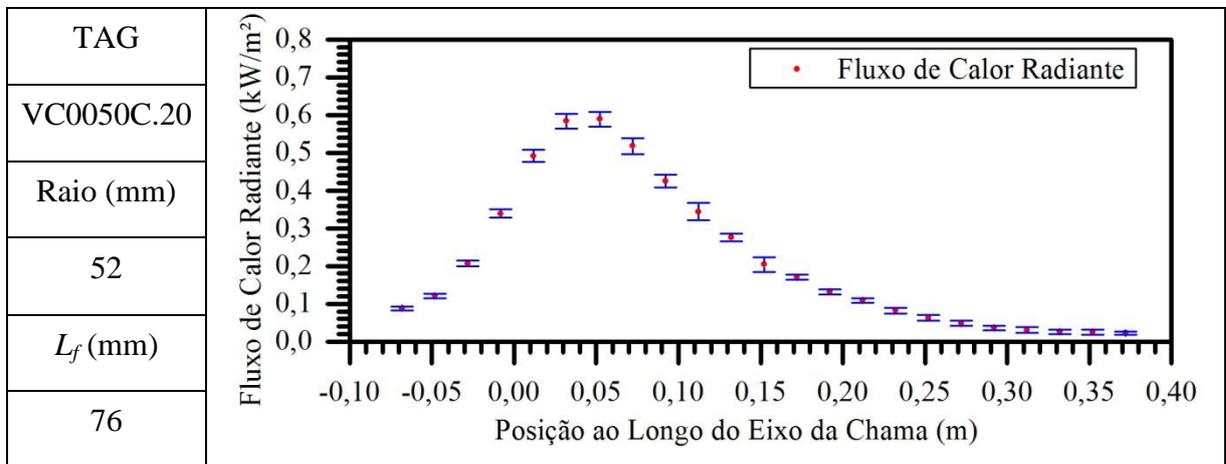
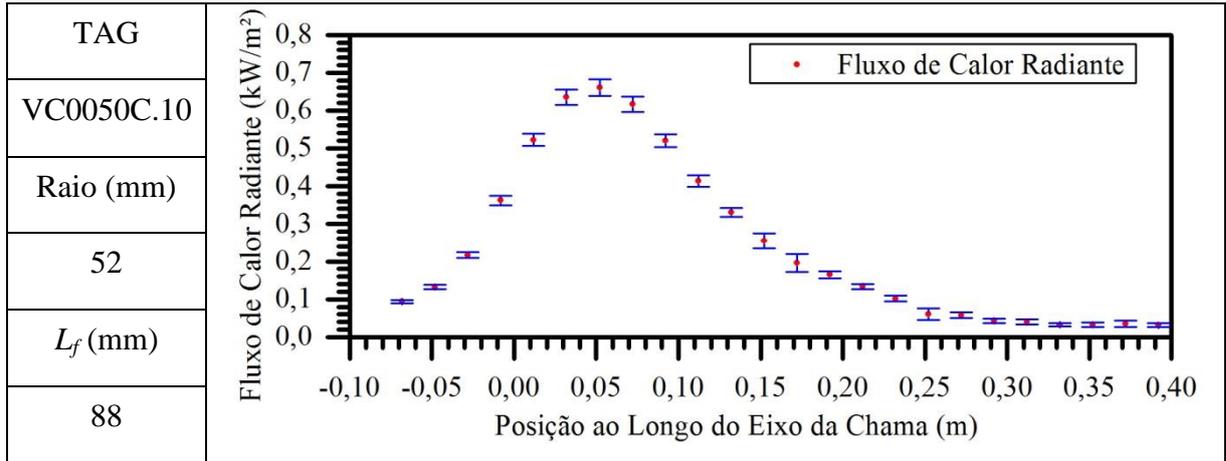


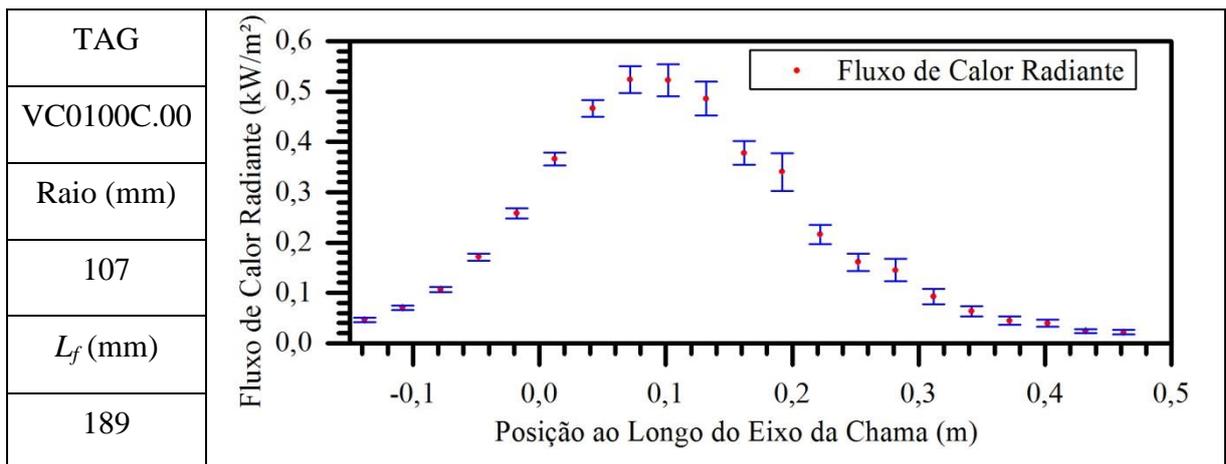
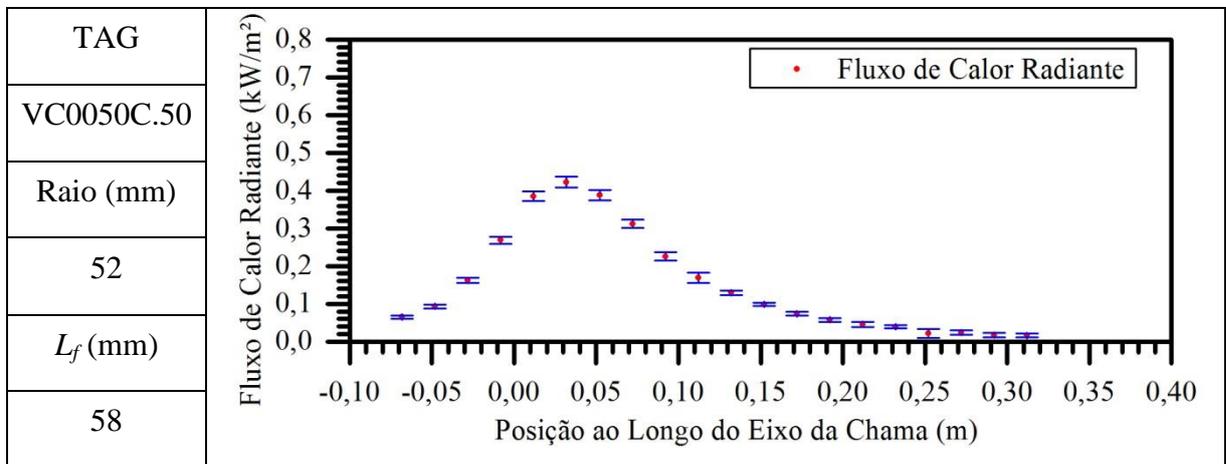
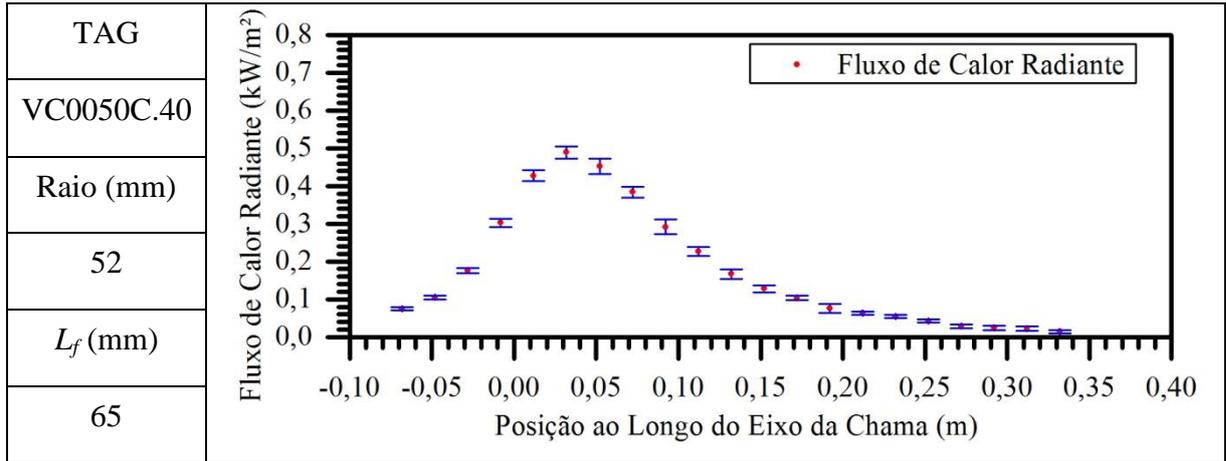


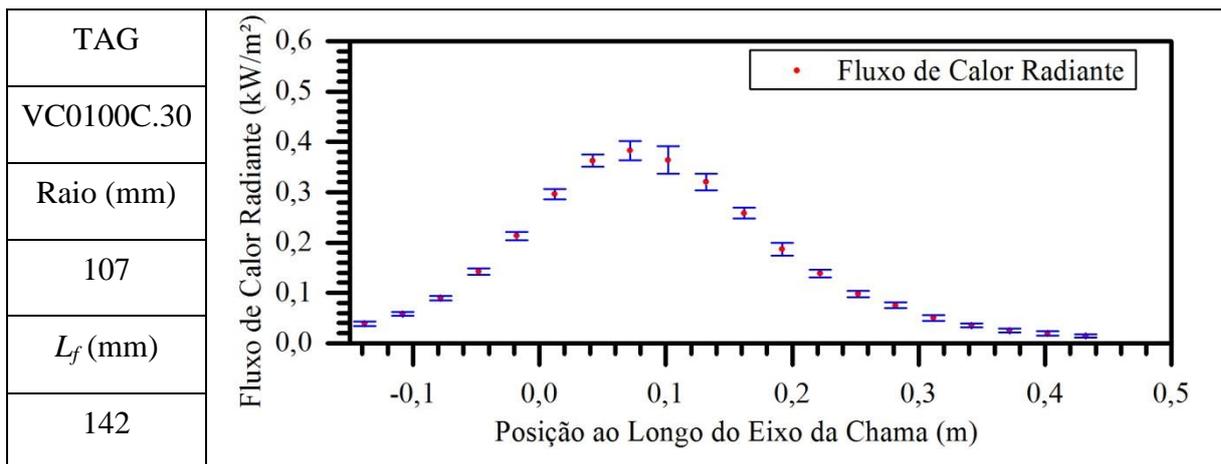
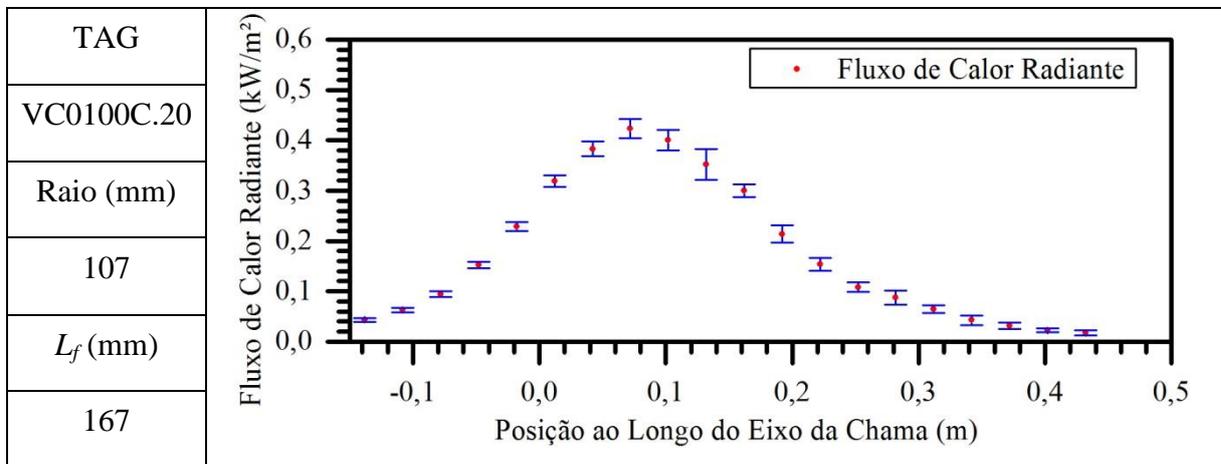
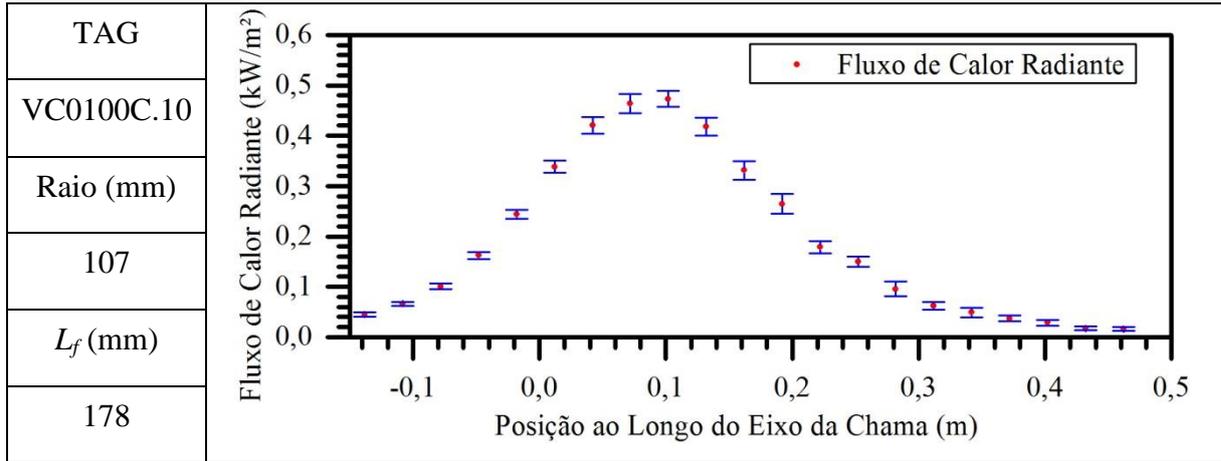


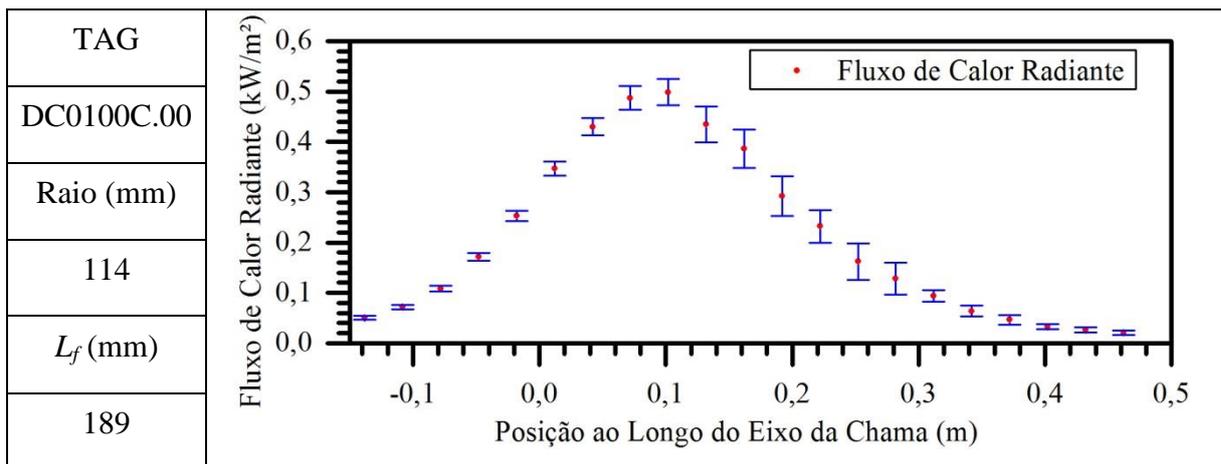
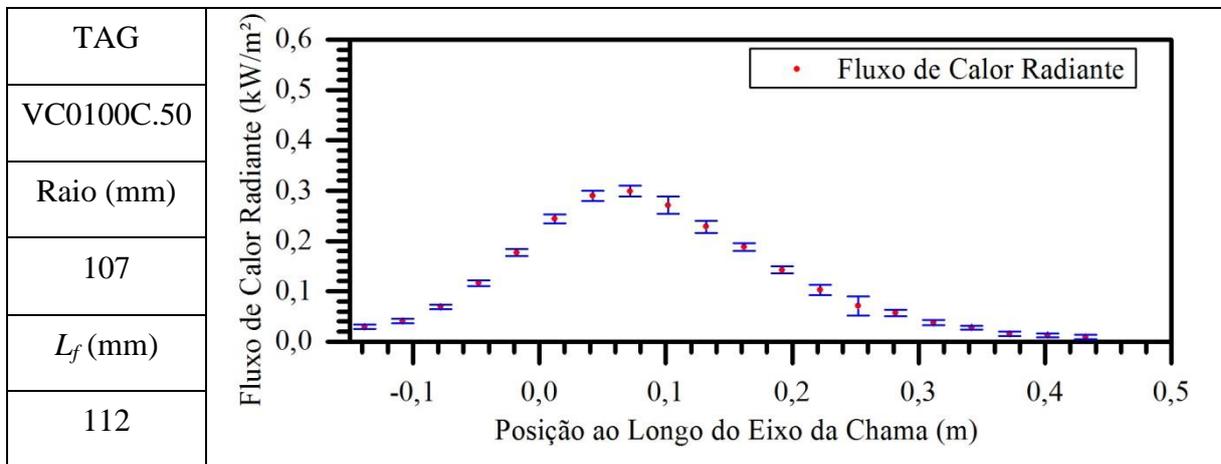
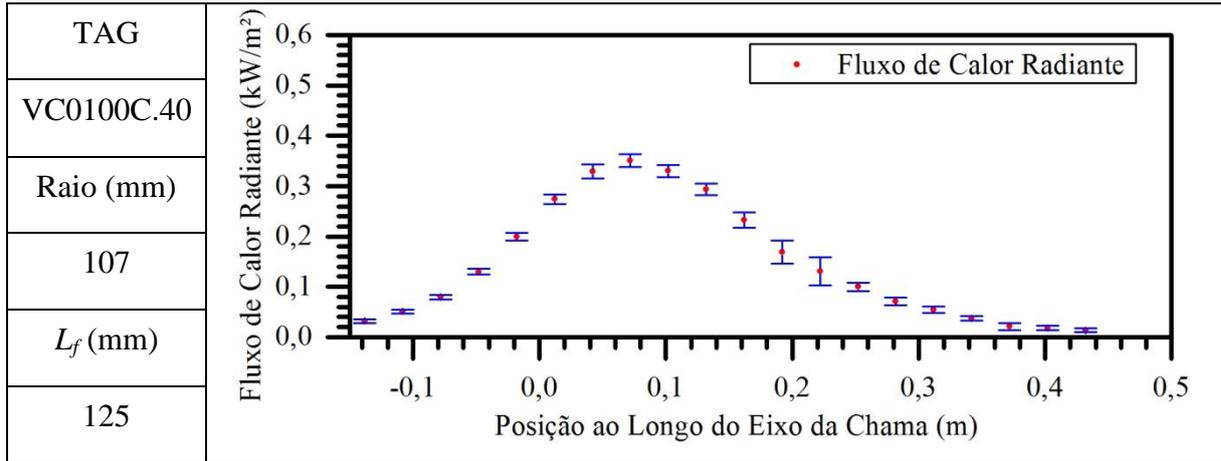


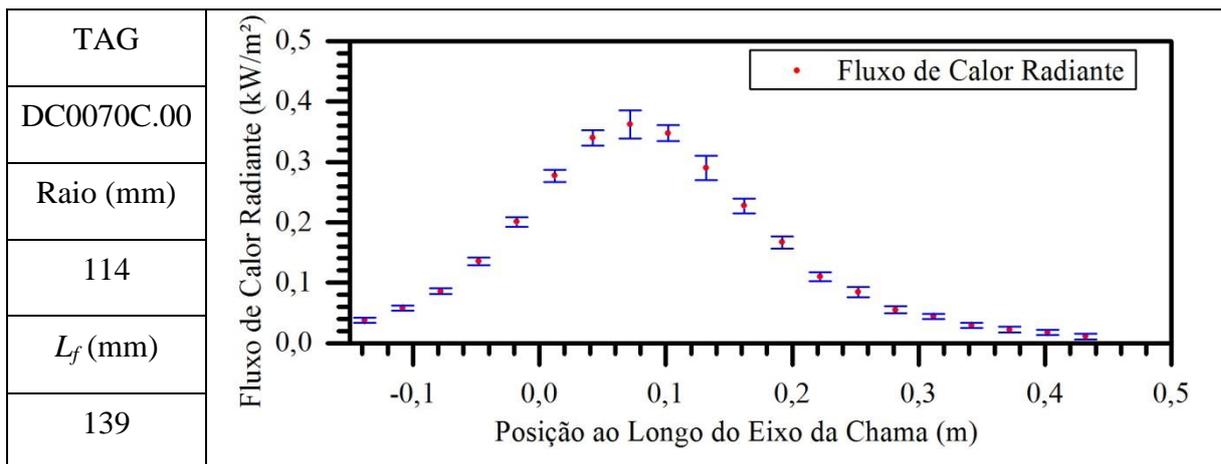
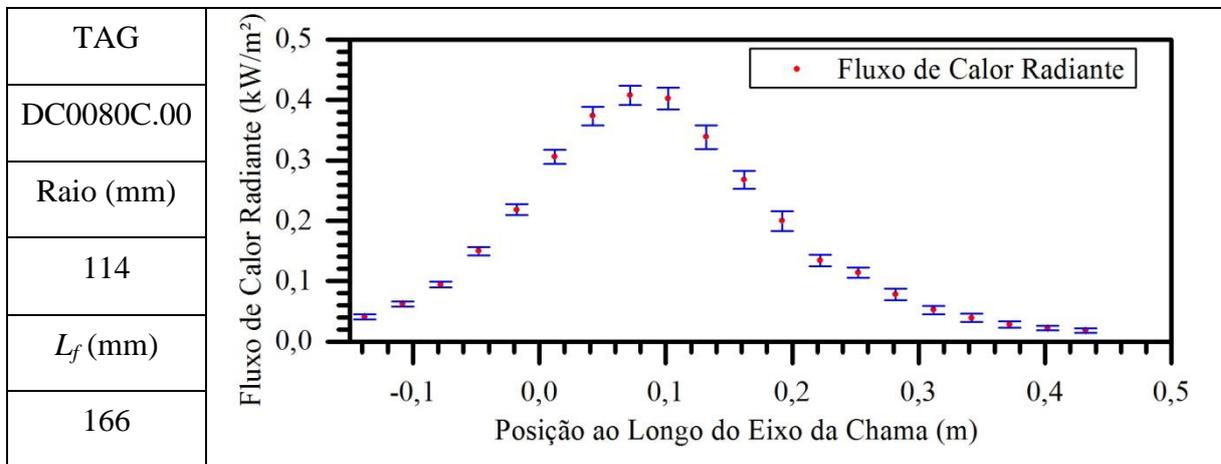
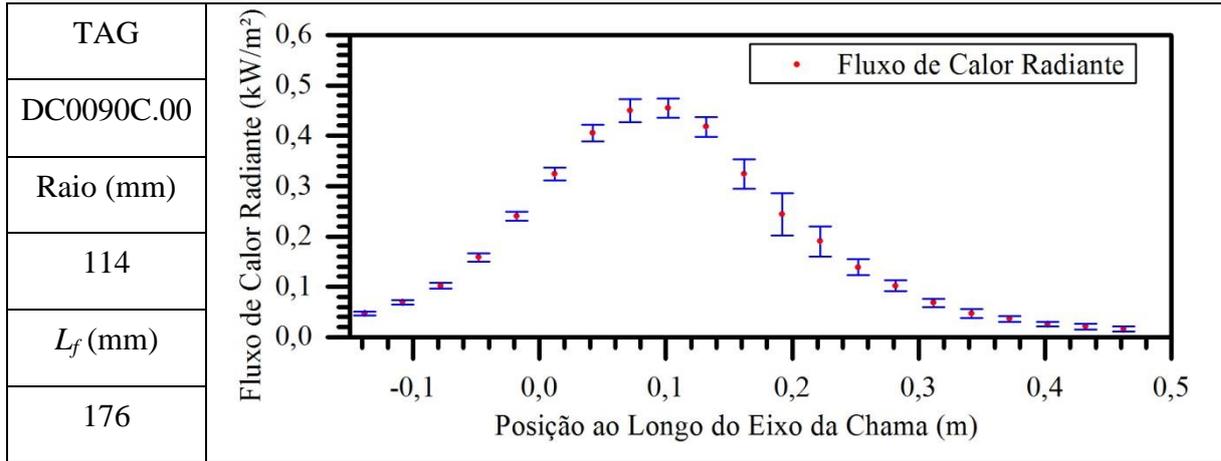


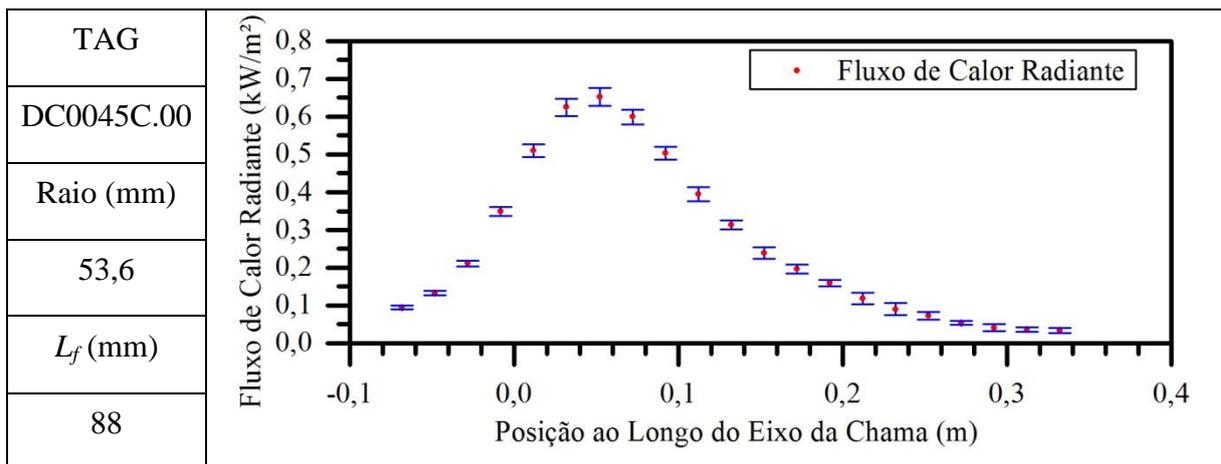
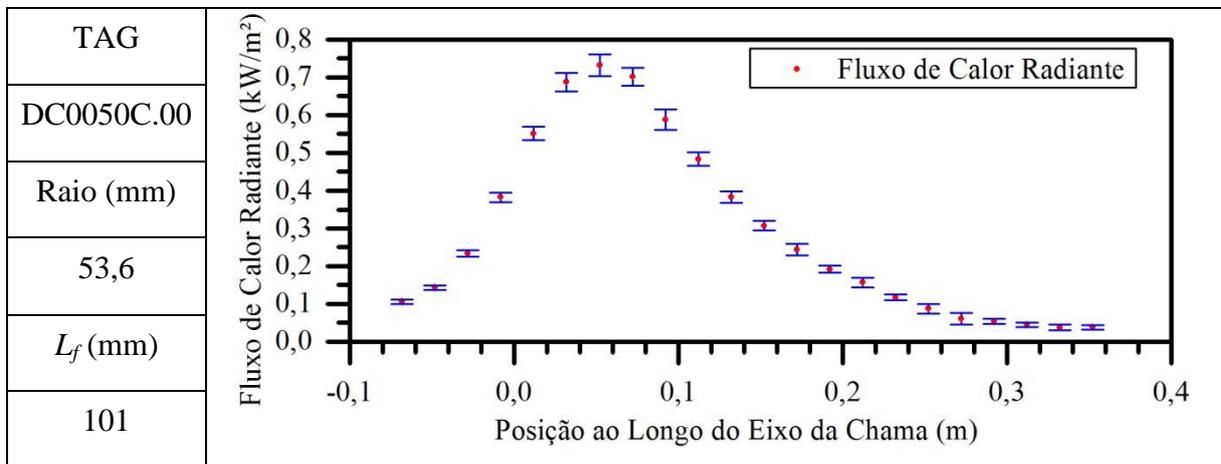
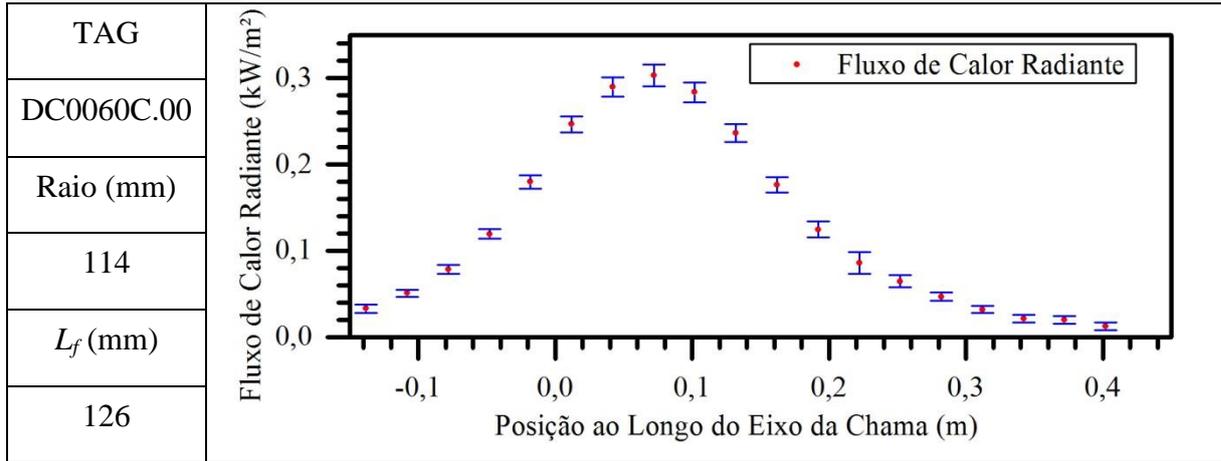


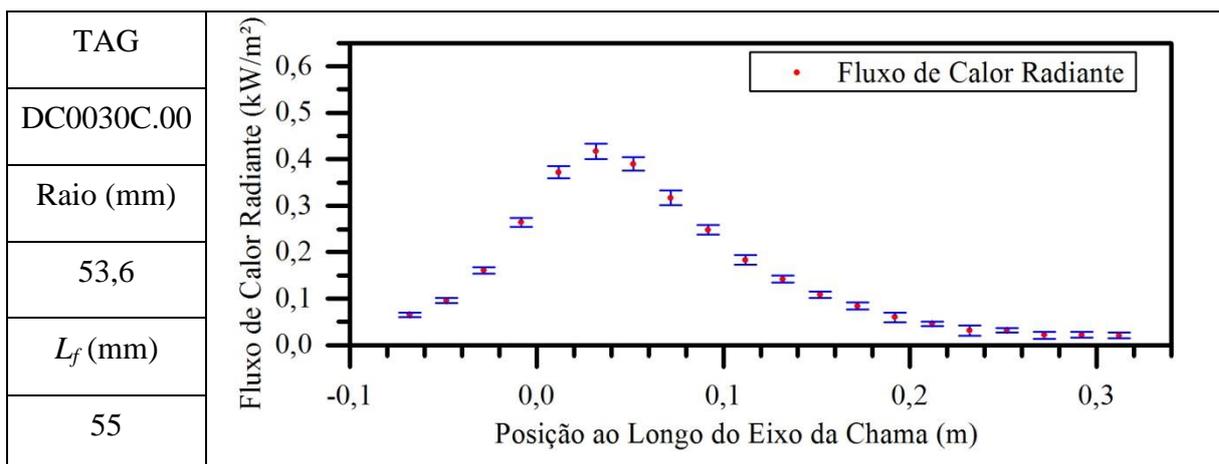
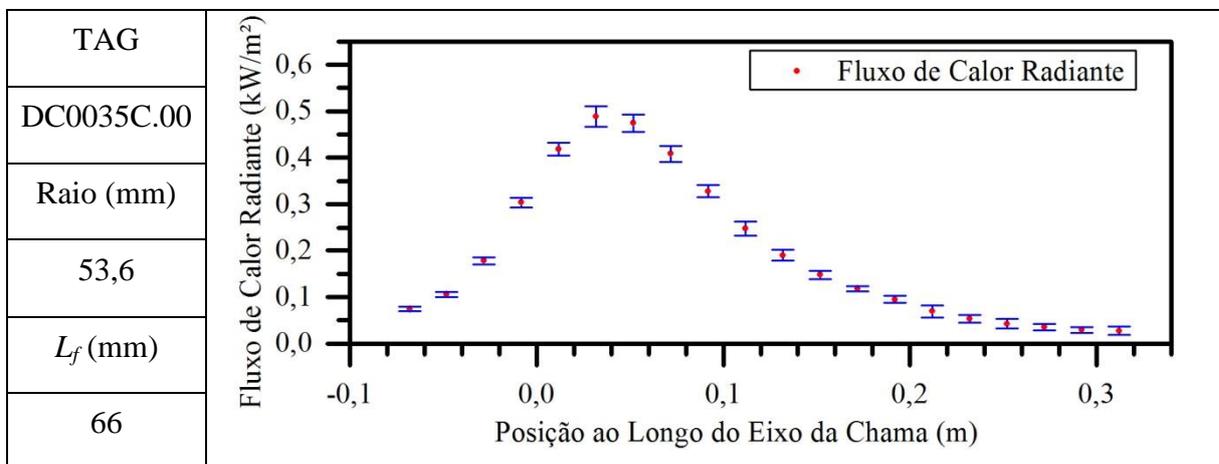
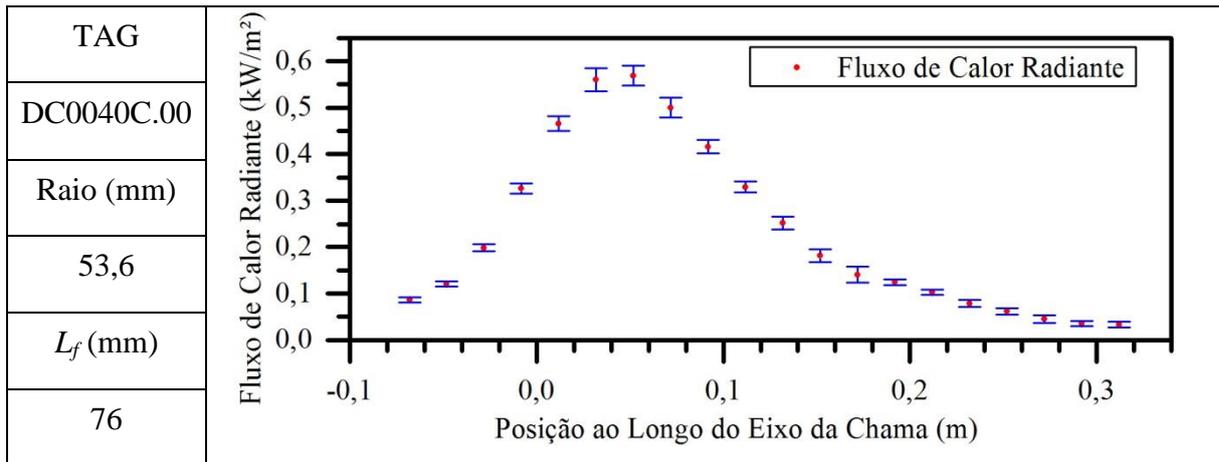


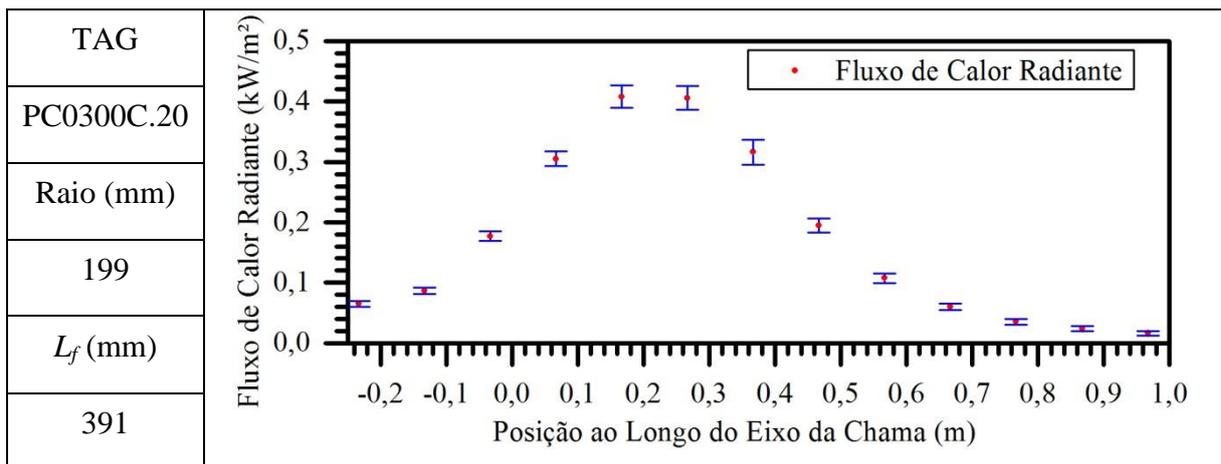
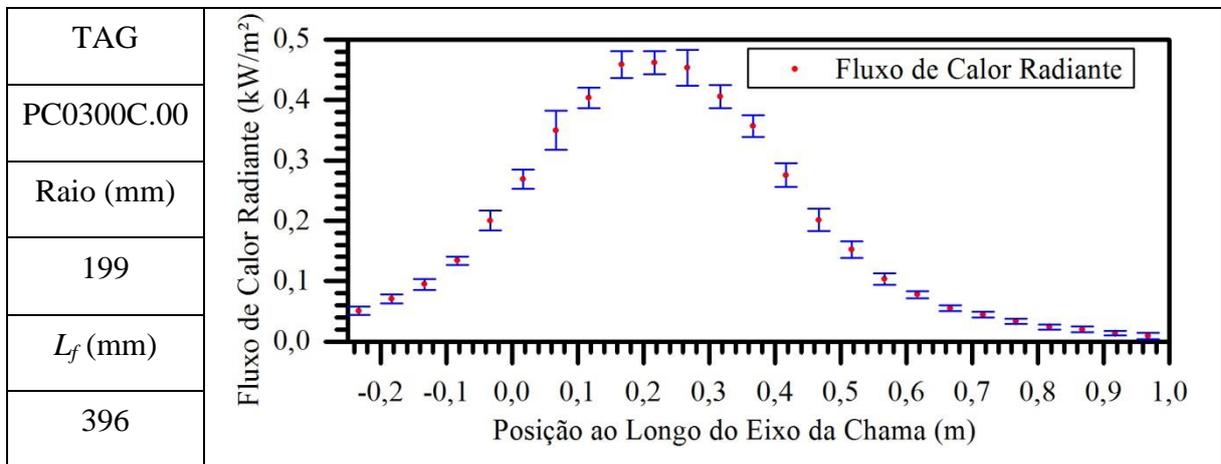
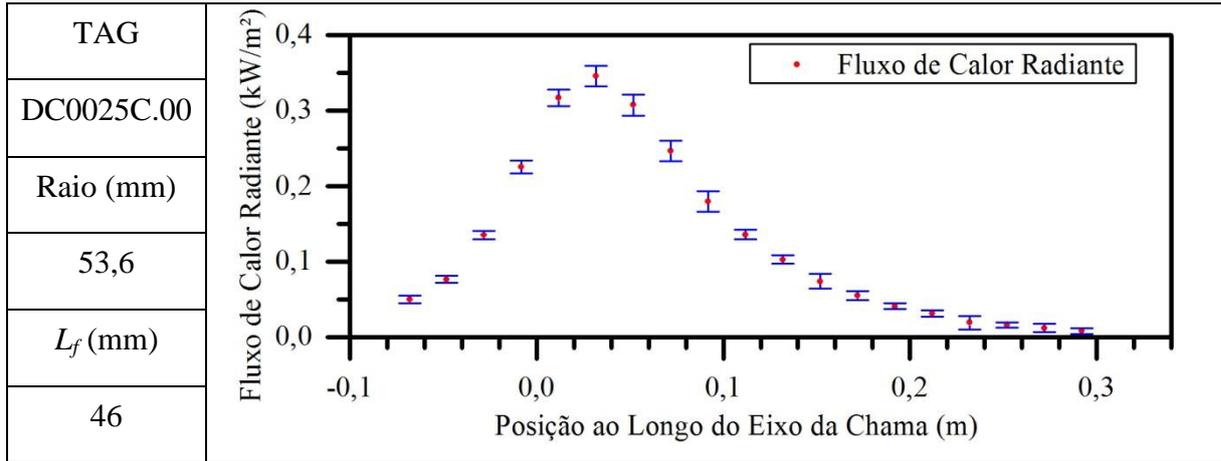


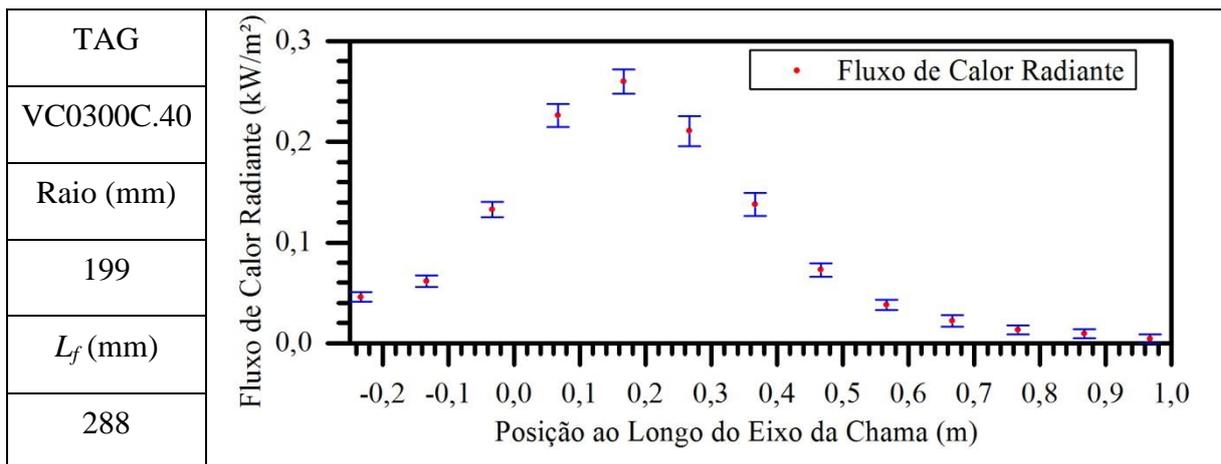
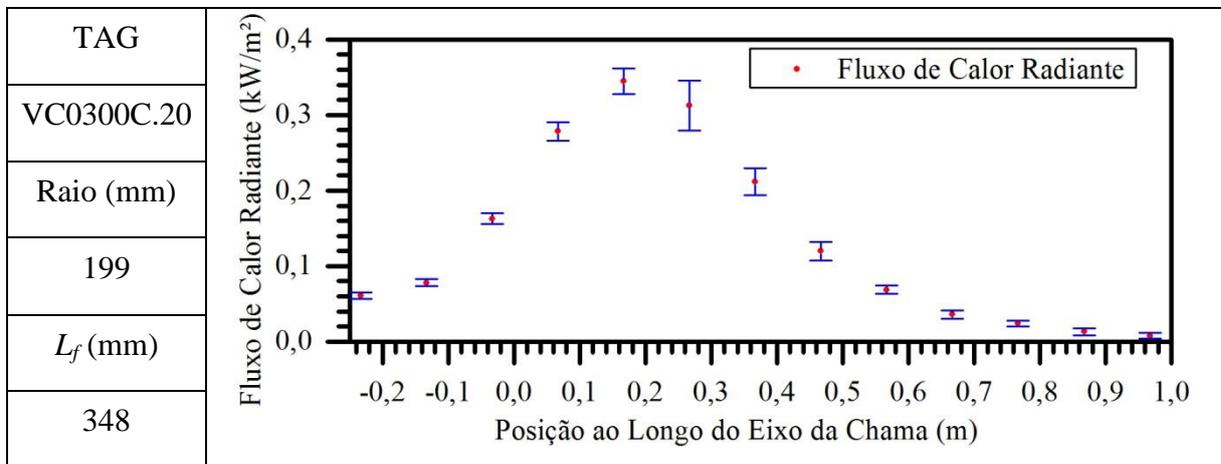
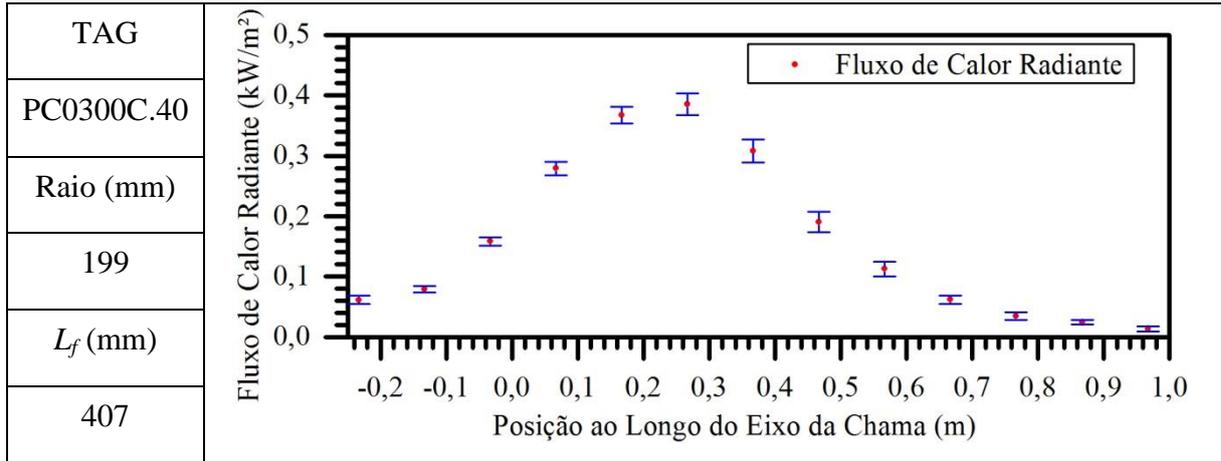












## APÊNDICE C TRANSMITÂNCIA ATMOSFÉRICA

A intensidade do fluxo radiativo que atravessa um meio participante sofre modificações devido à absorção, à emissão e ao espalhamento. Considerando-se uma onda eletromagnética com certa intensidade que atravessa um meio participante, tem-se que parte deste fluxo segue inalterada, sendo transmitida pelo meio. A razão entre a intensidade transmitida e a intensidade incidente é chamada de transmitância. A parte que não é transmitida é a parcela da intensidade original que é atenuada pelo meio participante. Essa atenuação pode ser provocada por absorção (Figura C.1a) ou por espalhamento (Figura C.1c) para outras direções. Este raio atenuado sofre também um aumento de sua intensidade devido à emissão (Figura C.1b) e ao espalhamento (Figura C.1a) proveniente de outras direções.

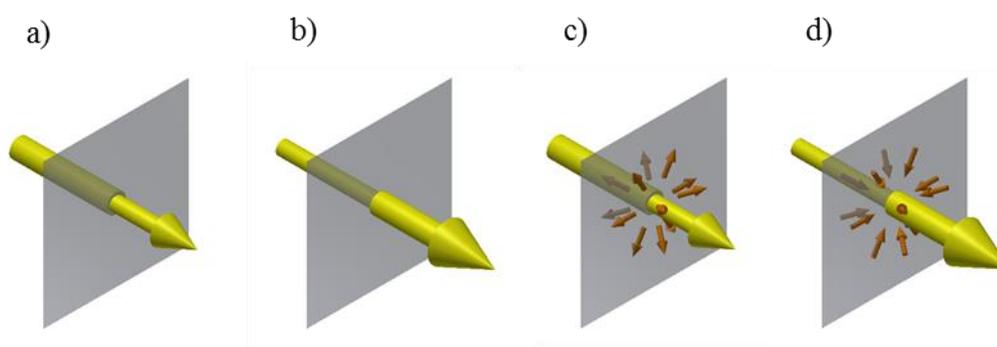


Figura C.1 – Interações da intensidade de radiação com o meio participante. Em a) atenuação devido à absorção; em b) intensificação devido à emissão; em c) atenuação devido ao espalhamento e em d) intensificação devido ao espalhamento.

A transmitância atmosférica é uma característica do meio participante que depende do espectro eletromagnético da radiação incidente, além da composição e da espessura do meio analisado. São comuns os trabalhos em que é desconsiderada a transmitância, assumindo  $\tau_S \sim 1$ , o que não consiste necessariamente um erro quando se trata de experimentos de pequena escala [ Hankinson e Lowesmith, 2012]. Porém, quando se trata de uma aplicação industrial, frequentemente estão envolvidas distâncias na ordem de dezenas de metros, condição na qual a negligência da transmitância pode levar a erros consideráveis.

De modo geral, a radiação que incide em um meio participante que não é absorvida e nem espalhada é transmitida. Para meios como a atmosfera, onde os componentes não

transparentes à radiação infravermelha (vapor d'água e gás carbônico) têm dimensões da ordem de nanômetros, ou seja, inferior ao comprimento de onda do fenômeno (micrômetros), pode-se desconsiderar o fenômeno do espalhamento. Assumindo-se ainda que a temperatura do meio não é significativamente alterada, pode-se desconsiderar a emissão do meio. Nesta condição, a relação entre absorptância e transmitância é dada pela Equação C.1

$$\alpha_s + \tau_s = 1 \quad (\text{C.1})$$

onde  $\alpha_s$  é a absorptância total para uma dada espessura de meio participante.

Segundo Siegel e Howell, 2002, a emitância total de um meio isotérmico e homogêneo ao longo de um caminho é definida pela Equação C.2

$$\varepsilon_s(T, p_a S) = \frac{\int_{\eta=0}^{\infty} i_{\eta b,0}(\eta, T)[1 - \exp(-\kappa_{p\eta,a} p_a S)] d\eta}{\int_{\eta=0}^{\infty} i_{\eta b,0}(\eta, T) d\eta} \quad (\text{C.2})$$

onde  $\varepsilon_s$  é a emitância para uma espessura do meio participante,  $i_{\eta b,0}$  é a intensidade de radiação espectral do corpo negro na posição zero do meio participante,  $\eta$  representa o número de onda,  $\kappa_{p\eta,a}$  é o coeficiente de absorção espectral ponderado pela pressão para uma dada mistura de gases,  $p_a$  é a soma das pressões parciais dos componentes não transparentes da mistura e  $S$  é espessura do meio entre o emissor e o receptor.

De forma análoga, a absorptância é definida conforme a Equação C.3

$$\alpha_s(T, p_a S) = \frac{\int_{\eta=0}^{\infty} i_{\eta,0}(\eta, T)[1 - \exp(-\kappa_{p\eta,a} p_a S)] d\eta}{\int_{\eta=0}^{\infty} i_{\eta,0}(\eta, T) d\eta} \quad (\text{C.3})$$

onde  $\alpha_s$  é a absorptância para uma espessura do meio participante e  $i_{\eta,0}$  é a intensidade de radiação espectral incidente no meio participante.

Utilizando as equações C.1 e C.3, obtém-se que a transmitância é definida pela Equação C.4

$$\tau_S(T, p_a S) = \frac{\int_{\eta=0}^{\infty} i_{\eta,0}(\eta, T) \exp(-\kappa_{p\eta,a} p_a S) d\eta}{\int_{\eta=0}^{\infty} i_{\eta,0}(\eta, T) d\eta} \quad (C.4)$$

A Equação C.4 evidencia a dependência da transmitância em quatro termos, a espessura do meio avaliado, a pressão parcial total das espécies não transparentes, o coeficiente de absorção espectral para a mistura que compõem o meio participante e a intensidade espectral de radiação emitida pela fonte.

Segundo Dorigon et al., 2013, o coeficiente de absorção espectral ponderado pela pressão para uma mistura de CO<sub>2</sub> e vapor d'água pode ser calculado conforme a Equação C.5

$$\kappa_{p\eta,a} = \frac{p_{CO_2} \kappa_{p\eta,CO_2} + p_{H_2O} \kappa_{p\eta,H_2O}}{p_a} \quad (C.5)$$

onde  $p_{CO_2}$  é a pressão parcial do gás carbônico no meio participante,  $\kappa_{p\eta,CO_2}$  é o coeficiente de absorção espectral ponderado pela pressão para o gás carbônico,  $p_{H_2O}$  é a pressão parcial do vapor de água no meio participante e  $\kappa_{p\eta,H_2O}$  é o coeficiente de absorção espectral ponderado pela pressão para o vapor de água.

O coeficiente de absorção espectral ponderado pela pressão para cada espécie é obtido pelo produto do Número de Loschmidt ( $A$ ) pela secção de absorção, conforme Equação C.6

$$\kappa_{p\eta,i} = A \left( \frac{T_{ref}}{T} \right) C_{\eta}(\eta) \quad (C.6)$$

onde  $A = 2,479 \times 10^{19}$  moléculas/(cm<sup>3</sup>atm),  $T_{ref}$  é a temperatura de referência do banco de dados (296K) e  $C_{\eta}(\eta)$  é a secção de absorção da espécie para o número de onda avaliado e  $T$  é a temperatura do meio participante.

Conforme Siegel e Howell, 2002, a secção de absorção é dada pelo perfil de Lorentz, sendo computada pela Equação C.7

$$C_{\eta}(\eta) = \sum_{k=1}^K \frac{S_k(T)}{\pi} \frac{\gamma_k}{\gamma_k^2 + (\eta - \eta_k)^2} \quad (C.7)$$

onde  $S_k(T)$  é a intensidade integrada de uma linha  $k$  do espectro,  $\gamma_k$  é a meia largura da linha  $k$  do espectro,  $\eta_k$  é a localização da linha  $k$  e  $\eta$  é o número de onda de referência.

Conforme Rothman et al., 2010, utilizando-se o banco de dados HITEMP2010, pode-se computar a intensidade integrada com a Equação C.8

$$S_k(T) = S_k(T_{ref}) \frac{Q_{stpi}(T_{ref})}{Q_{stpi}(T)} \frac{\exp(-C_2 E_k/T)}{\exp(-C_2 E_k/T_{ref})} \frac{[1 - \exp(-C_2 \nu_k/T)]}{[1 - \exp(-C_2 \nu_k/T_{ref})]} \quad (C.8)$$

onde  $Q_{stpi}$  é a soma total das partições internas,  $C_2$  é a segunda constante de Planck (0,014387752 m·K),  $E_k$  é a energia do estado inferior,  $\nu_k$  é a diferença de energia entre o estado inicial e final.

A meia largura de uma linha  $k$  é obtida com a Equação C.9

$$\gamma_k = \left(\frac{T_{ref}}{T}\right)^{n_c} p_c \gamma_{proprio,k} + (p - p_c) \gamma_{ar,k} \quad (C.9)$$

onde  $p_c$  é a pressão parcial da espécie,  $\gamma_{proprio,k}$  é a auto ampliação de linha,  $p$  é a pressão total,  $\gamma_{ar,k}$  é a ampliação de linha provocada pelo ar e  $n_c$  é o coeficiente de dependência da temperatura.

O HITEMP2010 é um banco de dados para espectroscopia em alta temperatura proposto por Rothman et al., 2010. Nele estão contidos os termos  $Q_{stpi}$ ,  $E_k$ ,  $\nu_k$ ,  $\gamma_{proprio,k}$ ,  $\gamma_{ar,k}$  e  $n_c$ , para várias espécies, dentre elas o gás carbônico e o vapor d'água. Os dados deste banco são obtidos à temperatura de 1000K e convertidos para a temperatura de referência de 296K.

A intensidade espectral da radiação emitida por uma chama de hidrocarboneto é um assunto que pode ser abordado por duas frentes, por solução numérica e ou medição experimental. Em ambos os casos, uma solução definitiva ainda é procurada.

Dentre as dificuldades que limitam a composição de um espectro de radiação que represente a chama estão a não homogeneidade de temperatura e composição das regiões emissoras da chama, além da dificuldade em predizer com precisão o valor dessas características para cada região da chama.

Assumisse-se que uma chama de metano possa ser representada pela intensidade espectral radiante da Figura C.2, baseado nos trabalhos de Gore et al., 1986, Gore et al., 1987 e Boulet et al., 2011.

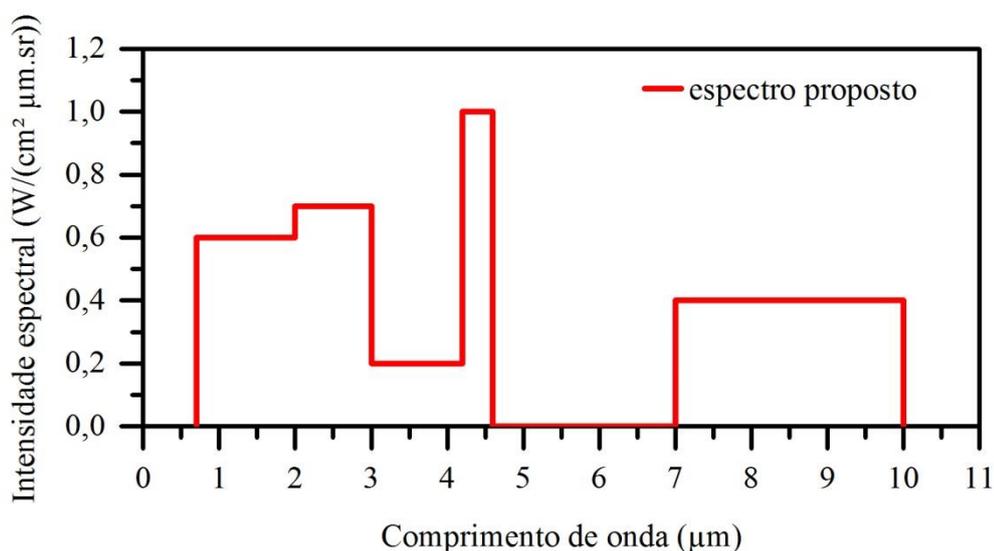


Figura C.2 – Espectro proposto para chama de metano

Adotando-se a composição atmosférica da Tabela C.1 para duas condições de umidade relativa (UR)

Tabela C.1 – Composição atmosférica para duas condições de umidade relativa

Característica	Condição 01	Condição 02
	UR 30%	UR 100%
Fração molar H <sub>2</sub> O (total)	0,011873	0,039452
Concentração N <sub>2</sub> (ppm) (ar seco)	780840	780840
Concentração O <sub>2</sub> (ppm) (ar seco)	209460	209460
Concentração Ar (ppm) (ar seco)	9340	9340
Concentração CO <sub>2</sub> (ppm) (ar seco)	360	360

Nesta condição, assumindo ainda que a chama não provoca alteração na temperatura ao seu redor, a transmitância em função da espessura analisada para a atmosfera à temperatura de 300K é representada pela Figura C.3

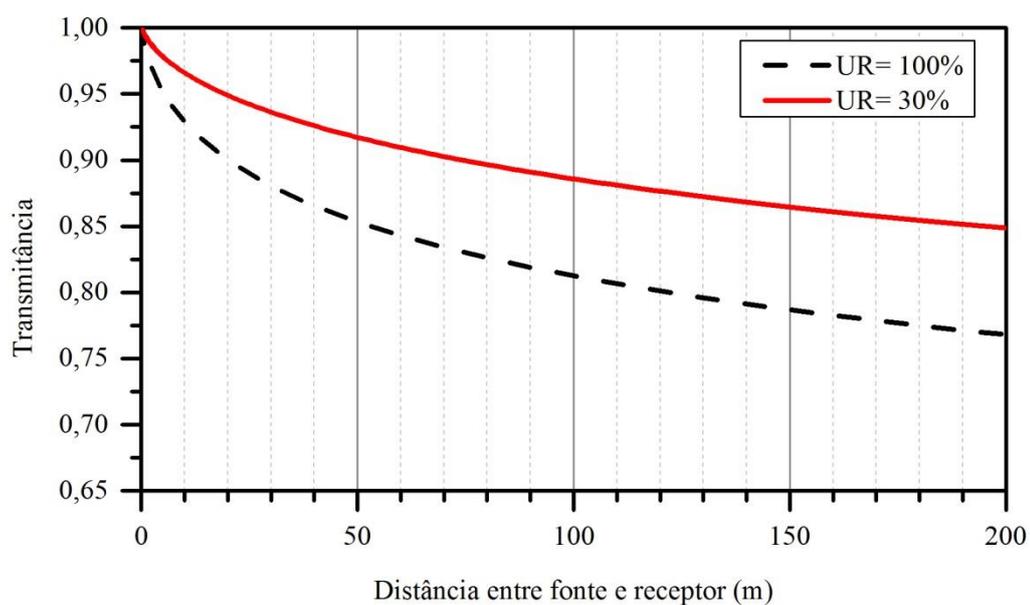


Figura C.3 – Transmitância atmosférica avaliada para o espectro proposto

Com base na transmitância calculada, observa-se que negligenciar seu efeito, mesmo para chamas com escala de laboratório, pode acarretar erros significativos. Como por exemplo, na condição com maior umidade relativa, a 4 metros da chama observa-se que a atenuação é de 5%. Quando a escala do experimento é ampliada, o efeito da atenuação torna-se mais expressivo, conforme calculado, há uma atenuação de 15% para a distância de 200 metros entre o receptor e o observador para a condição de menor umidade relativa.

## APÊNDICE D CAMPO DE VISÃO DO SENSOR

Considerando que um sensor de fluxo radiativo esteja exposto a emissor homogêneo que pode ser representado por uma superfície vertical delgada, a avaliação do campo de visão do sensor pode ser realizada assumindo-se que a energia que atinge um receptor é resultado do somatório das intensidades que atingem cada elemento da superfície desse sensor, conforme Figura D.1.

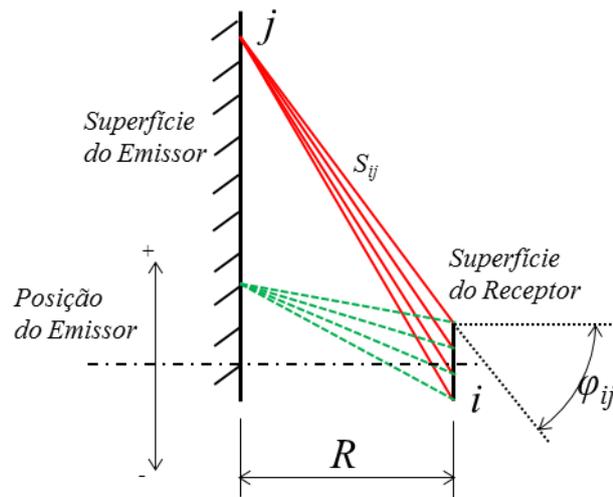


Figura D.1 – Intensidade do sinal que atinge o receptor

O sensor utilizado neste trabalho, MEDTHERM 64-0.5-20/ZnSeW-1C-150, possui superfície receptora circular, com 6,35 mm de diâmetro (0,25 polegada). Sendo assim, as posições no sensor mais próximas do centro recebem maior quantidade de energia que as regiões mais afastadas do centro. Assim, foram associados fatores de ponderação ( $wf_i$ ) às posições da linha vertical que representa o sensor. Esses fatores de ponderação são assumidos como sendo a corda da circunferência para a referida posição. Nesse contexto, a intensidade ( $I_i$ ) de radiação recebida pelo receptor proveniente de cada posição  $i$  do emissor é dada pela Equação D.1.

$$I_i = \sum_{j=1}^N \frac{wf_j}{4\pi S_{ij}^2} \cos\varphi_{ij} \quad (D.1)$$

onde  $S_{ij}$  é a distância entre as posições  $i$  e  $j$  e  $\varphi_{ij}$  é o ângulo formado pela direção de  $S_{ij}$  e normal da face do sensor.

A Equação D.1 aplicada a uma posição  $R = 124$  mm fornece a intensidade relativa ( $I/I_{máx}$ ) apresentado na Figura D.2. O ângulo de visor do sensor considerado é  $150^\circ$ , ou seja, a posição máxima visualizada pelo sensor é a posição  $3,73R$  (tangente de  $75^\circ$ ), acima e abaixo da sua linha de centro. A intensidade do fluxo radiativo proveniente desta posição é inferior a 2% da intensidade máxima, observada sobre a linha de centro do sensor. A conclusão que pode ser obtida desta distribuição é que o uso de um sensor com ângulo de visão maior não proporcionaria ganho significativo na resposta.

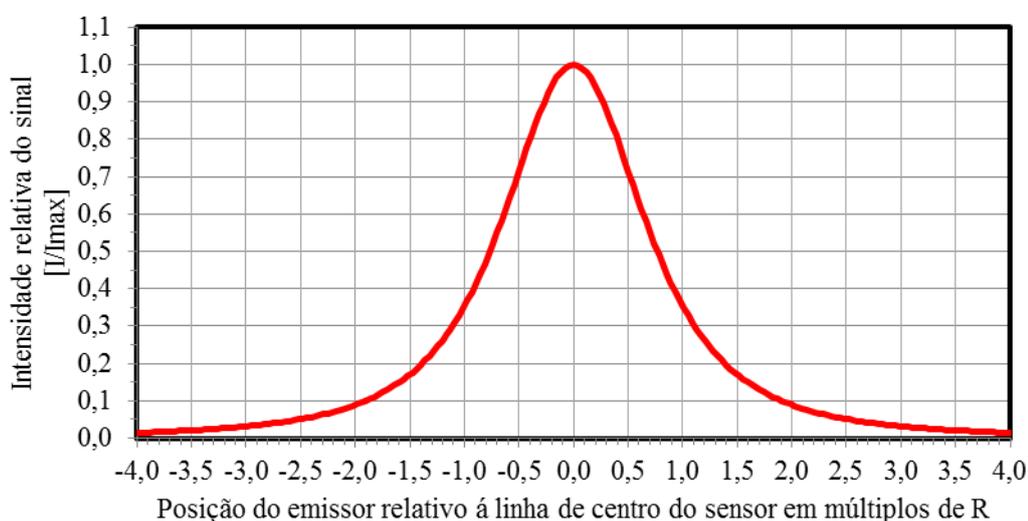


Figura D.2 – Intensidade relativa do sinal recebido pelo sensor para sensor representado por 30 pontos e superfície emissora representa por 80 pontos

Uma análise semelhante pode ser realizada para a condição do sensor com a restrição do ângulo de visão. Neste caso, as intensidades de fluxo radiativo associadas às direções que são bloqueadas pela fenda são consideradas nulas. Assumindo que a fenda seja composta por uma abertura horizontal com 10 mm de altura e que esteja posicionada a 40 mm da face do sensor. Assumindo ainda que a espessura da chapa da fenda seja desprezível e que a face do sensor esteja a 124 mm da superfície emissora, a distribuição da intensidade de energia que atinge o sensor é apresentada na Figura D.3.

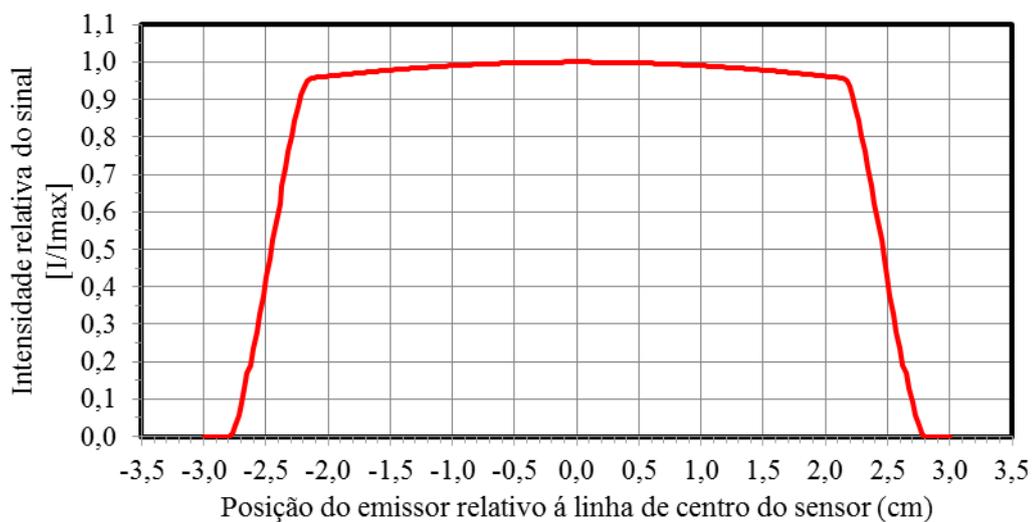


Figura D.3 – Campo de visão do sensor com a restrição de visão

A utilização da fenda restringe o ângulo de visão do sensor, fazendo com que mais de 97% da intensidade de energia recebida pelo sensor, para as condições assumidas, seja proveniente de uma região com 5 cm de altura. A altura máxima do campo de visão do sensor, obtido pela ótica geométrica é 5,6 cm para as condições de posicionamentos assumidos no capítulo 4.

## APÊNDICE E PROPOSTA DE CORREÇÃO PARA O MODELO WMPS

O modelo *WMPS* assume que a intensidade de fluxo de calor que chega ao receptor é resultado da emissão de diversas fontes pontuais localizadas ao longo do eixo da chama, conforme Figura E.1. Porém, a região da chama que é responsável pela radiação térmica emitida não é o centro da chama, mas sim a “superfície” onde ocorrem os processos de combustão. Os fatores de ponderação utilizados são obtidos para a condição de chama “real”, ou seja, não são ideais para a condição em que as fontes são consideradas no eixo da chama.

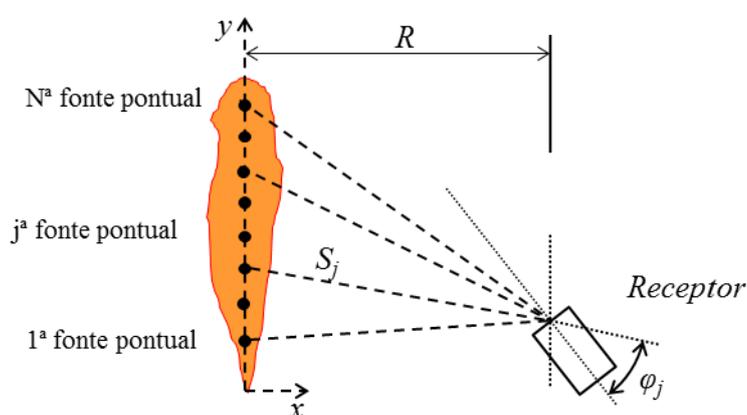


Figura E.1 – Modelo das múltiplas fonte pontuais padrão

Suponhamos que a chama possa ser representada por uma forma idealizada, composta por dois cones conectados pelas bases. O diâmetro da base do cone é equivalente  $0,17 L_f$ , conforme Turns e Myhr, 1991, a altura do primeiro cone é  $0,75 L_f$  e a altura do segundo cone é  $0,25 L_f$ . Suponhamos também que a chama seja composta por duas superfícies separadas pelo plano vertical que passa pela linha de centro da chama e é paralelo à face do sensor. Conforme Figura E.2, passaríamos a ter duas fontes pontuais associadas a cada posição ao longo do eixo da chama. Cada fonte pontual é posicionada à distância  $R_{cf}$  do eixo da chama. Essa distância pode ser assumida como o centro geométrico do semicírculo formado pela meia chama, o que corresponde à distância de  $2R_f/\pi$ , sendo  $R_f$  o raio da chama.

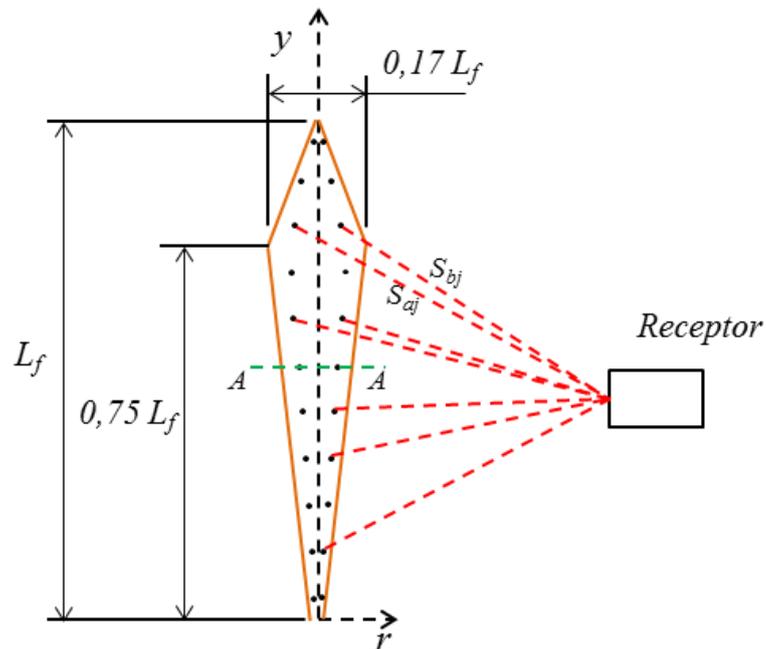


Figura E.2 – Forma idealizada para a chama e fatores de ponderação

Esse modelo *WMPS* corrigido passa a ser denominado *WMPSC*. A Figura E.3 apresenta o corte *AA* mostrado na Figura E.2. A Figura E.3a mostra o corte *AA* para o modelo *WMPS* e a Figura E.3b apresenta o mesmo corte para o modelo *WMPSC*.

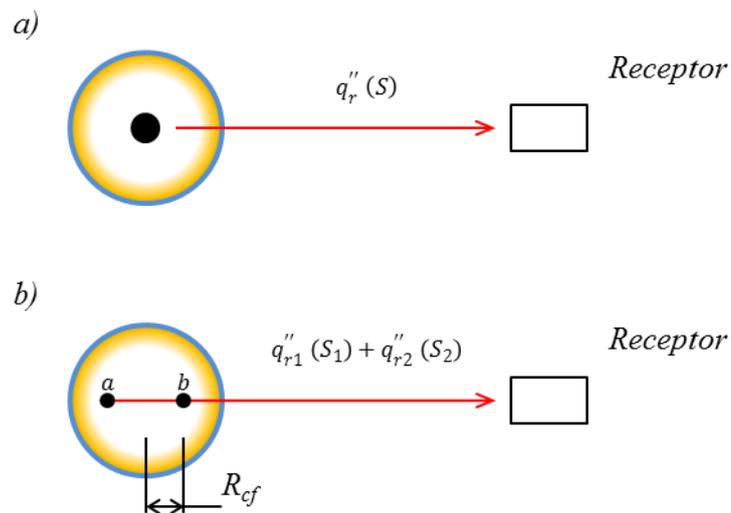


Figura E.3 – Posicionamento das fontes pontuais

Assumindo-se uma vista em corte transversal de uma chama do tipo jato. Em *a)* representação da posição da fonte pontual no modelo *WMPS*, em *b)* representação do posicionamento das fontes pontuais para o modelo *WMPSC*.

A intensidade de radiação ( $q^{WMPSC}$ ) que atinge o sensor é então definida pela Equação E.1, onde os fatores de ponderação  $w_j$  são os obtidos experimentalmente na seção 4.3.

$$q^{WMPSC} = \frac{0,5X_r Q_f}{4\pi} \left( \sum_{j=1}^N \frac{w_j \tau_{S_{aj}}}{S_{a_j}^2} \cos\varphi_{aj} + 0,5 \sum_{j=1}^N \frac{w_j \tau_{S_{bj}}}{S_{b_j}^2} \cos\varphi_{bj} \right) \quad (E.1)$$

onde  $S_{a_j}$  e  $S_{b_j}$  são, respectivamente, a distância entre uma fonte “ $a_j$ ” e o receptor, entre a fonte “ $b_j$ ” e o receptor,  $\tau_{S_{aj}}$  e  $\tau_{S_{bj}}$  são avaliados para as distâncias  $S_{a_j}$  e  $S_{b_j}$  e  $\varphi_{aj}$  e  $\varphi_{bj}$  são os ângulos formados entre as direções de  $S_{a_j}$  e  $S_{b_j}$  e a normal da face do sensor.

A Figura E.4 apresenta os valores de fluxos radiativos obtidos com o modelo *WMPS* e com o *WMPSC*, comparados com os fluxos medidos.

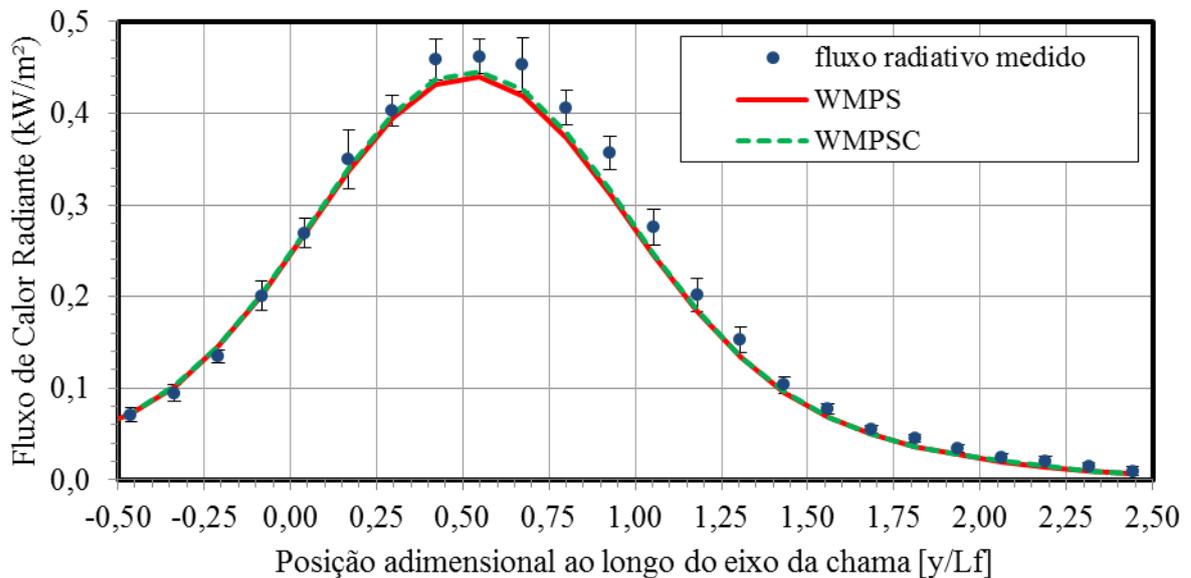


Figura E.4 – Comparativo entre distribuições de fluxos radiativos  
 Comparação entre as distribuições de fluxos radiativos medidos (pontos), com os obtidos com o modelo *WMPS* (linha contínua) e com os obtidos com o modelo *WMPS* com correção (linha tracejada)

A correção proposta melhorou a concordância entre a distribuição dos fluxos de calor medidos e os fluxos obtidos pelo modelo, sendo que o coeficiente de determinação obtido é

0,99032 (0,98712 para a versão sem correção). A Figura E.5 apresenta as diferenças entre os fluxos radiativos medidos e os obtidos com o modelo *WMPS* e com o modelo *WMPSC*.

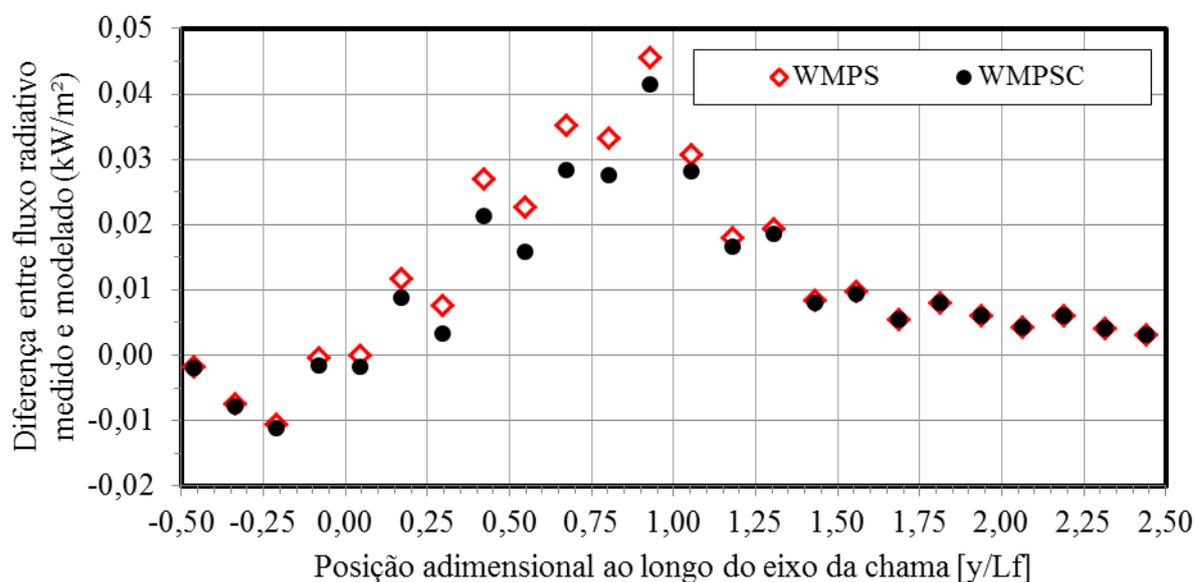


Figura E.5 – Comparativo das diferenças dos fluxos com e sem correção

A correção proposta tem seu efeito mais intenso nas regiões onde  $S$  é menor (região entre  $0,5 L_f$  e  $1 L_f$ ), que apresentavam também as maiores discordâncias com os valores medidos. Na medida em que as distâncias entre fonte pontual e o receptor são ampliadas, o efeito da correção é reduzido, não causando alteração significativa nos fluxos radiativos obtidos pelo modelo para as regiões do início e do final do comprimento visível de chama.

Considerando que o fluxo radiativo possa ser representado por qualquer valor dentro da faixa de incerteza para cada fluxo e assumindo que o valor representativo obtido no experimento é o mais próximo possível do obtido com o modelo, obtém-se  $R^2=0,99876$ .

# APÊNDICE F COMPONENTES DO QUEIMADOR SANTORO ADAPTADO

