

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

AVALIAÇÃO NUMÉRICA DO EFEITO DA VARIAÇÃO DE ÁREA SOBRE AS
CARACTERÍSTICAS OPERACIONAIS DE QUEIMADORES POROSOS RADIANTES

por

Gilmar Mazzochi

Dissertação para obtenção do Título de
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, abril de 2014

AVALIAÇÃO NUMÉRICA DO EFEITO DA VARIAÇÃO DE ÁREA SOBRE AS
CARACTERÍSTICAS OPERACIONAIS DE QUEIMADORES POROSOS RADIANTES

por

Gilmar Mazzochi
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: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Fernando Marcelo Pereira

Co-orientador: Prof^a. Dr^a. Thamy Cristina Hayashi

Aprovada por:

Prof. Dr. Horácio Antônio Vielmo, PROMEC / UFRGS

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

Prof. Dr. Rafael de Camargo Catapan, CEM/UFSC

Prof. Dr. Rogério José Marczak
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 24, abril de 2014

Eu dedico este trabalho a minha mãe Cecília Zanela, ao meu pai Walmor João Mazzochi (in memoriam) e ao meu irmão Rudimar Mazzochi.

AGRADECIMENTOS

A Deus que permitiu-me materializar mais este sonho em minha vida.

À Minha Nossa Senhora de Caravaggio pela coragem em fazer-me seguir em frente e acreditar que tudo é possível.

À minha mãe Cecília e ao meu pai Walmor os quais passaram-me segurança, confiança e certeza de que não estou sozinho nesta vida.

Ao meu irmão Rudimar pelo incentivo, pela força e pela confiança passados durante os meus estudos nesta caminhada.

À minha amiga e irmã Daniela Cristina Pioner pela cooperação, prestatividade e positividade religiosa concedidas ao longo deste trabalho.

Ao Dr. Fernando Marcelo Pereira pela sugestão deste tema e pela atenção e generosidade ao disponibilizar-me uma boa parte do material que contribuiu na concretização deste trabalho e pelos próprios ensinamentos ao longo do mesmo.

À Dra. Thamy pela atenção e colaboração dada ao longo de todo este trabalho.

À Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa de estudos a que me foi concedida.

Aos meus amigos e amigas, vizinhos e vizinhas que de alguma forma ou de outra contribuíram para a realização do mesmo e, que estão tão próximos de mim, fazendo esta vida valer cada vez mais a pena.

RESUMO

Nesse trabalho, é investigada a combustão pré-misturada de metano e ar em um queimador poroso radiante com área de seção transversal variável. A estabilidade de chama e a eficiência de radiação neste tipo de queimador são analisadas através de simulação numérica. O problema considerado para análise é de um queimador unidimensional de área variável com perdas de calor por radiação em suas extremidades. A metodologia numérica usada para resolver o conjunto de equações de conservação é o método dos volumes finitos com o sistema de coordenadas cartesianas. Os resultados mostram que, o aumento da área da seção transversal proporciona um aumento na faixa de estabilidade de chama do queimador quando comparado com um de área constante. A eficiência de radiação também é influenciada positivamente pela variação de área, ou seja, um aumento na área da seção de saída do dispositivo resulta em um aumento na eficiência. Também é testada uma modelagem alternativa baseada no método de curvas de nível (*level-set method*). Nesse modelo as equações das espécies químicas são substituídas pela equação-G, a qual descreve a dinâmica de uma frente de chama infinitamente fina. Os resultados numéricos das simulações bem como as vantagens e as limitações do modelo de curvas de nível são discutidas. Em linhas gerais os resultados do modelo de curvas de nível não foram capazes de reproduzir adequadamente o comportamento obtido com o modelo convencional.

Palavras-chaves: queimador poroso radiante de área variável; faixa de estabilidade de chama; eficiência de radiação; modelo de curvas de nível.

ABSTRACT

In this work, the premixed combustion of methane and air in a porous radiant burner with a variable cross-sectional area is investigated. The flame stability and the radiant efficiency in this kind of burner are analyzed through numerical simulation. The problem considers a variable area one-dimensional burner with radiation heat losses in its extremities. The numerical method used to solve the set of conservation equations is the finite volume method with the Cartesian coordinate system. The results show that an increase of the cross-sectional area promotes an increase of the flame stability range when compared with a constant area burner. The radiant efficiency is also positively influenced by the area variation, i.e., the increase of the outlet area results in an enhanced efficiency. An alternative modelling based on the level-set method is also tested. In this model the equations of chemical species are replaced by the G-Equation, which describes the dynamics of an infinitely thin flame front. The numerical results of simulations as well as advantages and limitations of the level-set model are discussed. In general the results of the level-set model were not able to reproduce in a suitable way the behavior obtained with the conventional model.

Keywords: radiant porous burner with variable area; flame stability range; radiant efficiency; level-set method.

ÍNDICE

RESUMO.....	v
ABSTRACT	vi
LISTA DE FIGURAS.....	ix
LISTA DE TABELAS	xi
LISTA DE SÍMBOLOS	xii
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 APRESENTAÇÃO.....	1
1.2 OBJETIVO	4
1.2.1 Objetivo geral.....	4
1.2.2 Objetivos específicos.....	4
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	5
2.1 COMBUSTÃO EM MEIO POROSO	5
2.2 ESTABILIDADE DE CHAMA E EFICIÊNCIA DE RADIAÇÃO EM QUEIMADORES POROSOS RADIANTES	6
2.2.1 Estabilidade de chama	6
2.2.2 Eficiência de radiação	7
2.2.3 Efeito da variação de área	8
2.3 MÉDIAS VOLUMÉTRICAS.....	9
3 ESTUDO DO EFEITO DA VARIAÇÃO DE ÁREA NA OPERAÇÃO DE QUEIMADORES POROSOS RADIANTES.....	14
3.1 MODELO FÍSICO DO QUEIMADOR POROSO	14
3.2 MODELAGEM MATEMÁTICA	15
3.2.1 Equações de conservação	15
3.2.2 Mecanismo cinético	17
3.2.3 Condições de contorno	18
3.3 MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS	19
3.4 RESULTADOS	20
3.5 CONSIDERAÇÕES FINAIS	29
4 AVALIAÇÃO DO MODELO DE CURVAS DE NÍVEL PARA ÁREA VARIÁVEL.....	30
4.1 INTRODUÇÃO.....	30

4.2	MODELO DE CURVAS DE NÍVEL	32
4.3	MODELO SUBMALHA.....	34
4.4	PROCEDIMENTO DE REINICIALIZAÇÃO	35
4.5	METODOLOGIA NUMÉRICA	37
4.6	VALIDAÇÃO DO ALGORITMO DE REINICIALIZAÇÃO	41
4.7	RESULTADOS NUMÉRICOS PARA A ESTABILIZAÇÃO DA CHAMA DO QUEIMADOR RADIANTE POROSO.....	43
4.8	CONSIDERAÇÕES FINAIS	47
5	CONCLUSÃO.....	49
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	51
	APÊNDICE A – MODELO LOCAL (SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA)	56
	APÊNDICE B – APROXIMAÇÃO ENO (ESSENCIALMENTE NÃO-OSCILATÓRIA)	58

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Forma esquemática do princípio de trabalho da combustão estacionária em um meio poroso inerte com perdas de calor em ambos os lados.....	5
Figura 2 - Forma esquemática de um volume elementar representativo de um meio poroso ..	10
Figura 3 - Representação esquemática do modelo geométrico do queimador poroso	14
Figura 4 - Representação esquemática do elemento unidimensional em coordenadas cartesianas.....	19
Figura 5 - Dependência da temperatura da fase fluida com a malha numérica.....	21
Figura 6 - Distribuição da forma adimensional normalizada da temperatura da fase fluida em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$	22
Figura 7 - Distribuição adimensional da velocidade u/s_L^0 em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$	23
Figura 8 - Faixa de estabilidade de chama em função da razão de áreas A_L/A_0 para $\Phi = 1$..	24
Figura 9 - Distribuição da forma adimensional normalizada das temperaturas das fases sólida e fluida em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$	25
Figura 10 - Eficiência de radiação em função de u_{g0}/s_L^0 para $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 20^\circ$ para $\Phi = 1$..	26
Figura 11 - Eficiência de radiação em função da razão de áreas A_L/A_0 para $\Phi = 1$	27
Figura 12 - Eficiência de radiação $\eta_{rad,L}$ em função da razão de equivalência Φ para $\theta = 20^\circ$ e $u_{g0} = 0,6$ m/s.....	27
Figura 13 - Distribuição normalizada do campo de temperatura do fluido em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $u_{g0} = 0,6$ m/s	28
Figura 14 - Distribuição adimensional do campo de velocidade u/s_L^0 em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $u_{g0} = 0,6$ m/s.....	29
Figura 15 - Representação esquemática dos vetores de velocidades na superfície da chama..	33
Figura 16 - Representação esquemática da distribuição do termo fonte na malha computacional.....	38
Figura 17 - Dependência da temperatura normalizada da fase fluida na malha numérica para o modelo de curvas de nível	40
Figura 18 - Fluxograma dos passos de resolução do programa para o modelo de curvas de nível	40

Figura 19 - Reconstrução da função distância bidimensional utilizando a equação (4.14) com a condição inicial dada pela equação (4.23) para os seguintes números de iterações: 0, 10, 25 e 50	42
Figura 20 - Curvas de nível zero de G para a elipse para os seguintes números de iterações: 0, 10, 25 e 50	42
Figura 21 - Distribuição normalizada do campo de temperatura do fluido em função da posição x/L para $\theta = 0^\circ$ e $\Phi = 1$	43
Figura 22 - Eficiência de radiação em função da velocidade de entrada do gás normalizada para $\theta = 0^\circ$ e $\Phi = 1$	44
Figura 23 - Distribuição normalizada do campo de temperatura do fluido θ_f em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$ para o modelo convencional e o de curva de nível..	45
Figura 24 - Eficiência de radiação em função de u_{g0}/s_L^0 para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$ para o modelo convencional e o de curva de nível.....	46
Figura 25 - Distribuição normalizada do campo de temperatura do sólido θ_s em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$ para o modelo convencional e o de curva de nível..	47
Figura A.1 - Estrutura dos poros no meio poroso.....	56

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 - Propriedades termodinâmicas e de transporte utilizadas nos cálculos.....	17
---	----

LISTA DE SÍMBOLOS

Letras maiúsculas

A	Área	m^2
B	Fator pré-exponencial de Ahrrenius	$m^3/(kg\ s)$
C_E	Constante de Ergun	-
D_F	Difusividade mássica do combustível	m^2/s
D_k	Coefficiente de difusão mássica da espécie química k nos produtos	m^2/s
$D_{m,k}$	Difusividade mássica da espécie química k	m^2/s
D^{dh}	Tensor de dispersão térmica	m^2/s
$D_{me,k}$	Tensor difusividade mássica efetiva da espécie química k	m^2/s
$D_{m,k}^d$	Tensor de dispersão mássico da espécie da química k	m^2/s
D	Aproximações ENO das componentes do gradiente de G em cada direção	-
Ea	Energia de ativação	J/mol
G	Escalar não reativo	-
G_r	Campo original de G que se deseja reinicializar como uma função distância com sinal	-
K	Tensor permeabilidade do meio poroso	m^2
L	Comprimento de escala macroscópico	m
Le_F	Número de Lewis do combustível	-
M_k	Peso molecular da espécie química k	-
M_{mis}	Massa molar da mistura	kmol/kg
N_{sp}	Número de espécies químicas	-
PCI	Poder calorífico inferior	J/kg
Q	Calor de reação	J/kg
Q_{rad}	Energia emitida por radiação térmica	W
R	Raio	m

Ru	Constante universal dos gases	J/(kmol K)
S^ϕ	Termo fonte	W/m ³
S_c	Componente constante do termo fonte	-
\dot{S}	Termo fonte	W/m ³
S_p	Componente dependente de ϕ	-
T	Temperatura	K
\vec{U}	Vetor campo de velocidade do escoamento	m/s
V	Volume	m ³
V_{tc}	Volume total da chama	m ³
V_{tcd}	Volume da chama na extremidade a direita da interface entre os volumes de controle	m ³
V_{tce}	Volume da chama localizado na extremidade a esquerda da interface entre os volumes de controle	m ³
X_k	Fração molar da espécie química k	-
Y	Fração mássica	-

Letras minúsculas

c_p	Calor específico a pressão constante	J/(kg K)
d_p	Diâmetro do poro	m
e_s	Emissividade hemisférica total da fase sólida	-
\vec{g}	Vetor aceleração da gravidade	m/s ²
h_c	Coefficiente de transferência de calor por convecção	W/(m ² K)
h_k	Entalpia específica da espécie química k	J/kg
h_v	Coefficiente volumétrico de convecção superficial	W/(m ³ K)
\mathbf{k}_e	Tensor condutividade térmica efetiva	W/(m K)
k	Condutividade térmica	W/(m K)
l	Comprimento de escala associado com a média volumétrica	m
l_g	Comprimento da zona de reação química	m

m	Massa	kg
\dot{m}	Vazão mássica	kg/s
max	Máximo	-
min	Mínimo	-
n	Translação no sistema de coordenadas	-
$\hat{\mathbf{n}}$	Vetor normal da iso-superfície $G = G_0$	-
$\hat{\mathbf{n}}_{sf}$	Vetor unitário normal a interface apontando para o fluido	-
P	Pressão	Pa
q''	Fluxo de calor	W/m ²
s_F	Velocidade de chama laminar definida na temperatura inicial dos reagentes	m/s
s_L	Velocidade de chama laminar	m/s
s_L^0	Velocidade de chama laminar na condição de chama livre	m/s
$\text{sgn}(G_r)$	Função sinal do campo de G	-
\dot{S}_r	Calor total liberado	W/m ³
$\dot{S}_{r,i}$	Termo de liberação de calor na célula i	W/m ³
st	Condição estequiométrica	-
t	Tempo	s
\vec{u}	Vetor velocidade	m/s
\vec{u}_D	Vetor velocidade de Darcy	m/s
u_{g0}	Velocidade do gás na posição em $x = 0$	m/s
\vec{u}_p	Vetor velocidade média nos poros	m/s
\vec{v}_f	Vetor de velocidade absoluta da iso-superfície	m/s

Letras gregas

α	Pulo adimensional de temperatura em uma chama livre	-
β	Número de Zel'dovich	-
Γ^ϕ	Coefficiente de difusão de ϕ	-
δ	Espessura adimensional da região de reação	-
Δt	Intervalo de tempo	s

ΔV	Volume do volume de controle	m^3
Δx	Diferença entre dois valores de x no eixo das abscissas	m
ε	Porosidade volumétrica	-
η	Eficiência	%
θ	Coefficiente angular do queimador poroso	-
θ_f	Forma adimensional normalizada da temperatura da fase fluida	-
θ_s	Forma adimensional normalizada da temperatura da fase sólida	-
μ	Viscosidade dinâmica	$(N\ s)/m^2$
ρ	Densidade	kg/m^3
σ_{SB}	Constante de Stefan-Boltzmann	$W/(m^2\ K^4)$
ϕ	Quantidade transportada	-
Φ	Razão de equivalência	-
$\dot{\omega}_F$	Taxa de reação para o combustível	$kg/(m^3\ s)$
$\dot{\omega}_k$	Taxa de produção molar volumétrica da espécie química k	$kg/(m^3\ s)$

Subscritos

<i>ad</i>	Adiabático	-
<i>adv</i>	Advecção	-
<i>ar</i>	Ar	-
<i>ch</i>	Chama	-
<i>comb</i>	Combustível	-
<i>cond</i>	Condução	-
<i>conv</i>	Convecção	-
<i>f</i>	Fluido	-
<i>gn</i>	Gases não queimados	-
<i>n</i>	Não reagido	-
<i>rad</i>	Radiação	-
<i>rec</i>	Recirculação	-
<i>s</i>	Sólido	-

sup	Superficial	-
tot	Total	-
∞	Ambiente	-

Outros

$\langle \rangle$	Denota a média volumétrica	-
$\langle \rangle^f$	Denota a média volumétrica intrínseca da fase fluida	-
$ $	Módulo	-

1 INTRODUÇÃO

1.1 APRESENTAÇÃO

Combustíveis têm um papel central na matriz energética mundial correspondendo a mais de 90% da oferta de energia (Coelho e Costa (2007)). Assim o processo de combustão é ainda o principal processo de conversão de energia na sociedade. Abdul Mujeebu et al. (2009) afirmam que com o avanço rápido na tecnologia e a melhoria no padrão de vida, torna-se necessário o uso cada vez mais intenso de combustíveis, o que acarreta dois grandes desafios para qualquer nação: um deles é a rápida redução das fontes de combustíveis fósseis e o outro é a poluição ambiental. Dentre os caminhos para superar esses desafios estão o aumento da eficiência dos sistemas de combustão e a migração para o uso de combustíveis renováveis. Uma tecnologia que pode ser de grande valia nos dois casos é a combustão em meios porosos.

Em meios porosos, a mistura de combustível e ar queima no interior das cavidades interconectadas da fase sólida, a qual pode ser de um material cerâmico ou metálico. A transferência de calor entre as fases sólida e fluida a montante da frente de chama resulta em um pré-aquecimento da mistura que eleva a temperatura da chama resultando em uma combustão mais eficiente. A temperatura pode, em muitos casos, superar o limite adiabático (baseado nas condições de entrada do queimador).

Weinberg (1971) foi um dos primeiros pesquisadores a introduzir ideia de que a temperatura de combustão em um sistema pode ser maior do que a temperatura adiabática teórica se os produtos da combustão pré-aquecerem os reagentes. De acordo com ele, a recirculação de energia dos produtos da combustão para os reagentes aumenta a temperatura de chama de tal forma que a entalpia da zona de reação fique acima do nível convencional. Na literatura atual, este fenômeno é conhecido como combustão com excesso de entalpia ou combustão superadiabática. Hardesty e Weinberg (1974) mostraram que os sistemas de combustão baseados nestes conceitos estendem de forma satisfatória as faixas de inflamabilidade do combustível. Através da descrição de um modelo termodinâmico idealizado eles mostraram que a combustão de uma chama com excesso de entalpia foi alcançada pela transferência da energia dos produtos da combustão, a jusante da chama, para a mistura fria através de um trocador de calor da escala da chama. Concluíram que, a recirculação de calor melhora a estabilidade da chama e estende os limites de inflamabilidade. Takeno e Sato (1979) propuseram uma forma alternativa de produzir uma chama com excesso

de entalpia pela inserção de um sólido poroso de elevada condutividade térmica na região da chama a fim de recircular o calor a partir da região de alta temperatura em direção a região de baixa temperatura. Eles analisaram numericamente um queimador adiabático semi-infinito e mostraram que neste sistema a recirculação de calor induzida pelo meio poroso adicionada ao calor liberado pelo processo de combustão, resultou em temperaturas locais que excederam o limite adiabático.

A partir do trabalho de Takeno e Sato (1979) inúmeras outras pesquisas têm voltado a sua atenção para o campo da combustão em meios porosos. Recentemente, alguns trabalhos investigaram os efeitos das propriedades do material na estabilidade da chama, o mecanismo de recirculação de calor, a estrutura da chama, a eficiência de radiação, entre outros aspectos (Barra et al. (2003), Barra e Ellzey (2004), Akbari e Riahi (2010), Voss et al. (2013), Hashemi et al (2013), Qiu e Hayden (2009) e Pereira et al. (2011)).

Conforme Brenner et al. (2000), Talukdar et al. (2004), Mishra et al. (2006) e Wood e Harris (2008) a combustão em meios porosos tem vantagens em relação à combustão em chama livre devido às elevadas taxas de queima, ao aumento na velocidade de propagação da chama, à extensão nos limites de inflamabilidade e à baixa emissão de poluentes, como por exemplo, o monóxido de carbono (CO) e os óxidos de nitrogênio (NO_x). Outra característica desses queimadores é que a matriz sólida a altas temperaturas apresenta grande potencial para a troca de calor por radiação térmica. Por isso, a sua aplicação como queimadores radiantes foi uma das primeiras a ser desenvolvida.

Brenner et al. (2000), Moraga et al. (2008) e Wood e Harris (2008) relatam que os queimadores porosos encontram aplicações em diversos campos incluindo aquecimento de água e de ambientes, tratamento térmico de metais, revestimentos e secagem de pintura, processamento químico e de vidro, secagem de papel e madeira, e processamento de alimentos.

A matriz porosa pode se apresentar em diversas configurações geométricas. Em geral, queimadores cilíndricos com escoamento axial são os mais empregados, mas queimadores esféricos e cilíndricos de escoamento radial, dentre outros, também são encontrados. Cada configuração busca atender uma necessidade da aplicação em termos de estabilidade de chama e transferência de calor. Uma possibilidade ainda pouco explorada é o queimador cônico de escoamento axial. Nesse caso, os gases escoam por um meio poroso com área da seção transversal crescente, de maneira que a velocidade axial tende a diminuir. Voss et al. (2013) relatam que esta configuração aumenta a estabilidade da chama no interior do meio poroso. Além disso, devido ao aumento da área na extremidade de saída do queimador,

espera-se que o calor emitido por radiação para o ambiente também aumente. No entanto, nenhum estudo na literatura aborda o efeito da variação de área na eficiência de radiação de queimadores porosos. Esse será um dos pontos no presente trabalho.

Outro enfoque da presente dissertação é a simulação numérica. Quando se trata de problemas de engenharia, há grande interesse em ferramentas preditivas de baixo custo computacional. Em geral, as soluções de modelos matemáticos que descrevem um dado fenômeno físico são obtidas com o uso de um método numérico apropriado que resolva corretamente o conjunto de equações de conservação e condições de contorno que descrevem o problema. De acordo com Sahraoui e Kaviany (1994), Hackert et al. (1999) e Brenner et al. (2000) os modelos mais empregados para estudar a combustão no interior de meios porosos são baseados no método das médias volumétricas, em que se considera um meio homogêneo com propriedades efetivas. Modelos unidimensionais são usados com a finalidade de prever a influência da cinética química na estrutura da chama e para entender os mecanismos de estabilização da chama, dentre outros aspectos. Brenner et al. (2000), DeGroot e Straatman (2011) relatam que para modelos bidimensionais ou tridimensionais o esforço computacional envolvido na obtenção dos resultados numéricos é elevado devido à não-linearidade adicionais introduzidas pela fase sólida nas equações de conservação e necessidade de modelagem da radiação térmica.

Sahraoui e Kaviany (1994), Poinsot (1996), Poinsot et al. (1996), Hackert et al. (1999), Moraga et al. (2008), Chen (2011) e Moureau et al. (2011) afirmam que simulações numéricas diretas multidimensionais também são empregadas, mas sua aplicação é restrita a algumas geometrias simplificadas, e também resultam em tempos computacionais elevados.

Uma abordagem alternativa é o modelo de curvas de nível (*level-set method*), já bastante popular em combustão em chama livre. Nesse modelo a chama é substituída por uma interface fina que separa reagentes de produtos da combustão, sendo que a informação sobre a cinética da reação fica contida em uma expressão para a velocidade de chama. Uma primeira implementação unidimensional desse modelo foi apresentado na literatura com resultados promissores (Pereira et al. (2011)), mas uma implementação multidimensional é necessária para verificar a potencialidade do método. Esse será outro ponto abordado na presente dissertação.

1.2 OBJETIVO

1.2.1 Objetivo geral

O objetivo deste trabalho é o de avaliar numericamente a estabilidade de chama e a eficiência de radiação em um queimador poroso inerte com área de seção transversal variável e testar a modelagem de curvas de nível nesta configuração.

1.2.2 Objetivos específicos

- a) Construir um modelo numérico para combustão pré-misturada de metano e ar em um meio poroso inerte com área variável;
- b) Avaliar numericamente o efeito da variação de área de um queimador poroso na estabilidade da chama e na eficiência de radiação;
- c) Construir um modelo de curvas de nível (*level-set method*) para representar a propagação de uma frente de reação infinitamente fina em um meio poroso inerte;
- d) Comparar o modelo de curvas de nível com a modelagem convencional na configuração proposta.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 COMBUSTÃO EM MEIO POROSO

A Figura 1 mostra, de forma esquemática, o princípio de trabalho da combustão estacionária em um meio poroso inerte com perdas de calor em ambos os lados. De acordo com Pereira (2009) a fase fluida entra no meio poroso e é pré-aquecida pela fase sólida a qual se encontra mais quente. Na posição em que a frente de chama está localizada, a temperatura da fase fluida eleva-se rapidamente e atinge o seu valor máximo. Esta elevação da temperatura ocorre devido ao calor liberado pela reação química no processo de combustão. Nesta região a fase fluida torna-se mais quente do que a fase sólida e a transferência de calor por convecção na superfície é estabelecida da fase fluida para a fase sólida. Como uma consequência do gradiente de temperatura na fase sólida, o calor é recirculado do lado quente da fase sólida para o seu lado frio pela sua própria condução e pela radiação interna do meio. Esta recirculação local de calor resulta em um pré-aquecimento dos reagentes frios e contribui para que a temperatura da chama possa exceder o seu limite adiabático.

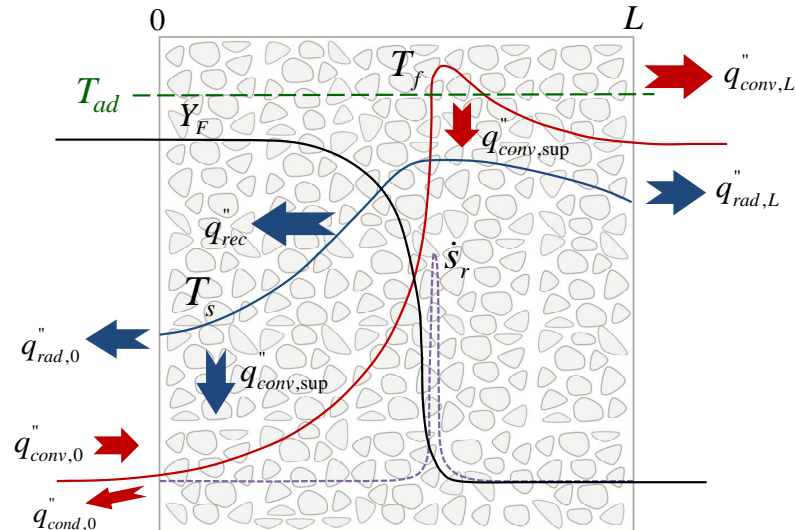


Figura 1 - Forma esquemática do princípio de trabalho da combustão estacionária em um meio poroso inerte com perdas de calor em ambos os lados

Na Figura 1 Y_F é a fração mássica do combustível, T_{ad} é a temperatura de chama adiabática, T_f é a temperatura da fase fluida, T_s é a temperatura da fase sólida, $q_{cond,0}$ é o fluxo de calor por condução na seção designada por 0, $q_{cond,L}$ é o fluxo de calor por condução

na seção designada por L , $q_{rad,0}''$ é o fluxo de calor por radiação na seção designada por 0 , $q_{rad,L}''$ é o fluxo de calor por radiação na seção designada por L , $q_{adv,0}''$ é o fluxo de calor por advecção na seção designada por 0 , $q_{adv,L}''$ é o fluxo de calor por advecção na seção designada por L , $q_{conv,sup}''$ é o fluxo de calor por convecção superficial entre as fases, \dot{s}_r é a taxa de reação e q_{rec}'' é o fluxo de recirculação de calor, o qual inclui a condução e a radiação através da fase sólida.

2.2 ESTABILIDADE DE CHAMA E EFICIÊNCIA DE RADIAÇÃO EM QUEIMADORES POROSOS RADIANTES

Muitos estudos encontrados na literatura buscam caracterizar a operação de queimadores porosos radiantes. Dois parâmetros de grande importância nesses dispositivos são a faixa de estabilidade de chama e a eficiência de radiação.

2.2.1 Estabilidade de chama

O mecanismo de estabilização da chama pré-misturada no interior de um meio poroso constitui um relevante fenômeno na operação de queimadores porosos. A estabilidade da chama em meios porosos é dependente dos diferentes processos de transferência de calor envolvidos devido à presença do sólido.

Barra et al. (2003) realizaram um estudo numérico nos efeitos das propriedades do material na estabilidade da chama em duas seções do queimador poroso. Consideraram o problema unidimensional e aplicaram o modelo baseado na média volumétrica das equações de conservação para simular o processo de combustão transiente no interior do queimador. Assumiram não-equilíbrio térmico local entre as fases e incluíram os efeitos da condução sólida, da radiação de sólido para sólido, e a convecção entre o sólido e o gás. Examinaram os efeitos da condutividade do sólido, do coeficiente de transferência de calor volumétrico e do coeficiente de extinção de radiação. Os resultados numéricos obtidos para os limites estáveis de operação para uma dada faixa de razão de equivalência foram comparados com dados experimentais e apresentaram boa concordância. Concluíram que as propriedades do material da matriz sólida afetam significativamente a faixa de estabilidade de operação do queimador. Analisaram o efeito da diminuição da condutividade térmica do sólido e verificaram que a

recirculação de calor através do sólido diminui e, com isto, a faixa de estabilidade do próprio queimador também diminui. Já com o aumento da condutividade térmica do sólido, observaram o efeito reverso.

Akbari e Riahi (2010) investigaram numericamente os efeitos da temperatura de entrada do gás e da potência, além da porosidade e o comprimento da matriz sólida sobre o desempenho e a estabilidade de um queimador poroso em uma combustão pré-misturada de metano e ar. Analisaram o modelo unidimensional em regime transiente. Consideraram que a localização da chama não fosse pré-determinada e que as propriedades termofísicas da mistura gasosa fossem tomadas como funções da temperatura. Os resultados obtidos indicaram que a estabilidade da chama e as características térmicas do queimador são extremamente dependentes das características da mistura na entrada e das propriedades estruturais da matriz sólida. Concluíram que, aumentando-se a potência de entrada do queimador a posição da chama é deslocada mais à jusante do mesmo. Verificaram também que um aumento na porosidade da matriz sólida levou a um aumento da transferência de calor entre as duas fases na zona de pré-aquecimento. Isso ocorreu porque com o aumento da porosidade aumenta também a área superficial específica do queimador (m^2/m^3), o que por sua vez, resultou no aumento da transferência de calor por convecção entre as fases.

2.2.2 Eficiência de radiação

De acordo com Qiu e Hayden (2009) queimadores radiantes com queima de gás são usados para converter a energia química do combustível em energia térmica de radiação para diversas aplicações. A energia de radiação emitida por um queimador radiante depende, sobretudo, da temperatura da chama. Com o aumento dela, a eficiência de radiação aumenta de maneira significativa. Um parâmetro adimensional comumente definido para caracterizar um dos processos de transferência de calor em meios porosos é a eficiência de radiação.

Conforme Barra e Ellzey (2004), Pereira (2002) e Hashemi et al. (2013) a eficiência de radiação η_{rad} é definida como a razão entre a energia emitida por radiação térmica pelo queimador e a energia liberada pela reação química de combustão

$$\eta_{rad} = \frac{Q_{rad}}{\dot{m}_{comb} PCI_{comb}} \quad (2.1)$$

onde \dot{m}_{comb} é a vazão mássica de combustível, Q_{rad} é energia emitida por radiação térmica pelo queimador e PCI_{comb} é o poder calorífico inferior do combustível.

Barra e Ellzey (2004) comentam em sua investigação que com o decréscimo da razão de equivalência, a eficiência de radiação aumenta devido ao decréscimo da energia liberada pela reação química de combustão. Qiu e Hayden (2009) investigaram de forma experimental, os efeitos da combustão de gás natural enriquecida com oxigênio no desempenho de dois tipos de queimadores porosos radiantes. Um deles feito de cerâmica reticulada e o outro de fibra cerâmica. O ar enriquecido com oxigênio foi produzido com o uso de membranas de polímeros. Os resultados experimentais mostraram que a radiação emitida e a eficiência de radiação aumentaram consideravelmente com o aumento da concentração de oxigênio no ar da combustão. Isto ocorreu devido a temperatura da combustão da chama governar a temperatura emitida. Hashemi et al (2013) analisaram de forma experimental o desempenho de um queimador poroso de metal. Eles mediram a temperatura da superfície do queimador para diferentes razões de equivalências e taxas de queima e calcularam a eficiência de radiação em cada caso. Os resultados mostraram que a temperatura da superfície aumentou com o aumento da taxa de queima e que a eficiência de radiação decresceu com o aumento dela devido ao aumento da vazão mássica de combustível que foi injetado. Eles compararam os resultados com outros trabalhos e obtiveram boa concordância com os dados.

2.2.3 Efeito da variação de área

A variação de área na seção transversal de um queimador poroso contribui para que a velocidade do escoamento decaia ao longo do seu percurso. Esta configuração permite que queimadores cônicos resultem em uma faixa de operação maior quando comparados com aqueles de área de seção transversal constante. Voss et al. (2013) investigaram a estrutura da chama para uma combustão pré-misturada de hidrogênio e monóxido de carbono no interior de um meio poroso inerte. Consideraram o problema unidimensional para um queimador com formato cônico e aplicaram o modelo de médias volumétricas das equações de conservação. Assumiram o não-equilíbrio térmico local entre as fases, levaram em conta o transporte de calor radiante na fase sólida e trataram o processo de combustão com cinética química multipassos. Os resultados obtidos para os perfis de temperatura e dos seus gradientes ao longo da linha de centro do queimador foram comparados com dados experimentais e apresentaram boa concordância. Também compararam os resultados da espessura da chama térmica no meio poroso com os valores para chama livre laminar. Verificaram que o meio poroso promove chamas submersas e que a espessura da chama térmica no seu interior são maiores do que no modo de chama livre. Concluíram que o queimador poroso que adota a

técnica de estabilização da chama baseado na queda da velocidade axial proveniente do aumento da área de sua seção transversal resulta em um maior pré-aquecimento da mistura reagente.

Farzaneh et al. (2009) investigaram numericamente os efeitos do escoamento e dos parâmetros de transferência de calor, incluindo a razão de excesso de ar, a condutividade térmica do sólido, o coeficiente de transferência de calor e a radiação da fase sólida, nas características térmicas da chama no interior de um meio poroso inerte. Consideraram o problema bidimensional para um queimador com formato cônico e aplicaram o modelo de médias volumétricas nas equações de conservação. Assumiram o não-equilíbrio térmico local entre as fases e incluíram a radiação da fase sólida. O processo de combustão de metano e ar foi modelado com um mecanismo cinético multipassos de cinco reações e sete espécies químicas. Compararam os resultados da simulação numérica com dados experimentais e obtiveram boa concordância. Concluíram que qualquer perturbação nas propriedades de transferência de calor acarretam em diferenças entre as temperaturas da fase sólida e fluida e conseqüentemente afeta a transferência de calor entre as duas fases. Com o aumento da condutividade térmica do sólido, a recirculação de calor por condução da zona de chama de alta temperatura para a zona de pré-aquecimento foi aumentada e, com isto o gás pré-misturado foi pré-aquecido a uma temperatura mais elevada. Os autores relataram ainda que, a configuração cônica na zona de combustão permitiu que o queimador apresentasse uma faixa de operação maior.

2.3 MÉDIAS VOLUMÉTRICAS

De acordo com Kaviany (1995) e DeGroot e Straatman (2011) o método das médias volumétricas consiste em obter o conjunto de equações macroscópicas governantes dos processos que ocorrem dentro do meio poroso, sem, contudo, demandar uma descrição detalhada da geometria do meio. Neste método define-se um volume elementar representativo para este meio (uma fase sólida estacionária e uma fase fluida) o qual seja grande o suficiente para representar o valor médio de uma variável associada a uma dada posição no domínio considerado. A Figura 2 representa, de forma esquemática, um volume elementar representativo de um meio poroso.

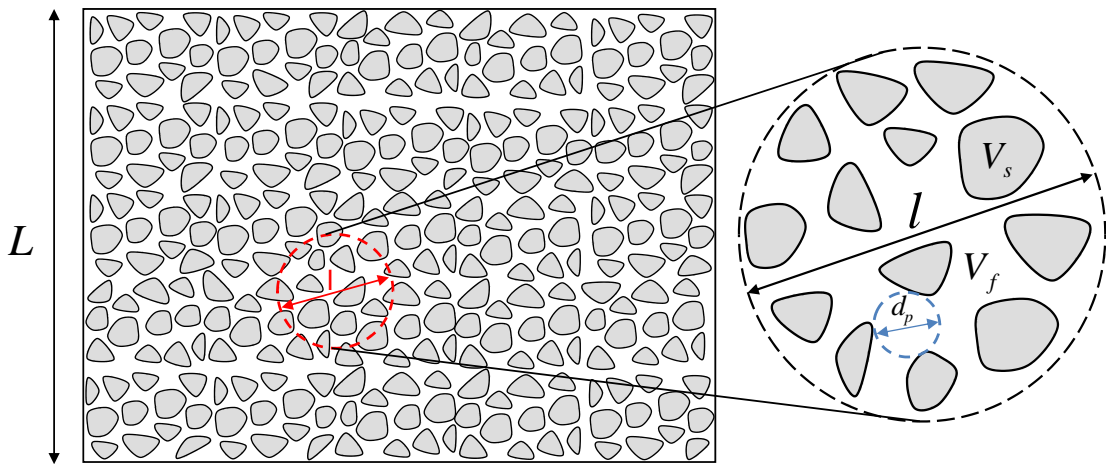


Figura 2 - Forma esquemática de um volume elementar representativo de um meio poroso

Conforme mostrado na Figura 2, o volume elementar representativo com uma dimensão linear l é muito maior do que o diâmetro dos poros (d_p), mas muito menor do que a dimensão característica do sistema L , ou seja:

$$d_p \ll l \ll L \quad (2.2)$$

A porosidade (ε) é a fração volumétrica da fase fluida, podendo ser expressa por

$$\varepsilon = \frac{1}{V} \int_V a(x) dV = \frac{V_f}{V} = \frac{V_f}{(V_f + V_s)} \quad (2.3)$$

onde V_f é o volume do fluido, V_s é o volume do sólido e $V = V_f + V_s$ é o volume elementar representativo (sólido + fluido). O parâmetro $a(x)$ é a função de fase do meio poroso definida como:

$$a(x) = \begin{cases} 1 & \text{se existe fluido na posição } x \\ 0 & \text{se existe sólido na posição } x \end{cases} \quad (2.4)$$

A média volumétrica de uma propriedade qualquer φ é dada por:

$$\langle \varphi \rangle = \frac{1}{V} \int_V \varphi dV \quad (2.5)$$

onde o símbolo $\langle \rangle$ representa a média volumétrica. Kaviany (1995), Quintard et al. (1997) e DeGroot e Straatman (2011) relatam ainda que a média volumétrica intrínseca é a média da variável φ na sua respectiva fase. Assim, por exemplo, a média intrínseca de uma propriedade do fluido é dada por:

$$\langle \varphi_f \rangle^f = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \varphi_f dV \quad (2.6)$$

sendo $\langle \cdot \rangle^f$ a média volumétrica intrínseca da fase fluida.

Conforme Kaviani (1995) e DeGroot e Straatman (2011) aplicando-se o conceito de média volumétrica, bem como os teoremas da média volumétrica (média volumétrica de gradientes de campos escalares e de divergentes de campos vetoriais), nas equações de conservação do problema local (ver Apêndice A) e, considerando-se a porosidade uniforme, pode-se propor uma formulação semi-heurística para o conjunto de equações de conservação para o escoamento reativo em meios porosos. Assim, a equação de conservação da massa total para o fluido é dada por:

$$\frac{\partial \langle \rho_f \rangle^f}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left(\langle \rho_f \rangle^f \vec{u}_D \right) = 0 \quad (2.7)$$

onde ρ_f é a massa específica do fluido e \vec{u}_D é o vetor velocidade de Darcy definido como:

$$\vec{u}_D = \langle \vec{u} \rangle = \varepsilon \langle \vec{u} \rangle^f = \varepsilon \vec{u}_p \quad (2.8)$$

onde \vec{u} é o vetor velocidade e \vec{u}_p é o vetor velocidade média nos poros.

A equação da conservação das espécies químicas é dada por:

$$\varepsilon \langle \rho_f \rangle^f \left(\frac{\partial \langle Y_k \rangle^f}{\partial t} + \vec{u}_D \cdot \vec{\nabla} \langle Y_k \rangle^f \right) = \varepsilon \vec{\nabla} \cdot \left[\left(\mathbf{D}_{me,k} + \mathbf{D}_{m,k}^d \right) \langle \rho_f \rangle^f \right] \cdot \vec{\nabla} \langle Y_k \rangle^f + \varepsilon \langle \dot{\omega}_k \rangle^f M_k \quad (2.9)$$

com $k = 1, 2, \dots, N_{sp} - 1$

onde Y_k é a fração mássica da espécie química k dada por

$$Y_k = \frac{m_k}{m_{tot}} \quad (2.10)$$

e $\mathbf{D}_{me,k}$ é o tensor difusividade mássica efetiva da espécie química k , $\mathbf{D}_{m,k}^d$ é o tensor de dispersão mássico da espécie da química k , M_k é o peso molecular da espécie química k , m_k é a massa da espécie química k , m_{tot} é a massa total e N_{sp} é o número de espécies químicas em consideração no problema. A variável $\dot{\omega}_k$ é a taxa de produção molar volumétrica da espécie química k que leva em consideração todas as taxas de produção e consumo dessa espécie nas N reações que compõem o mecanismo cinético em consideração. Nota-se que o efeito do meio poroso é expresso na conservação das espécies através do tensor difusividade mássica efetiva que pode apresentar um comportamento anisotrópico e que depende da matriz sólida, e o tensor de dispersão mássico, o qual é sempre anisotrópico, e que representa um aumento na difusividade nas espécies devido a hidrodinâmica do problema

local. A equação (2.9) deve ser resolvida para $N_{sp} - 1$ espécies químicas, sendo que a espécie restante é determinada pela conservação da massa:

$$\sum_k^{N_{sp}} Y_k = 1 \quad (2.11)$$

A equação da conservação da quantidade de movimento para escoamento em meios porosos é dada por:

$$\frac{\langle \rho_f \rangle^f}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}_D}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}}_D \cdot \bar{\nabla} \bar{\mathbf{u}}_D \right) = -\bar{\nabla} \langle p \rangle^f + \langle \rho_f \rangle^f \bar{\mathbf{g}} + \underbrace{\frac{\mu_f}{\varepsilon} \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}_D}_{\text{Termo de Brinkman}} - \underbrace{\frac{\mu_f}{\mathbf{K}} \bar{\mathbf{u}}_D}_{\text{Termo de Darcy}} - \underbrace{\frac{C_E}{\sqrt{\mathbf{K}}} \langle \rho_f \rangle^f |\bar{\mathbf{u}}_D| \bar{\mathbf{u}}_D}_{\text{Termo de Forchheimer}} \quad (2.12)$$

onde $\bar{\nabla} \langle p \rangle^f$ é o gradiente de pressão, $\bar{\mathbf{g}}$ é o vetor aceleração da gravidade, μ_f é a viscosidade dinâmica do fluido, \mathbf{K} é o tensor permeabilidade do meio poroso (uma propriedade geométrica da matriz porosa) e C_E é a constante de Ergun. Na equação (2.12) o termo de Brinkman é o termo das forças viscosas macroscópicas, o termo de Darcy é o termo das forças viscosas microscópicas e o termo de Forchheimer é o termo das forças de inércia microscópicas. Essa equação é válida para escoamentos incompressíveis, mas mesmo assim é comumente usada na simulação da combustão em meios porosos.

Quando existe uma diferença significativa entre a temperatura das fases sólida e gasosa é necessário levar em consideração o não equilíbrio térmico local entre as fases. Nesses casos, emprega-se o modelo de duas equações para a conservação da energia, uma equação para a fase fluida e uma para a fase sólida. A equação da conservação da energia para a fase fluida é dada por:

$$\varepsilon \langle \rho_f \rangle^f c_{p,f} \frac{\partial \langle T_f \rangle^f}{\partial t} + \varepsilon \langle \rho_f \rangle^f c_{p,f} \bar{\mathbf{u}}_D \cdot \bar{\nabla} \langle T_f \rangle^f = \varepsilon \bar{\nabla} \cdot \left[\left(\mathbf{k}_{e,f} + \langle \rho_f \rangle^f c_{p,f} \mathbf{D}^{dh} \right) \cdot \bar{\nabla} \langle T_f \rangle^f \right] + \frac{A_{sf}}{V} h_c \left(\langle T_s \rangle^s - \langle T_f \rangle^f \right) - \varepsilon \sum_{k=1}^{N_{sp}} \langle \dot{\omega}_k \rangle^f M_k h_k \quad (2.13)$$

onde $c_{p,f}$ é o calor específico a pressão constante do fluido, T_f é a temperatura do fluido, $\mathbf{k}_{e,f}$ é um tensor condutividade térmica efetiva do fluido (o qual depende da estrutura da matriz porosa), \mathbf{D}^{dh} é o tensor de dispersão térmica (o qual modela o efeito do problema local escoamento tridimensional nos poros - como um aumento da difusão de calor), A_{sf} é a área entre sólido e fluido, h_c é o coeficiente de transferência de calor por convecção (devido ao

não equilíbrio térmico entre as fases há uma troca de calor convectiva entre elas), T_s é a temperatura do sólido e h_k é a entalpia específica da espécie química k .

A equação da conservação da energia para a fase sólida estacionária é dada por:

$$(1-\varepsilon)\langle\rho_s\rangle^s c_{p,s} \frac{\partial\langle T_s\rangle^s}{\partial t} = (1-\varepsilon)\vec{\nabla}\cdot(\mathbf{k}_{e,s}\cdot\vec{\nabla}\langle T_s\rangle^s) - \frac{A_{sf}}{V} h_c (\langle T_s\rangle^s - \langle T_f\rangle^f) + \vec{\nabla}\cdot\langle\vec{q}_r\rangle \quad (2.14)$$

onde $c_{p,s}$ é o calor específico a pressão constante do sólido, $\mathbf{k}_{e,s}$ é um tensor condutividade térmica efetiva do sólido e \vec{q}_r é o vetor fluxo de calor radiante.

O fechamento do modelo é obtido com a equação de estado do gás ideal dada por:

$$\langle p\rangle^f = \frac{Ru}{M_{mis}} \langle\rho_f\rangle^f \langle T_f\rangle^f \quad (2.15)$$

onde p é a pressão, Ru é a constante universal dos gases e M_{mis} é massa molar da mistura dada por:

$$M_{mis} = \sum_{k=1}^{N_{sp}} \langle X_k\rangle^f M_k \quad (2.16)$$

onde X_k é a fração molar da espécie química k .

Para fechar completamente o conjunto de equações são necessários modelos para todas as propriedades efetivas do meio poroso.

3 ESTUDO DO EFEITO DA VARIAÇÃO DE ÁREA NA OPERAÇÃO DE QUEIMADORES POROSOS RADIANTES

Como observado na revisão bibliográfica, poucos estudos são encontrados na literatura sobre a operação de queimadores porosos radiantes com área de seção transversal variável. Dado que é esperado que a variação de área contribua positivamente tanto para a estabilidade como para a eficiência de radiação, esse capítulo se propõe a estudar numericamente a combustão em um meio poroso inerte unidimensional com tal configuração.

3.1 MODELO FÍSICO DO QUEIMADOR POROSO

A Figura 3 representa, de forma esquemática, o modelo geométrico do queimador poroso unidimensional de área variável analisado neste trabalho. Trata-se de um queimador com parede lateral isolada, ou seja, a superfície foi considerada adiabática e impermeável. Considerou-se que o meio poroso do queimador tem porosidade volumétrica uniforme igual a 80% ($\varepsilon = 0,8$) e densidade linear de poros igual a 10ppi (*pores per inch*). Salienta-se que, o escoamento neste modelo ocorre em regime laminar e que todas as propriedades e variáveis são consideradas uniformes na seção transversal do queimador.

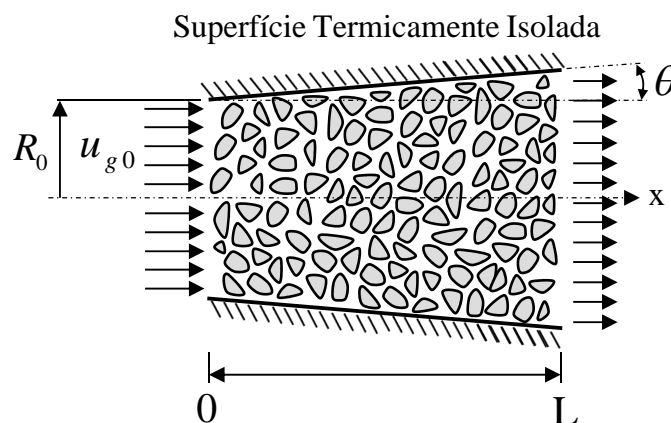


Figura 3 - Representação esquemática do modelo geométrico do queimador poroso

O parâmetro R_0 é o raio do queimador na posição $x=0$. O raio no restante do queimador é uma função da posição x e é dado por

$$R(x) = tg(\theta)x + R_0 \quad (3.1)$$

As dimensões consideradas para este queimador foram as seguintes: $R_0 = 0,025\text{m}$, $L = 0,05\text{m}$ e θ variando de 10° a 40° .

3.2 MODELAGEM MATEMÁTICA

3.2.1 Equações de conservação

O conjunto de equações de conservação unidimensionais para o escoamento reativo em meios porosos, com área variável, em regime permanente, será descrito em termos de médias volumétricas (Voss et al., 2013) conforme apresentado no Capítulo 2. Assim, as equações de conservação da massa total, da massa das espécies químicas, da energia para a fase fluida e da energia para a fase sólida (por simplicidade omite-se a notação de médias volumétricas), são dadas, respectivamente, por:

$$\varepsilon \rho_n u_{g_0} A_0 = \varepsilon \rho u A \quad (3.2)$$

$$\varepsilon \rho u A \frac{\partial Y_F}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \rho D_F A \frac{\partial Y_F}{\partial x} \right) - \varepsilon A \dot{\omega}_F \quad (3.3)$$

$$\varepsilon \rho u A c_{p,f} \frac{\partial T_f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon k_f A \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) + \varepsilon A Q \dot{\omega}_F + A h_v (T_s - T_f) \quad (3.4)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial x} \left((1 - \varepsilon) k_s A \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) - A h_v (T_s - T_f) \quad (3.5)$$

onde ε é a porosidade volumétrica, ρ_n é a densidade dos gases não queimados, u_{g_0} é a velocidade do gás na posição em $x = 0$, A_0 é área do queimador na posição em $x = 0$, ρ é a densidade, u é a velocidade, A é a área da seção transversal do queimador, Y_F é a fração mássica de combustível, $c_{p,f}$ é o calor específico a pressão constante do fluido, k_f é a condutividade térmica do fluido, k_s é a condutividade térmica do sólido, D_F é a difusividade mássica do combustível (dada por $D_F = \frac{k_f}{\rho_f c_{p,f} Le_F}$, onde Le_F é o número de Lewis do combustível, assumido igual a unidade), $\dot{\omega}_F$ é a taxa de reação para do combustível, h_v é o coeficiente volumétrico de convecção superficial (dado por $h_v = h_c \frac{A_{sf}}{V}$, onde h_c é o

coeficiente de transferência de calor por convecção, A_{sf} é a área entre sólido e fluido e V é o volume) e Q é o calor de reação.

A equação de conservação da quantidade de movimento é desnecessária pois, a queda de pressão através do meio poroso é, em geral, muito pequena quando comparada à pressão ambiente.

As propriedades termodinâmicas e de transporte mostradas na Tabela 3.1 são baseadas em Pereira et al. (2011). Por simplicidade as propriedades são assumidas uniformes nos cálculos. As propriedades da fase fluida foram aproximadas pelas propriedades do ar a 1300K conforme Pereira et al. (2011). As propriedades da fase sólida são típicas de queimadores porosos (Möβbauer et al. (1999)). O coeficiente de transferência de calor volumétrico h_v é estimado com base em correlações para transferência de calor em meios porosos (Fu et al. (1998)). O termo de dispersão térmica é desprezado frente à condutividade do sólido. O modelo também não inclui o efeito da radiação intrameio no sólido. Apesar dessa simplificação ser severa para queimadores porosos, os resultados qualitativos continuam sendo coerentes. Também negligenciou-se a radiação da fase fluida.

O calor de reação (dado pela equação (3.6)) é ajustado para reproduzir a temperatura adiabática de chama para o metano, a qual é aproximada por uma função polinomial em função da razão de equivalência Φ e da temperatura dos gases não-queimados T_{gn} (conforme Peters, 2000):

$$Q = \frac{\dot{m}_f c_{p,f} (T_{ad} - T_{f,0})}{\dot{m}_{comb}} \quad (3.6)$$

$$T_{ad} = -3556\Phi^3 + 6776\Phi^2 - 2449\Phi + 0,627T_{gn} + 1270,15 \quad (3.7)$$

onde \dot{m}_f é a vazão mássica de fluido, \dot{m}_{comb} é a vazão mássica de combustível, $T_{f,0}$ é a temperatura do fluido em $x = 0$ e T_{ad} é a temperatura adiabática de chama. O parâmetro Φ é a razão equivalência dada por:

$$\Phi = \frac{\left(\frac{m_{ar}}{m_{comb}} \right)_{st}}{\left(\frac{m_{ar}}{m_{comb}} \right)} \quad (3.8)$$

onde m_{ar} é a massa de ar, m_{comb} é a massa de combustível e o subscrito st designa a condição estequiométrica. Na Tabela 3.1, B é o fator pré-exponencial de Ahrrenius, Ea é a

energia de ativação, Ru é a constante universal dos gases, T_∞ é a temperatura ambiente, σ_{SB} é a constante de Stefan-Boltzmann e e_s é a emissividade hemisférica total da fase sólida.

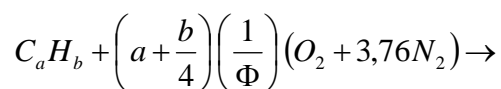
Tabela 3.1 - Propriedades termodinâmicas e de transporte utilizadas nos cálculos

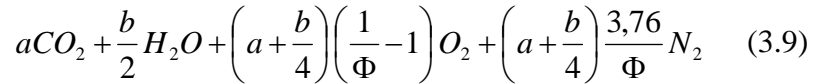
Propriedades e Parâmetros	Valor	Unidade
k_f	0,07972	W/(m K)
k_s	4,783	W/(m K)
$c_{p,f}$	1187	J/(kg K)
ρ_n	1,185	kg/m ³
T_{gn}	298,15	K
T_∞	298,15	K
Ru	8314,4	J/(kmol K)
B	1×10^9	s ⁻¹
Ea	$1,41 \times 10^8$	J/mol
h_v	2×10^5	W/(m ³ K)
σ_{SB}	$5,67 \times 10^{-8}$	W/(m ² K ⁴)
e_s	1	-
Le_F	1	-

3.2.2 Mecanismo cinético

De acordo com Turns (2000) e Hayashi (2005), existem duas formas possíveis de considerar o processo de combustão. Um deles é o modelo global de um passo (*one-step*) enquanto que o outro é o de múltiplos passos (*multi-step*). Este último, descreve mais detalhadamente as reações químicas que ocorrem no processo de combustão. O seu contra-ponto é que ele traz algumas dificuldades em sua implementação, além de, aumentar o esforço computacional devido ao elevado número de equações de conservação acopladas que precisam ser resolvidas numericamente. Em face disto, considerou-se o mecanismo global de um passo para a mistura ar-combustível neste trabalho.

A equação que representa a reação global de um passo para um hidrocarboneto genérico C_aH_b pode ser expressa por:





A taxa de reação para o metano é dada através de um modelo de decomposição térmica do combustível descrito por:

$$\dot{\omega}_F = B\rho_f Y_F \exp\left(-\frac{Ea}{RuT_f}\right) \quad (3.10)$$

Este modelo simplificado desconsidera a dependência com a concentração de oxigênio, no entanto isso facilita o ajuste dos parâmetros de reação. Os parâmetros cinéticos foram ajustados para obter boa concordância com a velocidade de chama para razões de equivalência entre 0,6 e 1 conforme Pereira et al. (2011).

3.2.3 Condições de contorno

Considerou-se que o queimador poroso perde calor por radiação em ambos os lados, ou seja, nas posições em $x=0$ e em $x=L$ o sólido perde calor por radiação para o ambiente. Na posição $x=0$ há um balanço entre difusão e advecção no gás enquanto que em $x=L$ a condição de derivada nula é empregada. Assim, as condições de contorno na entrada do queimador (em $x=0$) são:

$$(1-\varepsilon)k_s \left. \frac{dT_s}{dx} \right|_{x=0} = e_s \sigma_{SB} (T_{s,0}^4 - T_\infty^4) \quad (3.11)$$

$$\varepsilon k_f \left. \frac{dT_f}{dx} \right|_{x=0} = \varepsilon \rho_n u_{g0} c_{p,f} (T_{f,0} - T_\infty) \quad (3.12)$$

e as condições de contorno na saída (em $x=L$) são:

$$-(1-\varepsilon)k_s \left. \frac{dT_s}{dx} \right|_{x=L} = e_s \sigma_{SB} (T_{s,L}^4 - T_\infty^4) \quad (3.13)$$

$$-\varepsilon k_f \left. \frac{dT_f}{dx} \right|_{x=L} = 0 \quad (3.14)$$

onde $T_{s,0}$ é a temperatura do sólido em $x=0$, $T_{s,L}$ é a temperatura do sólido em $x=L$. Para a região de entrada do queimador, há a imposição de uma velocidade uniforme, a qual dá origem ao escoamento redistribuído de forma uniforme no interior do domínio. Para a equação das espécies químicas, considerou-se $Y_F = Y_{F,n}$ ($Y_{F,n}$ é a fração mássica de

combustível não-reagido) para a região de entrada do domínio e $\frac{\partial Y_F}{\partial x} = 0$ para a região de saída do domínio.

3.3 MÉTODO DOS VOLUMES FINITOS

O modelo numérico é baseado no método dos volumes finitos descrito por Patankar (1980), Veerstedt e Malalasekera (1995) e Maliska (1995).

A Figura 4 representa, de forma esquemática, o domínio unidimensional empregado. O arranjo desencontrado empregado armazena as variáveis transportadas no centro dos volumes, enquanto que a velocidade é armazenada nas interfaces.

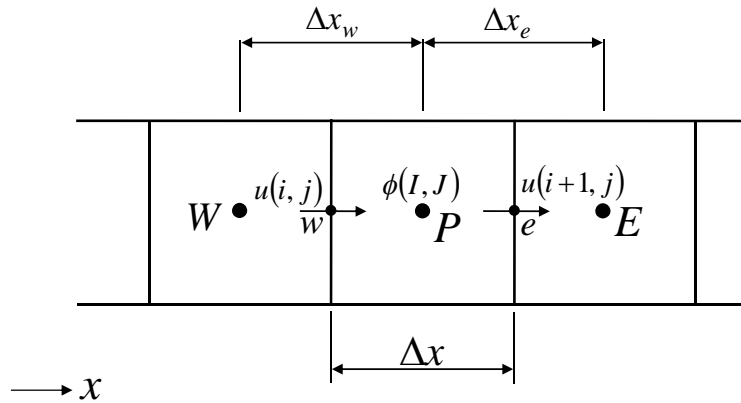


Figura 4 - Representação esquemática do elemento unidimensional em coordenadas cartesianas

As equações diferenciais unidimensionais em regime permanente, com área variável, que governam os fenômenos envolvidos podem ser descritas pela equação (3.15):

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u A \phi) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma^\phi A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + A S^\phi \quad (3.15)$$

onde ϕ é a quantidade transportada, Γ^ϕ é o coeficiente de difusão de ϕ e S^ϕ é o termo fonte.

Integrando a equação (3.15) ao longo da coordenada espacial e expandindo o termo fonte em uma função linear de ϕ ($S^\phi \Delta V = S_c + S_p \phi_p$), obtém-se:

$$(\rho u A \phi)_e - (\rho u A \phi)_w = \left(\Gamma^\phi A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e - \left(\Gamma^\phi A \frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_w + S_c + S_p \phi_p \quad (3.16)$$

onde S_c é a componente constante do termo fonte enquanto que S_p é a componente dependente de ϕ . Os fluxos advectivos e difusivos nas interfaces são aproximadas pelo esquema *power-law*.

Assim, chega-se ao seguinte conjunto de equações algébricas, definidas em cada ponto ' P ' do domínio:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + S_c \quad (3.17)$$

onde a_E é coeficiente a leste do ponto ' P ', a_W é coeficiente a oeste do ponto ' P ' e a_P é coeficiente central do próprio ponto ' P ' dado por $a_P = a_E + a_W - S_p$. Esse conjunto de equações algébricas acopladas é então resolvido numericamente pelo método TDMA (*TriDiagonal Matrix Algorithm*).

O tratamento numérico descrito neste trabalho é amplamente utilizado em simulações numéricas empregando-se o método dos volumes finitos. Portanto, para maiores informações acerca deste assunto, pode-se consultar as referências utilizadas neste presente trabalho, a saber, Patankar (1980), Versteeg e Malalasekera (1995) e Maliska (1995).

3.4 RESULTADOS

O conjunto das equações que descrevem o problema proposto neste trabalho é resolvido através de um código em linguagem FORTRAN. O domínio computacional é coincidente com o meio poroso, isto é, $0 \leq x \leq 0,05$ m. A malha numérica é uma malha uniforme de 420 volumes. Esse valor foi encontrado através de testes de independência de malha. Para este modelo o critério utilizado para atingí-la foi encontrar erros relativos menores que 0,1% para a temperatura da fase fluida. A convergência da solução numérica é atingida quando os erros relativos são menores do que 10^{-6} para o balanço de energia.

A Figura 5 apresenta a dependência da temperatura da fase fluida T_f na sua forma adimensional normalizada (θ_f) com a malha numérica. Este parâmetro θ_f é dado por:

$$\theta_f = \frac{T_f - T_{gn}}{T_{ad} - T_{gn}} \quad (3.18)$$

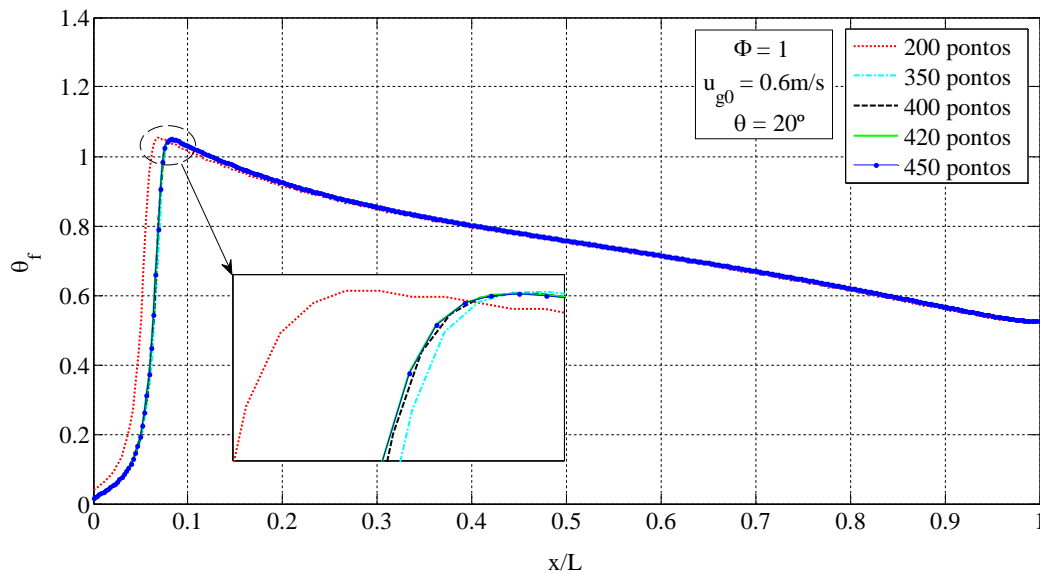


Figura 5 - Dependência da temperatura da fase fluida com a malha numérica

A Figura 6 apresenta a forma adimensional normalizada da temperatura da fase fluida θ_f em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$. A faixa de estabilização da chama foi determinada varrendo-se u_{g0} com incrementos de $0,01\text{m/s}$ até que os limites de descolamento e retorno de chama fossem encontrados. O limite de descolamento de chama é caracterizado pela situação em que um acréscimo na velocidade de entrada conduz a chama a se propagar a jusante da superfície de saída do queimador. Já, o limite de retorno de chama é caracterizado pela situação em que um decréscimo na velocidade de entrada conduz a chama a se propagar a montante da superfície de entrada do queimador. As velocidades de operação são apresentadas como uma razão entre u_{g0} e a velocidade de chama laminar do metano na condição de chama livre (para $\Phi = 1$, por exemplo, $s_L^0 = 0,4\text{m/s}$). Neste modelo, a estabilização da chama não foi possível para razões $u_{g0}/s_L^0 < 1,275$ e para $u_{g0}/s_L^0 > 2,55$. Nota-se que todas as chamas obtidas apresentaram temperaturas superadiabáticas ($\theta_f > 1$) mesmo com as perdas de calor por radiação nas extremidades. Nota-se ainda que a temperatura da chama cresce com a velocidade de entrada do gás u_{g0} . Isso se deve ao fato de que chamas estabilizadas mais a jusante da superfície de entrada apresentam maior pré-aquecimento pela fase sólida. Isso pode ser confirmado observando-se o ponto onde se inicia a abrupta variação de temperatura. Em chamas estabilizadas a uma distância maior da seção de entrada do queimador tal variação se inicia em uma temperatura mais elevada, indicando que houve maior recirculação de calor. Nas chamas estabilizadas mais próximas à superfície

de entrada esse pré-aquecimento é menor, resultando em temperaturas de chama também menores.

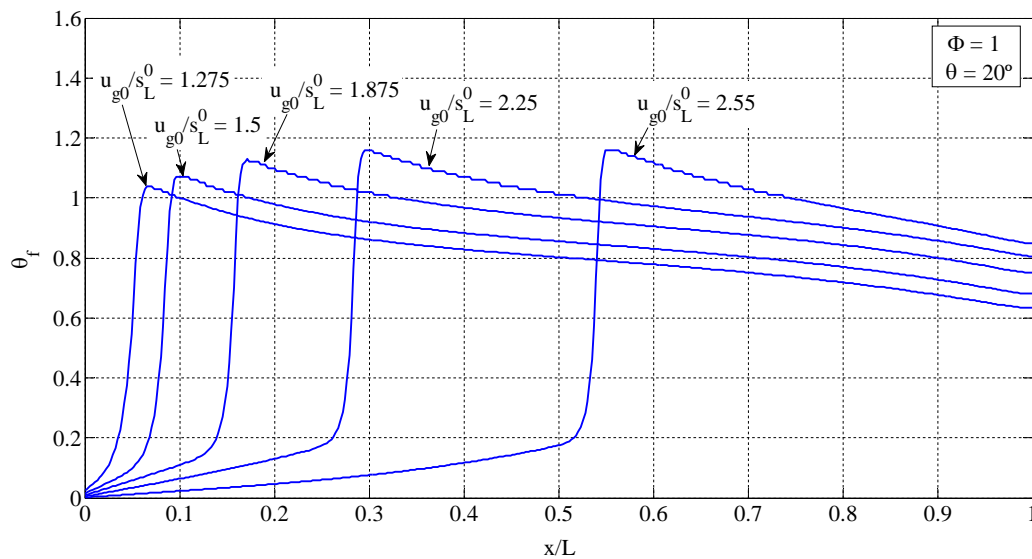


Figura 6 - Distribuição da forma adimensional normalizada da temperatura da fase fluida em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$

A Figura 7 apresenta a distribuição adimensional da velocidade u/s_L^0 em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$. Observa-se que a velocidade u aumenta na posição em que se encontra a chama mesmo com o aumento da área pois é neste local em que a temperatura do gás está mais elevada. Isto faz com que a densidade do gás decresça nesta região e provoque a sua expansão. Por outro lado, para uma posição a jusante da frente de chama a velocidade u decai em função do aumento da área, uma vez que a temperatura do gás não varia muito. Verifica-se também que, a velocidade na posição da chama sofre um leve aumento quando a chama está localizada em uma dada posição mais a jusante da superfície de entrada do queimador. Essas velocidades estão relacionadas com a temperatura da chama e a área do queimador. Mais a jusante da superfície de entrada do queimador, onde a área não variou muito, a velocidade é afetada consideravelmente pela temperatura do fluido enquanto que, para uma posição mais perto do limite de descolamento da chama a velocidade sofre uma variação mais significativa devido ao aumento da área.

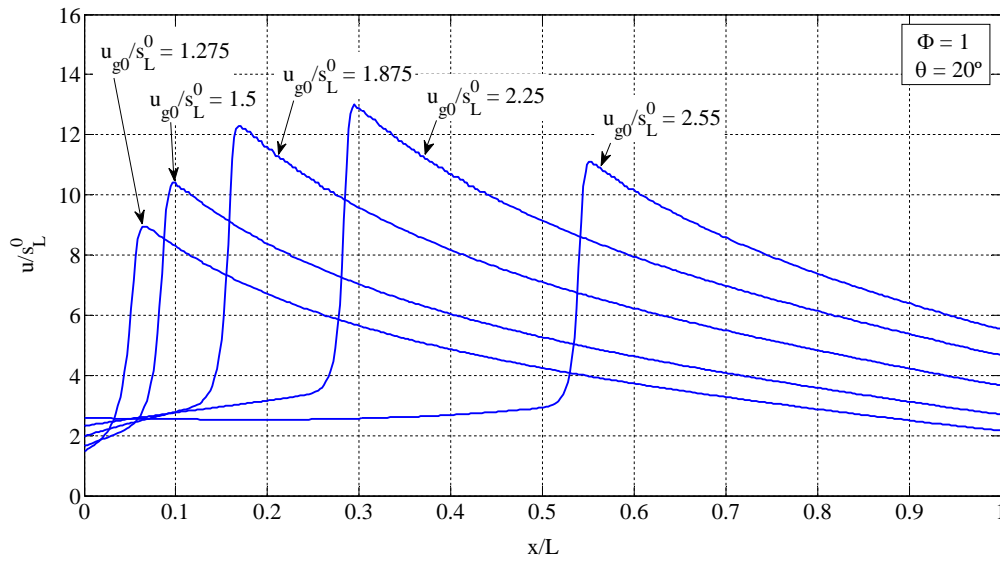


Figura 7 - Distribuição adimensional da velocidade u/s_L^0 em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$

A Figura 8 apresenta a faixa de estabilidade de chama em função da razão de áreas A_L/A_0 para $\Phi = 1$. A curva superior representa o limite de descolamento de chama enquanto que a curva inferior representa o limite de retorno de chama. Observa-se que, a faixa de estabilidade da chama no queimador poroso aumenta conforme cresce a razão de áreas A_L/A_0 (ou seja, o ângulo θ). Com o aumento da área A_L permite-se que maiores velocidades de entrada do gás u_{g0} sejam impostas e isto contribui para que a faixa de operação do queimador torne-se maior. Fisicamente o que ocorre é que o aumento da velocidade de entrada empurra a chama para uma posição mais a jusante (a velocidade dos reagentes é maior que a velocidade da chama), porém, quanto mais a jusante no queimador maior é a área da seção transversal o que reduz a velocidade dos gases. Assim, a chama logo encontra uma nova posição em que o equilíbrio de velocidades se reestabelece. Esse mecanismo térmico-hidrodinâmico de estabilização de chamas em meios porosos já foi estudado por Catapan et al. (2005) em outro contexto. Assim, pode-se prever, por exemplo, que a faixa de estabilidade para $A_L/A_0 = 2,99$ cresce 18,6% em relação a um queimador de área constante ($A_L/A_0 = 1$), já para $A_L/A_0 = 4,64$ a faixa cresce 32,5%. Percebe-se também que, a faixa de estabilidade inferior não sofre mudanças com a variação de A_L/A_0 devido à área A_0 do queimador poroso permanecer constante. Em posições muito próximas da entrada do queimador esta área sofre

mínimas alterações que não influenciam esta faixa. Já, para a faixa de estabilidade superior a área contribui consideravelmente para que ela aumente.

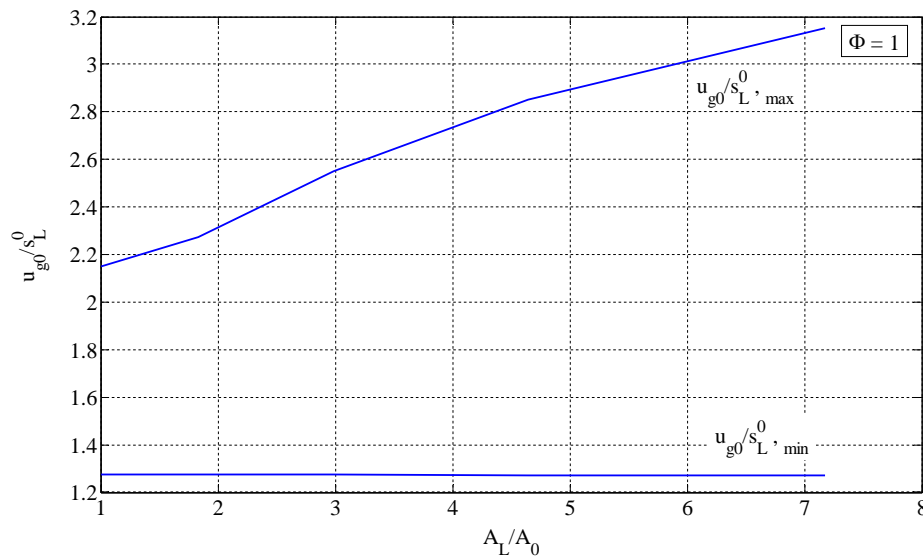


Figura 8 - Faixa de estabilidade de chama em função da razão de áreas A_L/A_0 para $\Phi = 1$

A Figura 9 apresenta a forma adimensional normalizada das temperaturas das fases sólida e fluida em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$. Nota-se que em nenhuma das duas chamas as temperaturas do sólido e do fluido chegam a alcançar o equilíbrio térmico (mesmo com o aumento do tempo de residência do fluido devido ao aumento de área). A diferença de temperatura entre sólido e fluido (não equilíbrio térmico local) na posição da zona de reação foi de 797,2K para a chama estabilizada próxima à superfície de entrada. Já para a chama estabilizada mais a jusante no queimador essa diferença chegou a 1126,3K, o que denota uma grande transferência de calor entre as duas fases. No limite de retorno de chama ($u_{g0}/s_L^0 = 1,275$) a temperatura do sólido em $x = 0$ sofre uma forte influência da chama, assumindo o valor de 1339,9K nesta extremidade. O seu perfil ao longo do queimador não apresenta variações significativas, atingindo seu ponto de máximo em 1763,4K e reduzindo-se para 1287,5K na extremidade em $x = L$. Para $u_{g0}/s_L^0 = 2,55$, a chama se estabiliza em uma posição mais ao centro do queimador e, o perfil de temperatura do sólido sofre variações significativas entre a superfície de entrada do queimador e a posição da chama. Ela atinge o seu ponto de máximo em 1698,2K e reduz-se para 1408,3K na extremidade em $x = L$ e 543,5K em $x = 0$.

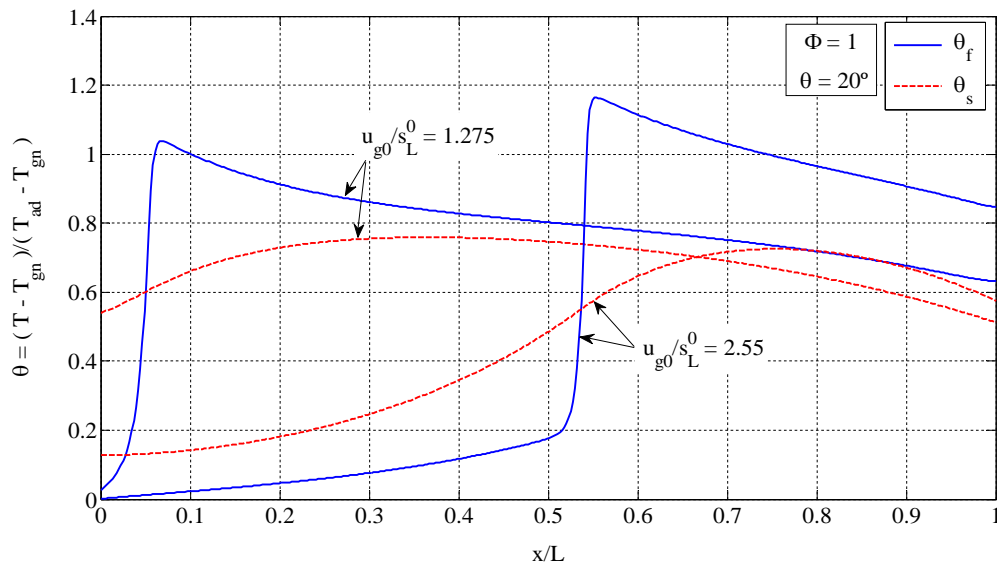


Figura 9 - Distribuição da forma adimensional normalizada das temperaturas das fases sólida e fluida em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$

A Figura 10 apresenta as eficiências de radiação $\eta_{rad,L}$ em função de u_{g0}/s_L^0 para $\theta = 0^\circ$ ($A_L/A_0 = 1$) e $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) para $\Phi = 1$. Verifica-se que, a eficiência de radiação em $x = L$ ($\eta_{rad,L}$) decai conforme a velocidade de entrada do gás u_{g0} aumenta para ambas as situações. Este decréscimo ocorre devido ao aumento da energia liberada pela reação química de combustão em decorrência do aumento da vazão mássica de combustível provocado por u_{g0} . No entanto, nota-se que, apesar de $\eta_{rad,L}$ cair com u_{g0} , o fluxo de calor radiante em $x = L$ cresce devido ao aumento da potência do queimador. Por exemplo, o fluxo de calor radiante em $x = L$ para $u_{g0}/s_L^0 = 1,5$ e $\theta = 20^\circ$ é de $177,14 \text{ kW/m}^2$ enquanto que para $u_{g0}/s_L^0 = 2,25$ este valor é de $230,53 \text{ kW/m}^2$, ou seja, este último é 30% maior que o primeiro. Comparando-se as eficiências de radiação para $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 20^\circ$ verifica-se que, a área A_L provoca um aumento na eficiência de radiação. Isso ocorre porque o ganho de área de saída ocasiona em um aumento do calor emitido por radiação em $x = L$. Verifica-se, por exemplo, que o calor radiante em $x = L$ para $u_{g0}/s_L^0 = 1,5$ é maior para $\theta = 20^\circ$ ($1038,47 \text{ W}$) do que para $\theta = 0^\circ$ ($390,54 \text{ W}$) para esta mesma razão de velocidade.

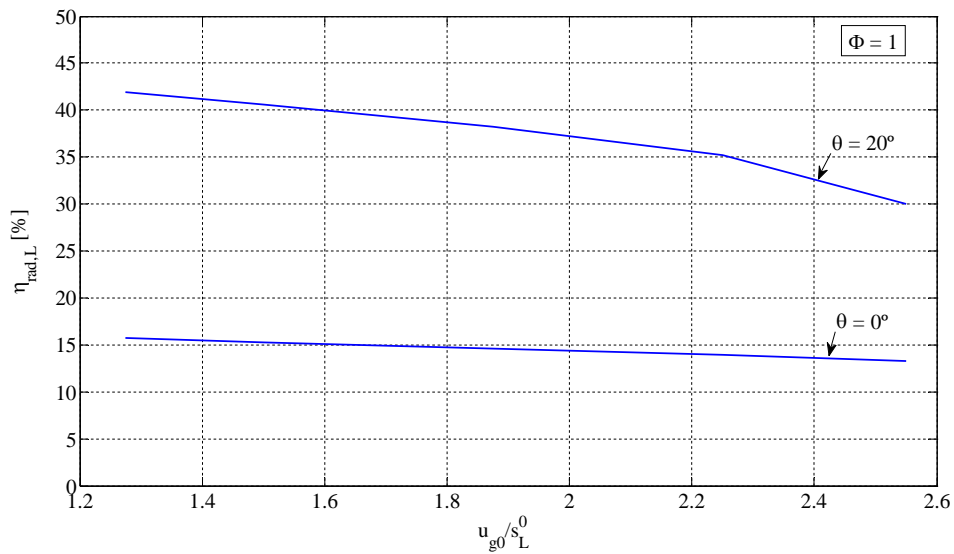


Figura 10 - Eficiência de radiação em função de u_{g0}/s_L^0 para $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 20^\circ$ para $\Phi = 1$

A Figura 11 apresenta a eficiência de radiação $\eta_{rad,L}$ em função da razão de áreas A_L/A_0 para $\Phi = 1$. Observa-se que, $\eta_{rad,L}$ aumenta com o aumento da razão de áreas A_L/A_0 . Este acréscimo na eficiência ocorre devido ao aumento do calor emitido por radiação pelo queimador em $x = L$ para o ambiente ($Q_{rad,L}$) em decorrência do próprio aumento da área A_L . O efeito do aumento de área é muito significativo na eficiência de radiação. Por exemplo, para $A_L/A_0 = 1,83$ $\eta_{rad,L}$ variou de 22% a 27,5% (ou seja, de 63,65% a 74,96% maiores quando comparadas com a eficiência de um queimador de área constante $A_L/A_0 = 1$), já para $A_L/A_0 = 2,99$ $\eta_{rad,L}$ variou de 30% a 42% (ou seja, de 125,35% a 166,54% maiores quando comparadas com a eficiência de um queimador de área constante $A_L/A_0 = 1$). Assim, pode-se esperar que a eficiência máxima de radiação (curva superior) cresça cerca de 1,9 vezes quando a área de saída do queimador dobrar. Nota-se, no entanto, que a condição unidimensional do queimador é cada vez menos realista para queimadores com grande variação de área. Por exemplo, para $\theta = 40^\circ$ ($A_L/A_0 = 7,17$) a eficiência máxima de radiação resultou em um valor de 87,76%. Dado que a área A_L aumentou cerca de 7 vezes em relação a área A_0 , a configuração geométrica deste queimador não muito realista e, com isto, este resultado encontrado é pouco confiável. No entanto, nota-se também, que mesmo queimadores com área constante frequentemente apresentam chamas tridimensionais no seu interior e tal efeito é sempre desprezado em simulações unidimensionais.

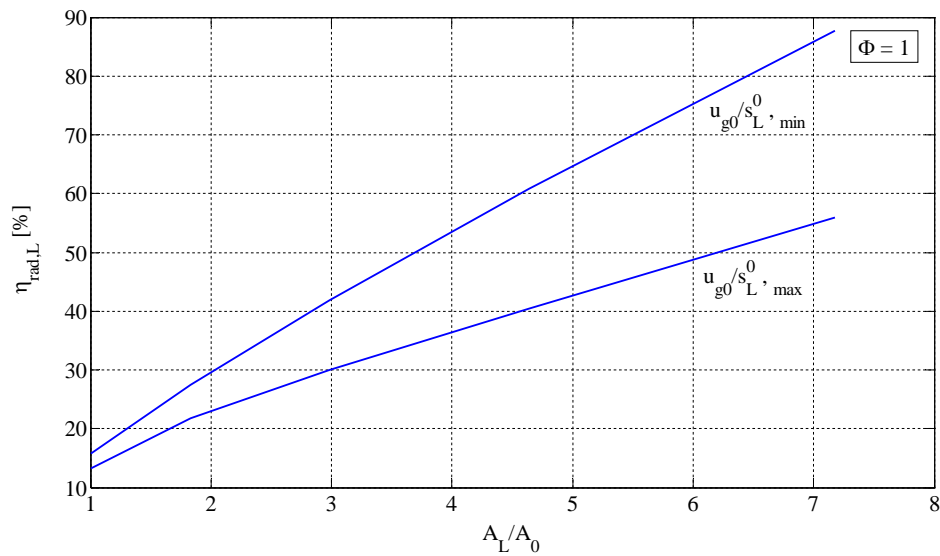


Figura 11 - Eficiência de radiação em função da razão de áreas A_L/A_0 para $\Phi = 1$

A Figura 12 apresenta a eficiência de radiação $\eta_{rad,L}$ em função da razão de equivalência Φ para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $u_{g0} = 0,6$ m/s. Verifica-se que, a eficiência de radiação em $x = L$ ($\eta_{rad,L}$) decai conforme a razão de equivalência Φ aumenta. Isto ocorre devido ao aumento da energia liberada pela reação química de combustão. No entanto, percebe-se um ganho muito pequeno na eficiência de radiação de $\Phi = 1$ para $\Phi = 0,7$. Este valor ficou em torno de 4,98%.

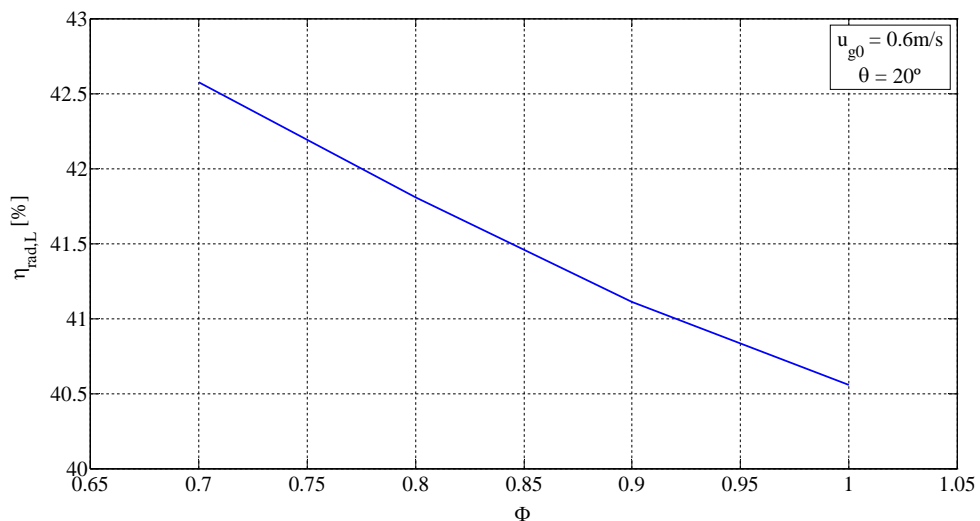


Figura 12 - Eficiência de radiação $\eta_{rad,L}$ em função da razão de equivalência Φ para $\theta = 20^\circ$ e $u_{g0} = 0,6$ m/s

A Figura 13 apresenta o efeito da razão de equivalência na forma adimensional normalizada da temperatura da fase fluida θ_f em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $u_{g0} = 0,6$ m/s. Nota-se que todas as chamas obtidas apresentaram temperaturas superadiabáticas mesmo com as perdas de calor por radiação nas extremidades. Nota-se ainda que θ_f aumenta com o decréscimo de Φ porque a temperatura adiabática de chama diminui.

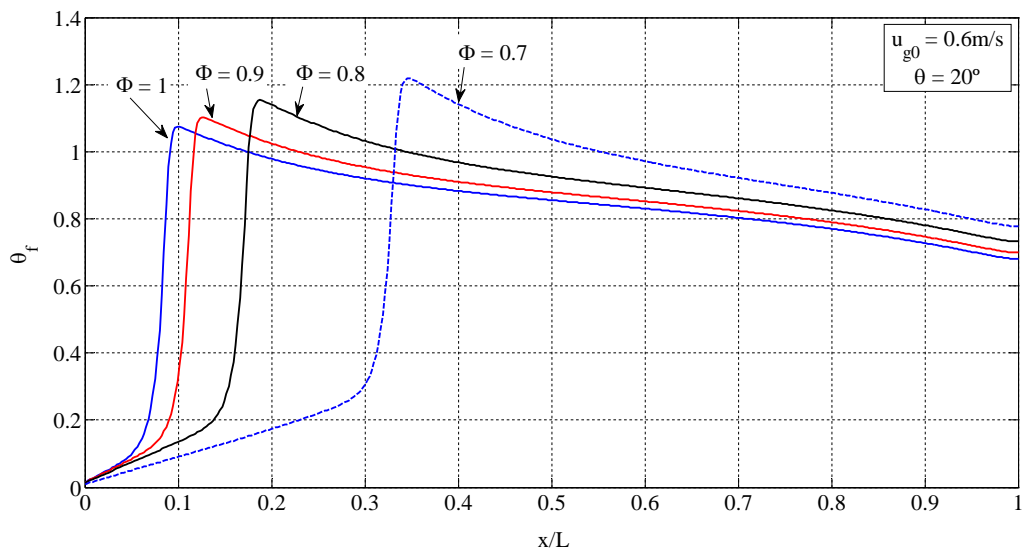


Figura 13 - Distribuição normalizada do campo de temperatura do fluido em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $u_{g0} = 0,6$ m/s

A Figura 14 apresenta o efeito da razão de equivalência na distribuição adimensional do campo de velocidade u/s_L^0 em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $u_{g0} = 0,6$ m/s. Observa-se que, a velocidade adimensional u/s_L^0 aumenta com o decréscimo da razão de equivalência Φ . Conforme Φ decresce, a velocidade de chama laminar para o metano na condição de chama livre s_L^0 diminui e, com isto, u/s_L^0 aumenta.

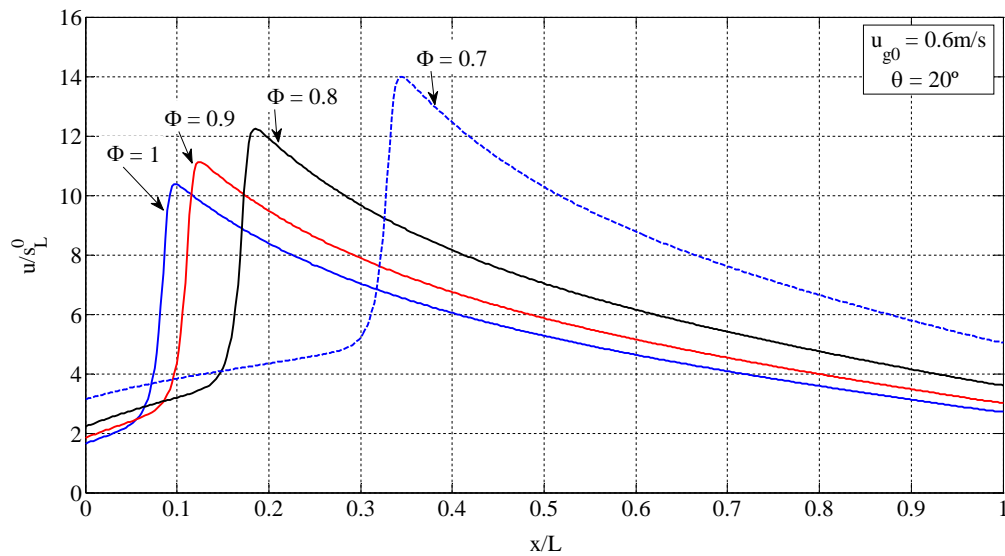


Figura 14 - Distribuição adimensional do campo de velocidade u/s_L^0 em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $u_{g0} = 0,6 \text{ m/s}$

3.5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste Capítulo o efeito da variação de área na operação de queimadores porosos radiantes foi estudado numericamente. Do ponto de vista qualitativo o estudo mostrou que:

- O limite superior de faixa de estabilidade da chama do queimador poroso aumentou com o aumento da razão de áreas A_L/A_0 . O crescimento da área A_L permitiu que maiores velocidades de entrada do gás u_{g0} fossem impostas, contribuindo assim, para que esta faixa de operação fosse maior. Previu-se, por exemplo, que a faixa de estabilidade, para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$ cresceu 18,6% em relação a um queimador de área constante;
- O limite inferior de faixa de estabilidade da chama do queimador é insensível à variação de A_L/A_0 devido a área A_0 permanecer constante;
- A eficiência de radiação foi influenciada positivamente pela variação de área, ou seja, um aumento na área da seção de saída do queimador A_L proporcionou um aumento no calor emitido por radiação, o qual resultou em um aumento na própria eficiência.

4 AVALIAÇÃO DO MODELO DE CURVAS DE NÍVEL PARA ÁREA VARIÁVEL

4.1 INTRODUÇÃO

A solução do conjunto de equações de conservação para a combustão em meios porosos é computacionalmente exigente. Além dos desafios inerentes à simulação de um escoamento reativo, a combustão em meios porosos demanda a solução de duas equações para a energia (modelos de dois meios) além da consideração dos termos microscópicos na conservação da quantidade de movimento. A presença da matriz sólida torna a radiação uma das formas de transferência de calor dominantes no processo, exigindo a inclusão de modelos para a radiação em meio participante. Essas características podem tornar os modelos computacionalmente caros demais para projetos de engenharia, sobretudo em simulações multidimensionais. Assim, torna-se importante desenvolver modelos capazes de prever as principais características térmicas de queimadores porosos com tempo computacional reduzido.

Uma das alternativas apresentadas pela literatura, na área de combustão, são os modelos de curva de nível (*level-set method* - Pitsh e Duchamp de Langeneste (2002) e Duchamp de Langeneste e Pitsh (2000)). Nesse modelo a chama é considerada infinitamente fina (não possui estrutura interna) e toda a informação da cinética química fica englobada na velocidade de chama. Assim, cria-se uma interface que representa a chama, e cuja posição é resultado de um balanço local entre a advecção (escoamento dos reagentes) e a propagação (que depende da velocidade de chama). Desta forma, a solução das equações de conservação das espécies químicas torna-se desnecessária, reduzindo o esforço computacional. Por outro lado, perde-se o detalhamento cinético e torna-se inviável prever a formação de poluentes, por exemplo.

Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002) simularam numericamente, para combustão pré-misturada de metano e ar, a posição da frente de chama, o campo de temperatura e as linhas de corrente do campo de escoamento para uma chama laminar em um queimador com formato retangular. Negligenciaram a radiação térmica nos cálculos e modelaram a posição da frente de chama empregando o modelo de curvas de nível. Os autores compararam os resultados obtidos pela simulação com dados experimentais e obtiveram boa concordância. Herrmann (2006) simulou numericamente a forma da chama e as distribuições radiais da

velocidade axial e da energia cinética turbulenta para uma combustão turbulenta pré-misturada de metano e ar. Consideraram o problema bidimensional (queimador de Bunsen com formato cilíndrico) e empregaram o modelo de curvas de nível para modelar a posição da frente de chama. Eles comparam os resultados obtidos com dados experimentais e obtiveram boa concordância com os dados. Hartmann et al. (2011) apresentaram um método numérico para a combustão pré-misturada baseado na aproximação do modelo de curvas de nível, no qual a posição da frente de chama foi modelada com o emprego da equação-G. Consideraram o problema bidimensional e simularam numericamente a forma da superfície da chama e dos campos de escoamento para uma chama de Bunsen laminar. Para validar o modelo compararam os resultados obtidos com dados de simulações numéricas reportadas por outros autores e obtiveram boa concordância.

A primeira tentativa de aplicar o modelo de curvas de nível no problema de combustão em meios porosos foi realizada por Pereira et al. (2011). Neste trabalho os autores propuseram um modelo submalha (*subgrid*) para a velocidade de chama em meios porosos - baseado na solução assintótica da estrutura da chama. Aplicaram o modelo de médias volumétricas nas equações de conservação e utilizaram uma equação cinemática para descrever o movimento de uma frente de reação infinitamente fina (modelo de curvas de nível). Consideraram o problema unidimensional, negligenciaram a radiação da fase gás e incluíram as perdas de calor por radiação em ambas as extremidades do queimador poroso. Os resultados numéricos obtidos pelo modelo de curva de nível foram comparados com aqueles do modelo convencional (baseado na solução do conjunto completo das equações de conservação). Os resultados apresentaram, em geral, boa concordância entre os modelos para razões de equivalência entre 0,6 e 1. Além disso, eles verificaram que, quanto maior for a razão de equivalência considerada, melhores são as aproximações para a velocidade de chama, os perfis de temperaturas das fases sólida e fluida, a posição da chama e a perda radiante. Constataram ainda que o modelo de curva de nível alcançou a convergência cerca de 6 a 16 vezes mais rápido do que o modelo convencional para o problema estudado. No entanto, importantes discrepâncias foram encontradas na determinação dos limites de retorno e descolamento de chama.

Neste capítulo, busca-se avaliar se o método proposto continua apresentando bons resultados na situação de área variável. Essa nova avaliação vai gerar dados para entender melhor as limitações do método e o seu potencial para a implementação em problemas multidimensionais.

4.2 MODELO DE CURVAS DE NÍVEL

Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002) descrevem que o método das curvas de nível tem sido usada para descrever a evolução dinâmica das frentes e descontinuidades. O método é baseado em uma equação de transporte para um escalar não reativo G , o qual descreve a propagação da frente de chama. A espessura da chama é assumida como sendo infinitamente fina e o problema é reduzido à uma interface reativa separando os gases queimados dos não queimados.

Considere o campo de um escalar não reativo G . Um iso-plano de G é definido como a superfície onde $G(\vec{x}, t) = \text{constante}$. A equação cinemática que descreve o movimento desta iso-superfície é dada por:

$$\frac{DG}{Dt} \equiv \frac{\partial G}{\partial t} + \vec{v}_f \cdot \vec{\nabla} G = 0 \quad (4.1)$$

onde \vec{v}_f é vetor de velocidade absoluta da iso-superfície. O termo do lado esquerdo da equação (4.1) é a derivada material do campo escalar G (isto é, a variação temporal de G para uma partícula de fluido que se move na velocidade \vec{v}_f). Assim, um ponto em uma dada iso-superfície vai permanecer nesta superfície para todo tempo t .

Em um isonível particular G_0 encontra-se a frente de reação, ou seja, a chama está localizada na iso-superfície em $G = G_0$. De acordo com Duchamp de Langeneste e Pitsh (2000) e Pitsh e Duchamp de Langeneste (2002) este nível G_0 é transportado pelo campo de velocidade \vec{U} , enquanto que esta iso-superfície se propaga na direção normal a ela mesma com a velocidade de chama laminar s_L . Comumente define-se $G_0 = 0$ e $G > 0$ nos gases queimados, no entanto, essas escolhas são arbitrárias.

A Figura 15 mostra, de forma esquemática, a representação dos vetores de velocidades na superfície da chama. Nela observa-se que \vec{v}_f é o resultado do balanço entre o campo de velocidade do escoamento \vec{U} e a velocidade local de propagação da chama s_L (velocidade de chama laminar), ou seja:

$$\vec{v}_f = \vec{U} - s_L \hat{n} \quad (4.2)$$

onde \hat{n} é vetor normal da iso-superfície $G = G_0$, apontando para o lado dos gases queimados na chama, definido como:

$$\hat{\mathbf{n}} = \frac{\vec{\nabla}G}{|\vec{\nabla}G|} \quad (4.3)$$

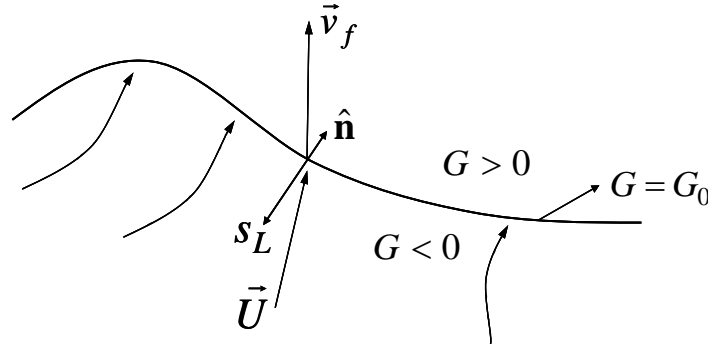


Figura 15 - Representação esquemática dos vetores de velocidades na superfície da chama

Como o consumo dos reagentes é definido apenas pela velocidade de chama laminar s_L , observa-se na Figura 15 que, as componentes tangenciais à iso-superfície da velocidade dos reagentes U_{tg} e a da velocidade de propagação $v_{f,tg}$ são iguais, ou seja, $U_{tg} = v_{f,tg}$.

Substituindo a equação (4.3) na equação (4.2) chega-se a:

$$\vec{v}_f = \vec{U} - s_L \frac{\vec{\nabla}G}{|\vec{\nabla}G|} \quad (4.4)$$

Agora substituindo-se a equação (4.4) na equação (4.1) obtém-se:

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \underbrace{\vec{U} \cdot \vec{\nabla}G}_{\text{Advecção}} = s_L \underbrace{|\vec{\nabla}G|}_{\text{Propagação}} \quad (4.5)$$

Ma e Chomiak (1998) e Osher e Fedkiw (2002) relatam que quando a velocidade de chama laminar s_L for constante a equação (4.5) é conhecida como equação de Hamilton-Jacobi, e ela é somente válida para $G = G_0$ pois é onde s_L é definida.

Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002) descrevem que uma vez que a posição da frente é definida, pode-se escrever relações de salto através da frente que leva à expansão do gás devido à liberação de calor pela chama no cálculo, e, assim, computar todas as quantidades termoquímicas simplesmente observando a posição relativa da frente de chama. Embora esta aproximação seja simples e requeira um menor recurso computacional do que resolver o sistema total de equações de conservação das espécies com química detalhada, o tratamento numérico da equação-G é geralmente não trivial.

4.3 MODELO SUBMALHA

No modelo de curvas de nível a equação das espécies químicas não é resolvida e a velocidade de chama precisa ser modelada. Na combustão em meios porosos esse parâmetro não é conhecido *a priori*, dado que ele depende da recirculação de calor induzido pela matriz sólida. Uma expressão analítica para a velocidade de chama em função dos parâmetros do meio poroso foi desenvolvida por Pereira et al. (2011) e é dada por:

$$s_F^2 = \left(\frac{2B\rho_{ch}k_f Le_F \delta^2 \exp(-\beta/\alpha)}{(\rho_n^2 c_p)} \right) \exp \left\{ \frac{\beta\eta_{rec}}{1+\alpha\eta_{rec}} + mn \right\} \quad (4.6)$$

com,

$$\delta = \frac{[1+\alpha\eta_{rec}]^2}{\beta} \quad (4.7)$$

$$mn = 1,334m - \frac{4m^2(1-m)}{(1-2m)} + 3m^3 - \ln(1-4m^2) \quad \text{com } -0,2 < m < 0,5 \quad (4.8)$$

onde s_F é a velocidade de chama definida na temperatura inicial dos reagentes, ρ_{ch} é a densidade da fase fluida na chama, δ é a espessura adimensional da região de reação e c_p é o calor específico a pressão constante. O parâmetro η_{rec} é a eficiência de recirculação de calor (que será melhor definida adiante), $\alpha = (T_{ad} - T_{gn})/T_{ad}$ é o pulo adimensional de temperatura em uma chama livre e $\beta = (\alpha Ea)/(RuT_{ad})$ é o número de Zel'dovich.

Os parâmetros m e n são oriundos da formulação de Liñán (1974) para a solução assintótica da estrutura de chamas. O parâmetro m é definido como a razão entre o fluxo de calor por condução no gás a jusante da chama e a liberação de calor pela chama. Em um sistema unidimensional m é dado por:

$$m = \frac{-\varepsilon k_f \left(\frac{dT_f}{dx} \right)_{ch^+}}{\varepsilon \rho_n s_F Y_{F,n} Q} \quad (4.9)$$

Conforme Liñán (1974) o limite quando $m \rightarrow 0$ corresponde a uma chama livre. Já, para o limite $m \rightarrow 0,5$ a chama não é estável (há extinção). O parâmetro n é oriundo de uma necessária translação nos eixos coordenados da solução assintótica. A equação (4.8) permite a determinação de n em função apenas de m e é resultado de ajuste de várias soluções numéricas para a estrutura da chama (estrutura interna da chama no trabalho de Liñán, 1974).

A eficiência de recirculação de calor η_{rec} é definida como a razão entre o calor recirculado pela matriz sólida para os reagentes não queimados e a energia total liberada pelo processo de combustão:

$$\eta_{rec} \equiv \frac{\varepsilon \rho_n s_F c_p (T_{f,ch}^- - T_{gn})}{\varepsilon \rho_n s_F Y_{F,n} Q} = \frac{T_{f,ch} - T_{ad}}{T_{ad} - T_{gn}} \quad (4.10)$$

onde $T_{f,ch}^-$ é temperatura de chama no lado da montante da chama na solução analítica e $T_{f,ch}$ é a máxima temperatura do fluido (temperatura da zona de reação da chama).

4.4 PROCEDIMENTO DE REINICIALIZAÇÃO

Uma característica do método das curvas de nível é que a forma do campo de G não influencia o resultado, sendo importante apenas rastrear o iso-nível G_0 . Assim, a solução precisa da equação-G (equação (4.5)) só é requerida nas proximidades da frente de chama.

Duchamp de Langeneste e Pitsh (2000) relatam que distante da frente os valores de G são arbitrários e que a escolha de qualquer função para G não afeta os resultados. No entanto, a convergência do sistema é facilitada quando a função-G é suave. Uma definição conveniente para a função-G é dada pela condição:

$$|\vec{\nabla} G| = 1 \quad (4.11)$$

Desta maneira, G é uma função distância com sinal em relação a superfície da chama, ou seja, o valor de G em cada ponto no domínio da solução é igual a distância deste ponto para o ponto mais próximo ao longo da superfície da chama. Os valores de G são positivos nos produtos e negativos nos reagentes.

Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002) e Russo e Smereka (2000) levantam uma questão com relação ao tratamento numérico da equação-G. Se inicialmente define-se G como uma função distância da frente de chama, esta propriedade não é naturalmente conservada ao longo da simulação, pois a solução da equação-G gera intensos gradientes de G_0 e sua solução pode se tornar distorcida. Com isto, esta condição $(|\vec{\nabla} G| = 1)$ necessita ser forçada periodicamente, o que é comumente denominado de processo de reinicialização.

Assim, os modelos numéricos para resolver a equação-G podem ser divididos em dois passos principais:

- a) Avançar no tempo a equação-G;
- b) Reinicializar G como uma função distância.

Sussman et al. (1994), Chen et al. (1997), Russo e Smereka (2000), Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002) e Tan e Reitz (2006) mostram que em cada passo de tempo a seguinte equação pode ser resolvida para reinicializar G como uma função distância, mantendo o mesmo iso-nível G_0 :

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \text{sgn}(G_r) \left(1 - |\vec{\nabla} G|\right) \quad (4.12)$$

onde $\text{sgn}(G_r)$ é a função sinal do campo de G dada por:

$$\text{sgn}(G_r) = \frac{G_r}{\sqrt{G_r^2 + |\vec{\nabla} G|^2 \Delta x^2}} \quad (4.13)$$

onde G_r é o campo original de G que se deseja reinicializar como uma função distância com sinal. Nota-se que no regime permanente a equação (4.12) converge para $|\vec{\nabla} G| = 1$ e deve manter o mesmo nível zero (G_0) do campo original. O termo $|\vec{\nabla} G|^2 \Delta x^2$ presente na equação (4.13) é um ajuste matemático empregado para que o nível zero de G não se mova, independente do número de iterações realizadas nos cálculos. Caso contrário, a sua ausência produz um erro no algoritmo de reinicialização que é proporcional ao número de iterações e faz com que o nível zero de G se mova consideravelmente.

A literatura consultada apresenta vários esquemas para o tratamento numérico da equação de reinicialização. O mais popular deles é o esquema do Godunov. De acordo com Chen et al. (1997) e Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002) o esquema Godunov bidimensional para a reinicialização, expresso para uma discretização no tempo de primeira ordem, é dado por:

$$G_{i,j}^{n+1} = G_{i,j}^n + \Delta t \left[\max(\text{sgn}(G_r), 0) \nabla^+ + \min(\text{sgn}(G_r), 0) \nabla^- \right] \quad (4.14)$$

com,

$$\nabla^+ = 1 - \left[\max\left(\max(D_{-x}, 0)^2, \min(D_{+x}, 0)^2\right) + \max\left(\max(D_{-y}, 0)^2, \min(D_{+y}, 0)^2\right) \right]^{1/2} \quad (4.15)$$

$$\nabla^- = 1 - \left[\max\left(\max(D_{+x}, 0)^2, \min(D_{-x}, 0)^2\right) + \max\left(\max(D_{+y}, 0)^2, \min(D_{-y}, 0)^2\right) \right]^{1/2}$$

onde Δt é o intervalo de tempo, i e j são as posições na malha (respectivamente em x e y), \min é o valor mínimo entre os valores descritos, \max é o valor máximo entre os valores

descritos, Δx é a diferença entre dois valores de x no eixo das abscissas, Δy é a diferença entre dois valores de y no eixo das ordenadas e os termos D são as aproximações ENO (*Essentially Non-Oscillatory*) de terceira ordem das componentes do gradiente de G em cada direção. Essas aproximações são apresentadas no Apêndice B.

4.5 METODOLOGIA NUMÉRICA

O modelo do queimador poroso descrito neste trabalho é resolvido numericamente através de um código em linguagem FORTRAN baseado no método dos volumes finitos. As equações de conservação a serem resolvidas para a massa total, a energia para a fase fluida e a energia para a fase sólida (por simplicidade omite-se a notação de médias volumétricas), são dadas, respectivamente, por:

$$\varepsilon \rho_n u_{g0} A_0 = \varepsilon \rho u A \quad (4.16)$$

$$\varepsilon \rho u A c_{p,f} \frac{\partial T_f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon k_f A \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) + \dot{s}_r + Ah_v (T_s - T_f) \quad (4.17)$$

$$0 = \frac{\partial}{\partial x} \left((1 - \varepsilon) k_s A \frac{\partial T_s}{\partial x} \right) - Ah_v (T_s - T_f) \quad (4.18)$$

onde \dot{s}_r é o termo de liberação de calor modificado conforme mostrado abaixo. As condições de contorno das equações da energia da fase sólida e da energia da fase fluida são as mesmas apresentadas no Capítulo 3 (equações (3.11)-(3.14)).

Para resolver os termos advectivos e difusivos nas equações de conservação adotou-se o esquema de diferenciação *power-law*. Para resolver o procedimento de reinicialização adotou-se o esquema de Godunov conforme Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002), o qual discretizou as derivadas com as aproximações ENO de terceira ordem das componentes do gradiente de G em cada direção.

Para o modelo proposto, a versão unidimensional da equação-G é dada por:

$$\frac{\partial G}{\partial t} + u \frac{\partial G}{\partial x} = s_L \left| \frac{\partial G}{\partial x} \right| \quad (4.19)$$

Como a equação (4.19) é válida somente na posição da chama a velocidade do escoamento u e a velocidade de chama laminar s_L são definidas nesta localização como

$s_L = s_F \rho_n A_0 / (\rho_{ch} A_{ch})$ e $u = u_{g0} \rho_n A_0 / (\rho_{ch} A_{ch})$. Adicionalmente, com a condição $|\vec{\nabla} G| = 1$ garantida pelo processo de reinicialização, a equação (4.19) se reduz a:

$$\frac{\partial G}{\partial t} = (s_F - u_{g0}) \left(\frac{\rho_n}{\rho_{ch}} \right) \left(\frac{A_0}{A_{ch}} \right) \quad (4.20)$$

onde ρ_{ch} é a densidade do fluido na posição da chama e A_{ch} é a área da seção transversal do queimador na posição onde a chama está localizada.

O termo fonte da equação da energia para a fase fluida é modelado como uma liberação de calor distribuída nos volumes próximos da superfície da chama (em $G = G_0$) na aproximação numérica. Assim, ao invés de uma liberação de energia concentrada em uma interface fina (condição de salto) o modelo assume uma espessura na qual a energia liberada se distribui. Esta distribuição permite uma transição suave da frente de chama entre duas células adjacentes. A Figura 16 mostra a representação esquemática da região (área em azul) na qual o calor liberado é distribuído na malha computacional.

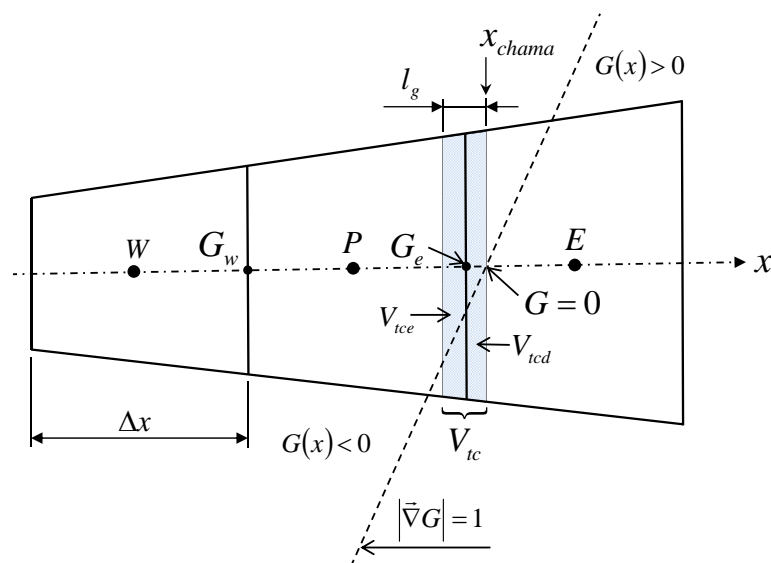


Figura 16 - Representação esquemática da distribuição do termo fonte na malha computacional

Na Figura 16 o parâmetro V_{tc} é o volume total da chama, V_{tce} é a parte do volume da chama localizado na extremidade a esquerda da interface entre os volumes de controle e V_{tcd} é a parte do volume da chama na extremidade a direita da interface entre os volumes de controle e l_g é o comprimento da zona de reação química que é obtido da análise do modelo submalha (Pereira et al., 2011) a partir da equação (4.7), definido por

$$l_g = \left(\frac{RuT_{f, ch}^2}{Ea(T_{ad} - T_{gn})} \right) \left(\frac{\varepsilon k_f}{\varepsilon \rho_n s_F c_p} \right) \quad (4.21)$$

O valor do termo fonte de G é calculado pela fração do volume da chama dentro de um determinado volume de controle, ou seja:

$$\dot{s}_{r,i} = \begin{cases} 0 & \text{se } G_w > 0 \text{ ou } G_e < -l_g \\ \dot{s}_r(V_{ice}/V_{ic}) & \text{se } G_w < -l_g < G_e \\ \dot{s}_r(V_{icd}/V_{ic}) & \text{se } G_w < 0 < G_e \\ \dot{s}_r & \text{se } G_w < -l_g \text{ e } G_e > 0 \end{cases} \quad (4.22)$$

onde $\dot{s}_{r,i}$ é o termo de liberação de calor na célula i , $\dot{s}_r = \varepsilon \rho_n u_{g0} A_0 Y_{F,n} Q$ é o calor total liberado $\left(\dot{s}_r = \sum_{i=1}^n \dot{s}_{r,i} \right)$, G_w é o valor do campo de G na interface da célula a esquerda do volume de controle e G_e é o valor do campo de G na interface da célula a direita do volume de controle (lembrando que G_w e G_e são as distâncias com sinal em relação à frente de chama).

O domínio computacional é o mesmo do capítulo anterior $0 \leq x \leq 0,05$ m. A malha numérica é uma malha uniforme de 250 volumes. Esse valor foi encontrado através de testes de independência de malha conforme mostrado na Figura 17. Para este modelo o critério utilizado para atingí-la foi encontrar erros relativos menores que 0,1% para a temperatura da fase fluida. O incremento de tempo para a evolução da equação-G foi de $\Delta t = 0,5\Delta x$ conforme Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002). É importante observar, no entanto, que a evolução no tempo da equação-G é correspondente a um transiente fictício, necessário apenas para que a equação encontre a nova posição da chama. A convergência da solução numérica é atingida quando os erros relativos são menores do que 10^{-6} para o balanço de energia.

A Figura 17 apresenta a dependência da temperatura normalizada da fase fluida na malha numérica para o modelo de curva de nível.

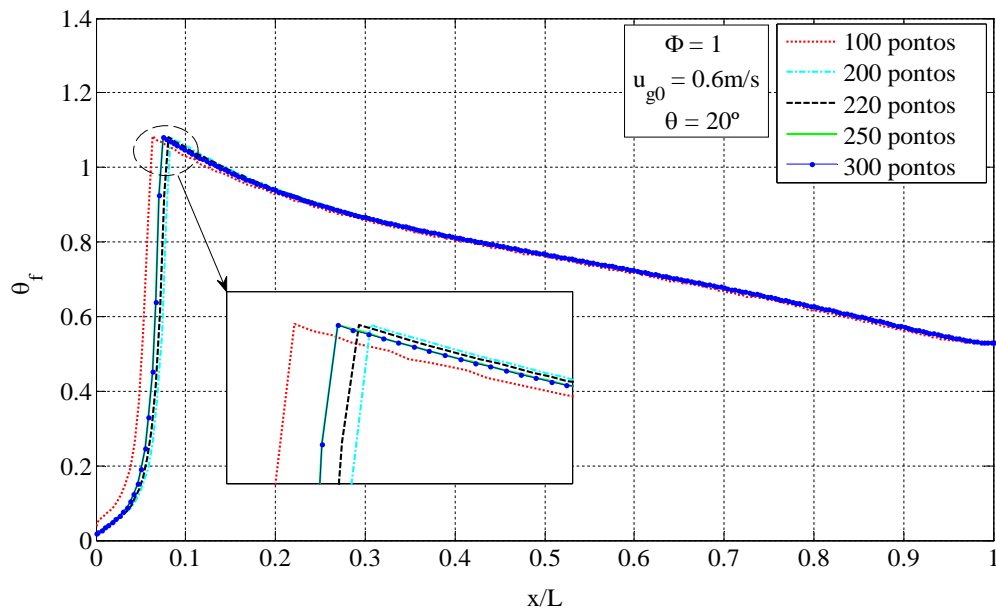


Figura 17 - Dependência da temperatura normalizada da fase fluida na malha numérica para o modelo de curvas de nível

A Figura 18 apresenta um fluxograma dos passos de resolução do programa deste trabalho.

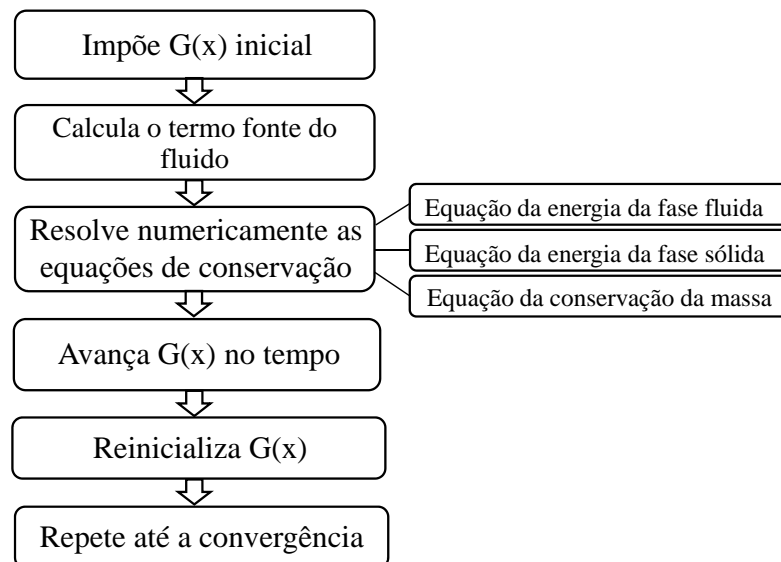


Figura 18 - Fluxograma dos passos de resolução do programa para o modelo de curvas de nível

4.6 VALIDAÇÃO DO ALGORITMO DE REINICIALIZAÇÃO

Para avaliar a habilidade deste método para conservar a posição inicial do nível G_0 durante a reinicialização, realizaram-se testes de reinicialização de um campo bidimensional de $G(x, y)$ com um dado nível zero estabelecido conforme sugerido por Russo e Smereka (2000) e Duchamp de Langeneste e Pitsh (2002) para a seguinte função distância:

$$G(x, y, 0) = \left[0, 1 + (x - 3,5)^2 + (y - 2)^2 \right] \left[\sqrt{\left(\frac{x}{4}\right)^2 + \left(\frac{y}{2}\right)^2} - 1 \right] \quad (4.23)$$

onde a equação (4.23) representa uma distribuição não uniforme de G , mas cujo isonível $G_0 = 0$ corresponde a uma elipse.

O domínio computacional adotado foi de $-5 \leq x \leq 5$ e $-5 \leq y \leq 5$ com um incremento de tempo para a equação-G de $\Delta t = 0,5\Delta x$. Utilizou-se uma malha uniforme de 50x50 volumes. Os contornos (ou curvas de nível) vão de -1 a 0,6 e são espaçados por incrementos de 0,2. Os resultados da reinicialização foram obtidos utilizando a equação da função sinal definida pela equação (4.13). Para resolver numericamente o procedimento de reinicialização da equação-G adotou-se o esquema de Godunov descrito na seção 4.4.

A Figura 19 mostra a reconstrução da função distância bidimensional utilizando a equação (4.14) com a condição inicial dada pela equação (4.23) para os seguintes números de iterações: 0, 10, 25 e 50. A curva de nível zero de G é mostrada pela linha pontilhada em vermelho. A escolha de $G(x, y, 0)$ significa que a nossa condição inicial, dada pela equação (4.23), possui baixos e altos gradientes próximos a curva de nível zero conforme visualizado. Ao longo das iterações o campo de G converge progressivamente para $|\vec{\nabla}G| = 1$.

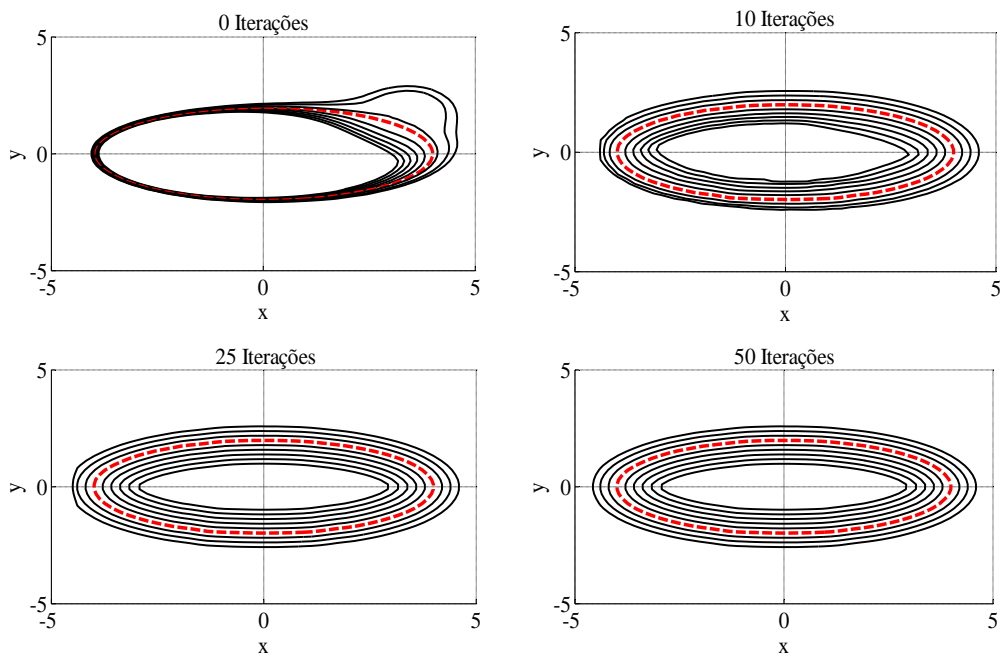


Figura 19 - Reconstrução da função distância bidimensional utilizando a equação (4.14) com a condição inicial dada pela equação (4.23) para os seguintes números de iterações: 0, 10, 25 e

50

A Figura 20 mostra as curvas de nível zero de G para a elipse para os seguintes números de iterações: 0, 10, 25 e 50. Verifica-se que, com o emprego da equação (4.13) as linhas do nível zero de G para os diferentes números de iterações realizados praticamente se sobrepõem, ou seja, a interface do nível zero de G quase não se move. Por fim, conclui-se que, os resultados obtidos coincidem com aqueles presentes na literatura consultada.

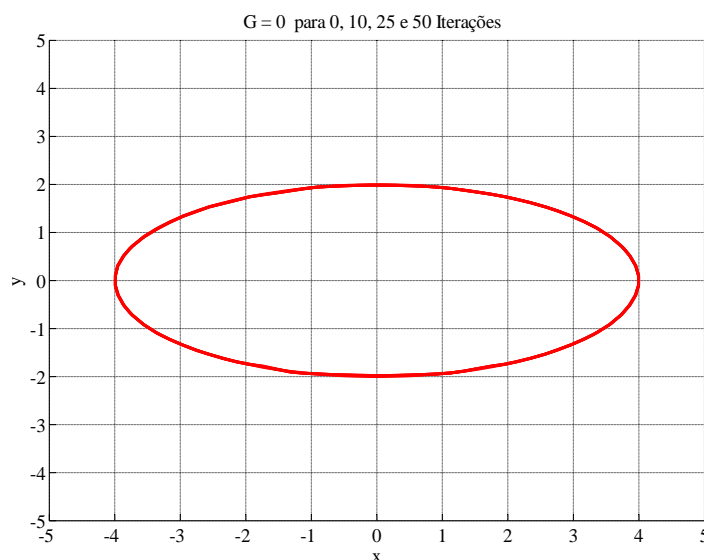


Figura 20 - Curvas de nível zero de G para a elipse para os seguintes números de iterações: 0, 10, 25 e 50

4.7 RESULTADOS NUMÉRICOS PARA A ESTABILIZAÇÃO DA CHAMA DO QUEIMADOR RADIANTE POROSO

O modelo de curva de nível é utilizado para avaliar a estabilização da chama em um queimador poroso com perdas de calor radiante em ambas as extremidades. Com a finalidade de validar o modelo proposto considerou-se inicialmente a área constante e unitária ao longo do domínio computacional.

A Figura 21 apresenta a distribuição normalizada do campo de temperatura do fluido θ_f em função da posição x/L para $\theta = 0^\circ$ ($A_L/A_0 = 1$) e $\Phi = 1$. Utilizou-se ambos os modelos para encontrar uma faixa de estabilização da chama em função da velocidade de entrada do gás u_{g0} . Observa-se que, os resultados obtidos para θ_f pelo modelo de curva de nível apresentam boa concordância com aqueles obtidos pelo modelo convencional. Para ambos os modelos a estabilização da chama não foi possível para $u_{g0} > 0,86\text{m/s}$. No limite de retorno, no entanto, o modelo de curva de nível prediz chamas estáveis para velocidades de fluxo de entrada tão baixas quanto $u_{g0} = 0,43\text{m/s}$, enquanto que para o modelo convencional este limite foi de $u_{g0} = 0,51\text{m/s}$.

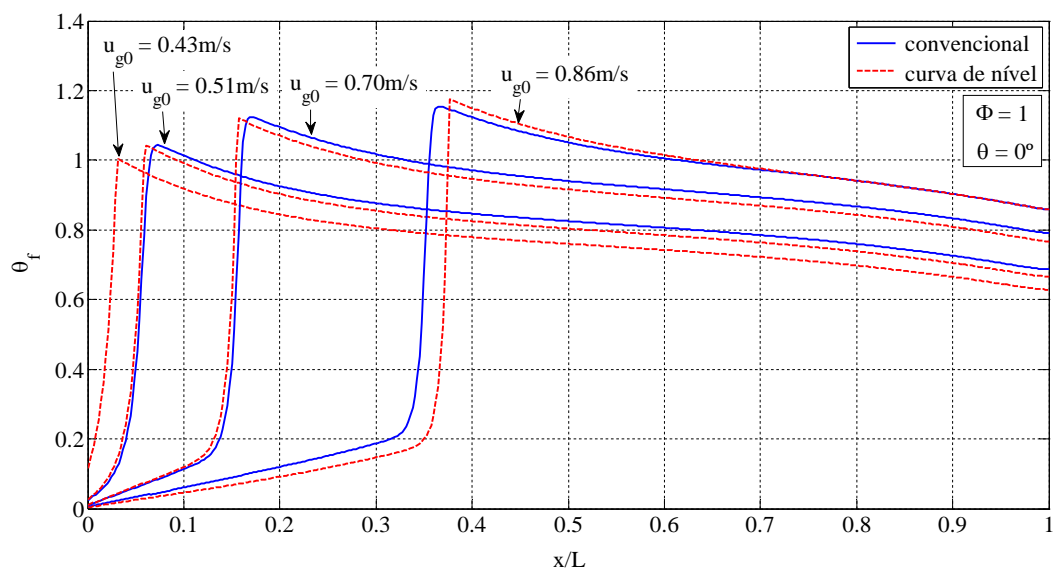


Figura 21 - Distribuição normalizada do campo de temperatura do fluido em função da posição x/L para $\theta = 0^\circ$ e $\Phi = 1$

A Figura 22 apresenta a eficiência de radiação η_{rad} em função da velocidade de entrada do gás normalizada u_{g0}/s_L^0 para $\theta = 0^\circ$ ($A_L/A_0 = 1$) e $\Phi = 1$. Apesar das

simplificações assumidas, os resultados obtidos para η_{rad} pelo modelo de curva de nível apresentam boa concordância com aqueles obtidos pelo modelo convencional.

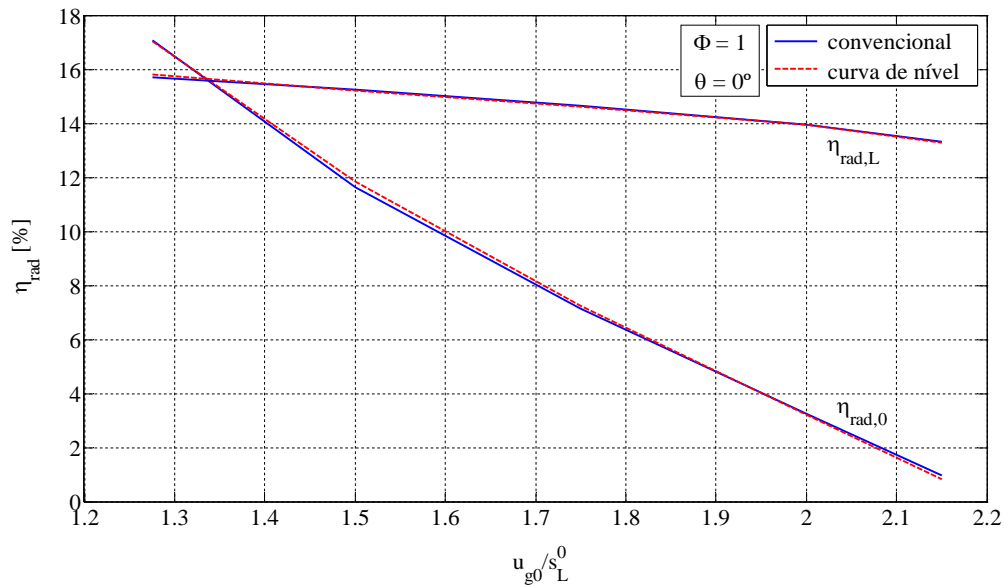


Figura 22 - Eficiência de radiação em função da velocidade de entrada do gás normalizada para $\theta = 0^\circ$ e $\Phi = 1$

Os resultados obtidos são equivalentes aos apresentados na literatura por Pereira et al. (2011) para o modelo de curvas de nível. No caso de Pereira et al. (2011) uma forma simplificada para a solução da equação de reinicialização de G foi usada. Assim, a presente implementação do modelo está consistente com resultados já obtidos.

Nos resultados seguintes é avaliado o efeito da variação de área na estabilidade de chamas e na eficiência de radiação do queimador poroso. As dimensões utilizadas são aquelas presentes na seção 3.1 deste trabalho.

A Figura 23 apresenta a distribuição normalizada do campo de temperatura do fluido θ_f em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$ para o modelo de curva de nível e o convencional. Observa-se que, para $u_{g0}/s_L^0 \leq 1,875$ os resultados para ambos os modelos apresentam boa concordância enquanto que para $u_{g0}/s_L^0 = 2,25$ o modelo de curva de nível apresenta-se defasado (posição da chama mais a jusante) em relação ao convencional para esta mesma razão de velocidades. Para o modelo convencional o queimador foi capaz de estabilizar chamas com velocidade adimensional de até 2,55. Por outro lado, o modelo de curva de nível prevê que o descolamento de chama ocorre já em $u_{g0}/s_L^0 = 2,30$. Este modelo

conseguiu estabilizar chamas com $u_{g0}/s_L^0 = 1,05$ enquanto que para o convencional o limite inferior encontrado foi de $u_{g0}/s_L^0 = 1,275$.

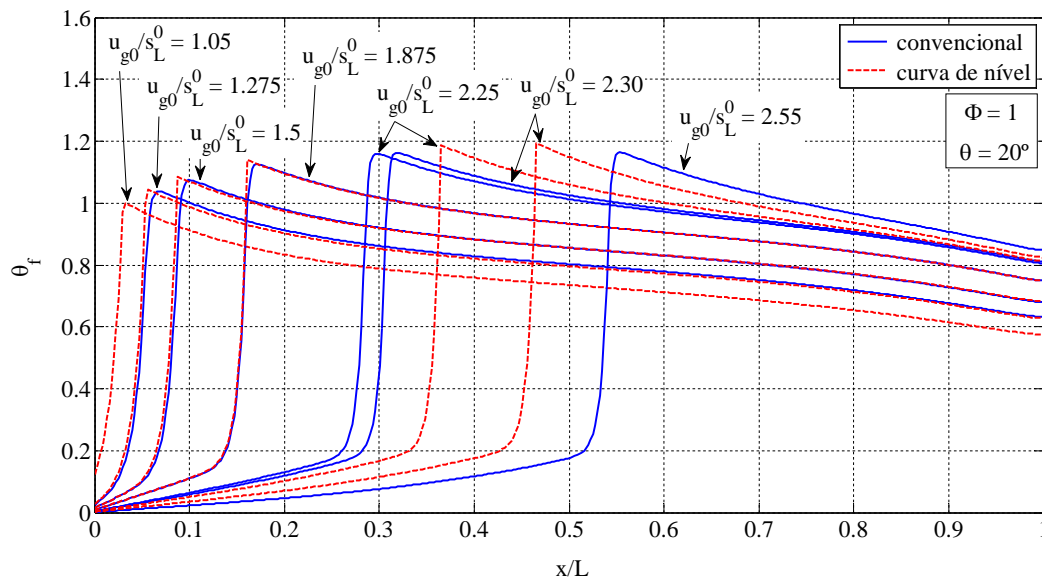


Figura 23 - Distribuição normalizada do campo de temperatura do fluido θ_f em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$ para o modelo convencional e o de curva de nível

Dessa forma, nota-se que o modelo de curvas de nível apresentou grandes dificuldades para reproduzir os resultados do modelo convencional. Para chamas mais próximas da superfície de entrada do queimador os resultados ainda apresentaram boa concordância para os perfis de temperatura. A discrepância na determinação do limite de retorno de chama foi semelhante ao já reportado por Pereira et al. (2011). No entanto, para chamas estabilizadas mais a jusante no queimador as discrepâncias entre os modelos foram progressivamente maiores. Esse comportamento foi também identificado em Pereira et al. (2011), trabalho no qual se argumentou que nessas posições pequenas diferenças na predição da velocidade de chama podem resultar em grandes deslocamentos da chama. No presente trabalho a variação de área torna esse problema ainda mais evidente.

A Figura 24 apresenta a eficiência de radiação $\eta_{rad,L}$ em função de u_{g0}/s_L^0 para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$ para o modelo de curvas de nível e o modelo convencional. Verifica-se que, a eficiência de radiação em $x = L$ decai conforme a velocidade de entrada do gás u_{g0} aumenta para ambos os modelos. Conforme já descrito no Capítulo 3, este decréscimo ocorre devido ao aumento da energia liberada pela reação química de combustão em decorrência do aumento da vazão mássica de combustível. Os erros relativos encontrados

entre os modelos nas predições da $\eta_{rad,L}$ foram de 1,42% para $u_{g0}/s_L^0 = 1,275$, de 0,86% para $u_{g0}/s_L^0 = 1,5$ e de 0,03% para $u_{g0}/s_L^0 = 1,875$. É interessante notar que, apesar de se obter diferenças significativas na predição da posição da chama, os resultados da eficiência de radiação apresentaram boa aproximação para $u_{g0}/s_L^0 = 2,3$. O erro relativo entre ambos os modelos, para esta mesma razão adimensional de velocidades, ficou em torno de 1,37%.

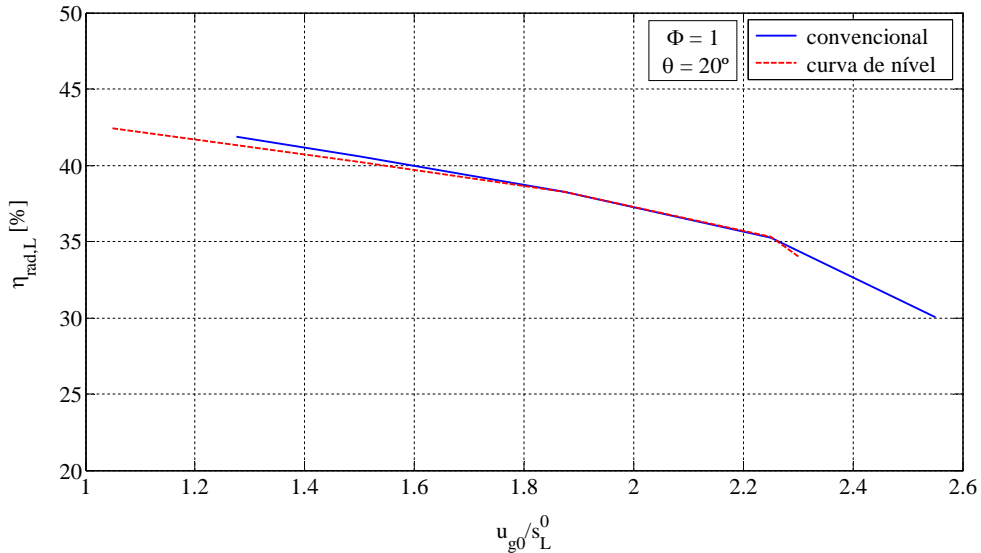


Figura 24 - Eficiência de radiação em função de u_{g0}/s_L^0 para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$ para o modelo convencional e o de curva de nível

A Figura 25 apresenta a distribuição normalizada do campo de temperatura do sólido θ_s em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$ para o modelo de curva de nível e o convencional. Percebe-se que, para $u_{g0}/s_L^0 = 1,275$ os modelos apresentam boa concordância nas predições das temperaturas do sólido. Os erros relativos encontrados entre eles nas predições de θ_s ficaram abaixo de 0,61%. Já, para $u_{g0}/s_L^0 = 2,3$ diferenças significativas são observadas dada a discordância na previsão da posição da chama entre os dois modelos. Nota-se, no entanto que, as predições das temperaturas do sólido próximas à superfície de saída do queimador ficaram muito próximas. Isto explica a boa previsão encontrada para a eficiência de radiação mostrada na Figura 24. Isso mostra que, no modelo construído, a eficiência de radiação é pouco sensível à posição da chama. Se o modelo levasse em consideração a radiação intrameio na fase sólida essa conclusão poderia ser diferente.

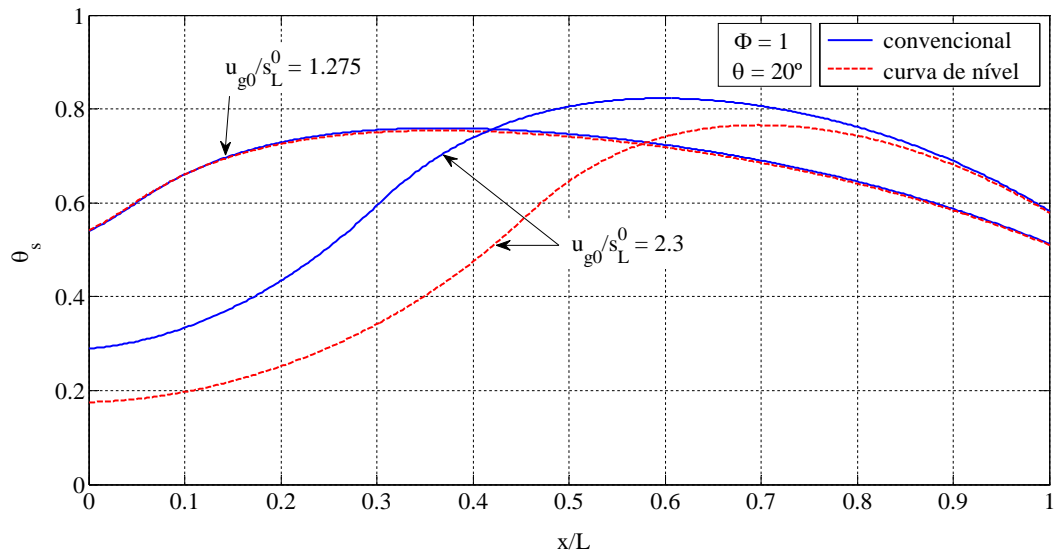


Figura 25 - Distribuição normalizada do campo de temperatura do sólido θ_s em função da posição x/L para $\theta = 20^\circ$ e $\Phi = 1$ para o modelo convencional e o de curva de nível

4.8 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste Capítulo o efeito da variação de área na operação de queimadores porosos radiantes foi estudado numericamente. Construiu-se um modelo unidimensional, baseado na formulação de curvas de nível, para representar a propagação de uma frente de reação infinitamente fina. Comparou-se os resultados obtidos pelo modelo proposto com a modelagem convencional na configuração proposta. Do ponto de vista qualitativo o estudo mostrou que:

- O modelo de curvas de nível proposto apresenta dificuldades em reproduzir os resultados do modelo convencional;
- Uma boa concordância ainda foi alcançada para baixas vazões, situação em que a chama se localiza próxima à superfície de entrada;
- Para vazões mais elevadas o modelo de curvas de nível apresentou-se defasado (mais a jusante) em relação ao modelo convencional para a mesma razão de velocidades. Por exemplo, para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$, o modelo convencional foi capaz de estabilizar chamas com velocidade adimensional de até 2,55. Por outro lado, o modelo de curva de nível prevê que o descolamento de chama ocorre já em $u_{g0}/s_L^0 = 2,30$;

- O modelo de curvas de nível consegue estabilizar chamas com $u_{g0}/s_L^0 = 1,05$ enquanto que para o convencional o limite inferior encontrado foi de $u_{g0}/s_L^0 = 1,275$;
- A eficiência de radiação foi bem prevista pelo modelo de curvas de nível, mesmo quando a posição da chama encontrava-se muito defasada. Isso mostra que, no modelo construído, esse parâmetro é mais dependente da potência de queima do que da posição da chama.

Apesar do modelo de curvas de nível ser computacionalmente menos demandante que o modelo convencional ele ainda apresenta importantes discrepâncias em relação à modelagem convencional. Nota-se, portanto, a necessidade de rever a estratégia de implementação de tal modelo para a combustão em meios porosos.

5 CONCLUSÃO

Neste trabalho foi construído um modelo numérico unidimensional para avaliar o efeito da variação de área de um queimador poroso radiante na sua estabilidade e eficiência de radiação. Também se construiu outro modelo, baseado na formulação de curvas de nível, para representar a propagação de uma frente de reação infinitamente fina para este mesmo queimador. Comparou-se os resultados obtidos pelo modelo de curvas de nível com a modelagem convencional na configuração proposta.

O estudo da variação de área de um queimador poroso radiante mostrou qualitativamente que:

- O limite superior de faixa de estabilidade da chama do queimador poroso aumentou com o aumento da razão de áreas A_L/A_0 . O crescimento da área A_L permitiu que maiores velocidades de entrada do gás u_{g0} fossem impostas, contribuindo assim, para que esta faixa de operação fosse maior. Previu-se, por exemplo, que a faixa de estabilidade, para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$ cresceu 18,6% em relação a um queimador de área constante;
- O limite inferior de faixa de estabilidade da chama do queimador é insensível à variação de A_L/A_0 devido a área A_0 permanecer constante;
- A eficiência de radiação foi influenciada positivamente pela variação de área, ou seja, um aumento na área da seção de saída do queimador A_L proporcionou um aumento no calor emitido por radiação, o qual resultou em um aumento na própria eficiência.

A comparação feita entre o modelo de curva de nível e a modelagem mostrou qualitativamente que:

- O modelo de curvas de nível proposto apresenta dificuldades em reproduzir os resultados do modelo convencional;
- Uma boa concordância ainda foi alcançada para baixas vazões, situação em que a chama se localiza próxima à superfície de entrada. Para vazões mais elevadas o modelo de curvas de nível apresentou-se defasado (mais a jusante) em relação ao modelo convencional para a mesma razão de velocidades. Por exemplo, para $\theta = 20^\circ$ ($A_L/A_0 = 2,99$) e $\Phi = 1$, o modelo convencional foi capaz de estabilizar chamas com velocidade adimensional de até 2,55. Por outro lado, o modelo de

curva de nível prevê que o descolamento de chama ocorre já em $u_{g0}/s_L^0 = 2,30$. Este modelo consegue estabilizar chamas com $u_{g0}/s_L^0 = 1,05$ enquanto que para o convencional o limite inferior encontrado foi de $u_{g0}/s_L^0 = 1,275$;

- A eficiência de radiação foi bem prevista pelo modelo de curvas de nível, mesmo quando a posição da chama encontrava-se muito defasada. Isso mostra que, no modelo construído, esse parâmetro é mais dependente da potência de queima do que da posição da chama.

Propostas de trabalhos futuros:

Sugere-se as seguintes melhorias:

1. Investigar detalhadamente a origem das discrepâncias que o modelo de curvas de nível apresentou em relação à modelagem convencional;
2. Testar outras formas de distribuição do termo fonte;
3. Implementar um modelo de radiação em meio participante;
4. Adotar um modelo bidimensional para melhor representar o comportamento real da estabilidade da chama e da eficiência de radiação na combustão em meios porosos;
5. Implementar condições de contorno de terceira espécie na saída do queimador poroso radiante;
6. Empregar modelos mais avançados para as propriedades termodinâmicas e de transporte, permitindo a comparação com dados experimentais.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Abdul Mujeebu, M.; Abdullah, M. Z.; Abu Bakar, M. Z.; Mohamad, A. A.; Muhad, R. M. N.; Abdullah, M. K. **Combustion in porous media and its applications – A comprehensive survey**. Journal of Environmental Management vol. 90 (2009) p. 2287-2312, 2009. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Akbari, M. H.; Riahi, P. **Investigation of the structural and reactants properties on the thermal characteristics of a premixed porous burner**. Applied Energy vol. 87 (2010) p. 1433-1440, 2010. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 20 mar. 2013.

Barra, A. J.; Ellzey, J. L. **Heat recirculation and heat transfer in porous burners**. Combustion and Flame vol. 137 (2004) p. 230-241, 2004. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 06 mar. 2013.

Barra, A. J.; Diepvens, G.; Ellzey, J. L.; Henneke, M. R. **Numerical study of effects of material properties on flame stabilization in a porous burner**. Combustion and Flame vol. 134 (2003) p. 369-379, 2003. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 06 jan. 2014.

Brenner, G.; Pickenäcker, K.; Pickenäcker, O.; Trimis, D.; Wawrzinek, K.; Weber, T. **Numerical and Experimental Investigation of Matrix-Stabilized Methane/Air Combustion in Porous Inert Media**. Combustion and Flame vol. 123 (2000) p. 201-213, 2000. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Catapan, R. C.; Pereira, F. M.; Oliveira Júnior, A. A. M. **Development of a radiant porous burner with a combined thermal and fluidynamic mechanism of flame stabilization**. 18th International Congress of Mechanical Engineering (2005) p. 1-10, 2005.

Chen, J. H. **Petascale direct numerical simulation of turbulent combustion-fundamental insights towards predictive models**. Proceedings of the Combustion Institute vol. 33 (2011) p. 99-123, 2011. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 06 mar. 2013.

Chen, S.; Merriman, S.; Osher, S.; Smereka, P. **A simple level set method for solving Stefan problems**. Journal of Computational Physics vol. 135 (1997) p. 8-29, 1997. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 18 mar. 2013.

Coelho, P.; Costa, M. **Combustão**, 1ª ed., Edições Orion, Lisboa, 2007.

Degroot, C. T.; Straatman, A. G. **Closure of non-equilibrium volume-averaged energy equations in high-conductivity porous media**. International Journal of Heat and Mass Transfer vol. 54 (2011) p. 5039-5048, 2011. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Duchamp de Langeneste, L.; Pitsch, H. **A level-set approach to large eddy simulation of premixed turbulent combustion**. Center for Turbulence Research, Annual

Research Briefs 2000 p. 105-116, 2000. Disponível em: <<http://ctr.stanford.edu>>. Acesso em: 16 mar. 2012.

Duchamp de Langeneste, L.; Pitsch, H. **A numerical scheme for the large-eddy simulation of turbulent combustion using a level-set method**. Center for Turbulence Research, Annual Research 2002 p. 15-26, 2002. Disponível em: <<http://ctr.stanford.edu>>. Acesso em: 16 mar. 2012.

Farzaneh, M.; Ebrahimi, R.; Shams, M.; Shafiey, M. **Numerical simulation of thermal performance of a porous burner**. Chemical Engineering and Processing vol. 48 (2009) p. 623-632, 2009. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 10 jan. 2014.

Fu, X.; Viskanta, R.; Gore, J. P. **Measurement and correlations of volumetric heat transfer coefficients of cellular ceramics**. Experimental Thermal and Fluid Science vol. 17 (1998) p. 285-293, 1998.

Hackert, C. L.; Ellzey, J. L.; Ezekoye, O. A. **Combustion and Heat Transfer in Model Two-Dimensional Porous Burners**. Combustion and Flame vol. 116 (1999) p. 177-191, 1999. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 06 mar. 2013.

Hardesty, D. R.; Weinberg F. J., J. **Burners producing large excess enthalpies**. Combustion Science and Technology vol. 8 (1974) p. 201-214, 1974.

Hartman, D.; Meinke, M.; Shröder, W. **A level-set based adaptive-grid method for premixed combustion**. Combustion and Flame vol. 158 (2011) p. 1318-1339, 2011. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 30 abr. 2014.

Hashemi, S. A.; Nikfar, M.; Motaghedifard, R. **Experimental study of operating range and radiation efficiency of a metal porous burner**. (2013) p. 1-12, 2013. Disponível em: <<http://www.doiserbia.nb.rs>>. Acesso em: 19 mar. 2014.

Hayashi, T. C. **Multidimensional modelling and calculation of combustion in porous media**. Dissertação para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Mecânica. Ano de obtenção 2005. Disponível em: <<http://tede.ibict.br>>. Acesso em: 20 mar. 2013.

Herrmann, M. **Numerical simulation of turbulent Bunsen Flames with a level set flamelet model**. Combustion and Flame vol. 145 (2006) p. 357-375, 2006. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 30 abr. 2014.

Kaviany, M. **Principles of Heat Transfer in Porous Media**, 2^a ed., Springer-Verlag, New York, 1995.

Liñan, A. **The asymptotic structure of counterflow diffusion flames for large activation energies**. Acta Astronautica, vol. 1 (1974) p. 1007-1039, 1974. Disponível em: <<http://oa.upm.es>>. Acesso em: 09 mar. 2014.

Ma, Li-Zheng; Chomiak, J. **Asymptotic Flame Shapes And Speeds Of Hydrodynamically Unstable Laminar Flames**. Twenty-Seventh Symposium (International)

on Combustion/The Combustion Institute vol. 27 (1998), p. 545-553, 1998. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 16 mar. 2012.

Maliska, C. R. **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**, LTC – Livros Técnicos e Científicos Ed. SA., Rio de Janeiro, 1995.

Moraga, N. O.; Rosas, C. E.; Bubnovich, V. I.; Solari, N. A. **On predicting two-dimensional heat transfer in a cylindrical porous media combustor**. International Journal of Heat and Mass Transfer vol. 51 (2008) p. 302-311, 2008. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Mishra, S. C.; Steven, M.; Nemoda, S.; Talukdar, P.; Trimis, D.; Durst, F. **Heat transfer analysis of a two-dimensional rectangular porous radiant burner**. International Communications in Heat and Mass Transfer vol. 33 (2006) p. 467-474, 2006. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Mößbauer, S.; Pickenäcker, O.; Pickenäcker, K.; Trimis, D. **Application of the porous burner technology in energy- and heat-engineering**. Proceedings of the Fifth International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment (Clean Air V) vol. 1 (1999) p. 519-523, 1999.

Moureau, V.; Domingo, P.; Vervisch, L. **From Large-Eddy Simulation to Direct Numerical Simulation of a lean premixed swirl flame: Filtered laminar flame-PDF modeling**. Combustion and Flame vol. 158 (2011) p. 1340-1357, 2011. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Osher, S.; Fedkiw, R. **Level Set Methods and Dynamic Implicit Surfaces**, Springer-Verlag, New York, 2002.

Patankar, S. V. **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, McGraw Hill, New York, 1980.

Pereira, F. M. **Medição de características térmicas e estudo do mecanismo de estabilização de chama em queimadores porosos radiantes**. Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Mecânica. Ano de obtenção 2002. Disponível em: <<http://repositorio.ufsc.br>>. Acesso em: 20 mar. 2012.

Pereira, F. M. **Analysis of premixed flame structure within porous inert media and development of a level set model for numerical simulations**. Tese para obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Mecânica. Ano de obtenção 2009. Disponível em: <<http://repositorio.ufsc.br>>. Acesso em: 19 mar. 2013.

Pereira, F. M.; Oliveira, A. A. M.; Fachini, F. F. **Asymptotic analysis of stationary adiabatic premixed flames in porous inert media**. Combustion and Flame vol. 156 (2009) p. 152-165, 2009. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 01 mar. 2013.

Pereira, F. M.; Oliveira, A. A. M.; Fachini, F. F. **Validation of a subgrid model for porous burners simulations**. Special Topics & Reviews in Porous Media - An International Journal vol. 2 (2011) p. 91-100, 2011. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 10 jan. 2014.

Peters, N. **Turbulent Combustion**, Cambridge University Press, London, 2000.

Pitsch, H.; Duchamp de Lageneste, L. **Large-Eddy Simulation Of Premixed Turbulent Combustion Using A Level-Set Approach**. Proceedings of the Combustion Institute, vol. 29 (2002) p. 2001-2008, 2002. Disponível em: <<http://ctr.stanford.edu>>. Acesso em: 16 mar. 2012.

Poinsot, T. **Using Direct Numerical Simulations To Understand Premixed Turbulent Combustion**. Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute vol. 158 (1996) p. 219-232, 1996. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Poinsot, T.; Candel, S.; Trouvé, A. **Applications Of Direct Numerical Simulation To Premixed Turbulent Combustion**. Progress in Energy and Combustion Science vol. 21 (1996) p. 531-576, 1996. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Qiu, K.; Hayden, A. C. S. **Increasing the efficiency of radiant burners by using polymer membranes**. Applied Energy vol. 86 (2009) p. 349-354, 2009. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 10 mar. 2014.

Quintard, M; Kaviany, M; Whitaker, S. **Two-medium treatment of heat transfer in porous media: numerical results for effective properties**. Advances in Water Resources vol. 20 (1997) p. 77-94, 1997. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 27 mar. 2013.

Russo, G.; Smereka, P. **A Remark on Computing Distance Functions**. Journal of Computational Physics vol. 163 (2000) p. 51-67, 2000. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 16 mar. 2012.

Sahraoui, M.; Kaviany, M. **Direct simulation vs volume-averaged treatment of adiabatic, premixed flame in a porous medium**. International Journal of Heat and Mass Transfer vol. 37 (1994) p. 2817-2834, 1994. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Shu, Chi-Wang. **Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory schemes for hyperbolic conservation laws**. ICASE Report N° 97-65, November 1997, p. 1-78. Disponível em: <<http://ccam.xmu.edu.cn>>. Acesso em: 16 abr. 2013.

Sussman, M.; Smereka, P.; Osher, S. **A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow**. Journal of Computational Physics vol. 114 (1994) p. 146-159, 1994. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 16 mar. 2012.

Talukdar, P.; Mishra, S. C.; Trimis, D.; Durst, F. **Heat transfer characteristics of a porous radiant burner under the influence of a 2-D radiation field**. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer vol. 84 (2004) p. 527-537, 2004. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

Tan, Z.; Reitz, R. D. **An ignition and combustion model based on the level-set method for spark ignition engine multidimensional modeling**. *Combustion and Flame* vol. 145 (2006) p. 1-15, 2006. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 09 mar. 2013.

Takeno, T.; Sato, K. **An excess enthalpy flame theory**. *Combustion Science and Technology* vol. 20 (1979) p. 73-84, 1979.

Turns, S. R. **An Introduction to Combustion: Concepts and Applications**, 2^a ed., McGraw-Hill, New York, 2000.

Veersteg, H. K.; Malalasekera, W. **Introduction to Computational Fluid Dynamics**, Longman Scientific & Technical, Harlow, 1995.

Voss, S.; Mendes, M. A. A.; Pereira, J. M. C.; Ray, S.; Pereira, J. C. M.; Trimis D. **Investigation on the thermal flame thickness for lean premixed combustion of low calorific H₂/CO mixtures within porous inert media**. *Proceedings of the Combustion Institute* vol. 34 (2013) p. 3335-3342, 2013. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 09 jan. 2014.

Weinberg, F. J. **Combustion temperatures: the future?**. *Nature* 233 (1971) p. 239-241, 1971.

Wood, S.; Harris, A. T. **Porous burners for lean-burn applications**. *Progress in Energy and Combustion Science* vol. 34 (2008) p. 667-684, 2008. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com>>. Acesso em: 07 mar. 2013.

APÊNDICE A – MODELO LOCAL (SIMULAÇÃO NUMÉRICA DIRETA)

De acordo com Sahraoui e Kaviany (1994), Hackert et al. (1999), Moraga et al. (2008) e Chen (2011) a simulação numérica direta na combustão pré-misturada em meios porosos permite o estudo dos efeitos do escoamento e do transporte de calor e massa no nível dos poros sobre a estrutura da chama. A Figura A.1 mostra a estrutura dos poros em um meio poroso. As equações de conservação para a formulação da simulação numérica direta estão descritas abaixo.

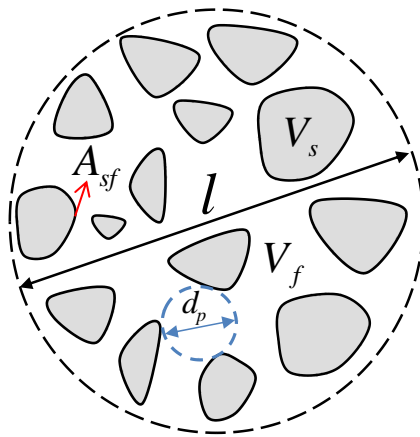


Figura A.1 - Estrutura dos poros em um meio poroso

Na Figura A.1 V_f é o volume do fluido, V_s é o volume do sólido, d_p é o diâmetro dos poros, l é dimensão linear e A_{sf} é a área entre sólido e fluido.

Conforme os autores a equação da continuidade é dada por:

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho_f \vec{u}) = 0 \quad (\text{A.1})$$

onde \vec{u} é o vetor velocidade local, avaliado em cada ponto.

A equação das espécies químicas é dada por:

$$\rho_f \frac{\partial Y_k}{\partial t} + \rho_f \vec{u} \cdot \vec{\nabla} Y_k = \vec{\nabla} \cdot (\rho_f D_k \vec{\nabla} Y_k) + \dot{\omega}_k \quad (\text{A.2})$$

onde D_k é o coeficiente de difusão mássica da espécie química k na mistura.

A equação da quantidade de movimento é dada por:

$$\rho_f \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_f \vec{u} \cdot \vec{\nabla} \vec{u} = -\vec{\nabla} p + \rho_f \vec{g} + \vec{\nabla} \cdot (\mu_f \vec{\nabla} \vec{u}) \quad (\text{A.3})$$

A equação da energia para a fase fluida é dada por:

$$\rho_f c_{p,f} \frac{\partial T_f}{\partial t} + \rho_f c_{p,f} \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T_f = \vec{\nabla} \cdot (k_f \vec{\nabla} T_f) + \dot{S}_f \quad (\text{A.4})$$

onde k_f é a condutividade térmica do fluido e \dot{S}_f é o termo fonte do fluido devido às reações químicas.

A equação da energia para a fase sólida é dada por:

$$\rho_s c_{p,s} \frac{\partial T_s}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (k_s \vec{\nabla} T_s) \quad (\text{A.5})$$

onde k_s é a condutividade térmica do sólido.

As condições de acoplamento na interface sólido-fluido, ou seja, em A_{sf} para a temperatura, fluxo de calor e fluxo de espécies químicas são dadas, respectivamente, por:

$$T_s = T_f \quad (\text{A.6})$$

$$\underbrace{k_s \hat{\mathbf{n}}_{sf} \cdot \vec{\nabla} T_s}_{\text{fluxo de calor do sólido}} = \underbrace{k_f \hat{\mathbf{n}}_{sf} \cdot \vec{\nabla} T_f}_{\text{fluxo de calor do fluido}} \quad (\text{A.7})$$

$$\hat{\mathbf{n}}_{sf} \cdot \vec{\nabla} Y_k = 0 \quad (\text{A.8})$$

onde $\hat{\mathbf{n}}_{sf}$ é o vetor unitário normal a interface apontando para o fluido.

Sahraoui e Kaviany (1994), Poinot (1996), Poinot et al. (1996), Hackert et al. (1999), Moraga et al. (2008), Chen (2011) e Moureau et al. (2011) afirmam que uma das restrições deste modelo é que sua aplicação é restrita a algumas geometrias simplificadas, além de dependerem de um tempo computacional elevado na obtenção dos resultados numéricos desejados.

APÊNDICE B – APROXIMAÇÃO ENO (ESSENCIALMENTE NÃO-OSCILATÓRIA)

Segundo Sussman et al. (1994) e Shu (1997) o método ENO consiste em uma interpolação polinomial essencialmente não-oscilatória dos dados para aproximar os gradientes da função G . Conforme os autores, um esquema Upwind de primeira ordem pode ser empregado para resolver numericamente a equação-G. Entretanto este esquema pode ser melhorado significativamente com o uso de uma aproximação mais exata para as derivadas ϕ_x^- ou ϕ_x^+ . A ideia básica do ENO é computar numericamente as derivadas utilizando funções de interpolação polinomiais de maior suavidade possível afim de evitar oscilações causadas por descontinuidades. Como é padrão com a interpolação polinomial de Newton as diferenças divididas de ordem zero de ϕ são definidas nos nós da malha e dada por:

$$D_i^0 \phi = \phi_i \quad (\text{B.1})$$

em cada nó da malha i (localizado em x_i). As primeira diferenças divididas de ϕ são definidas no ponto médio entre os nós da malha como:

$$D_{i+1/2}^1 \phi = \frac{D_{i+1}^0 \phi - D_i^0 \phi}{\Delta x} \quad (\text{B.2})$$

onde é assumido que a malha é uniformemente espaçada em Δx . Assim, as primeiras diferenças divididas são as aproximações das diferenças atrasada $\left(D_{i-1/2}^1 \phi \right)$ e adiantada $\left(D_{i+1/2}^1 \phi \right)$ das derivadas. As segundas diferenças divididas são definidas nos nós da malha como:

$$D_i^2 \phi = \frac{D_{i+1/2}^1 \phi - D_{i-1/2}^1 \phi}{2\Delta x} \quad (\text{B.3})$$

enquanto que as terceiras diferenças divididas,

$$D_{i+1/2}^3 \phi = \frac{D_{i+1}^2 \phi - D_i^2 \phi}{3\Delta x} \quad (\text{B.4})$$

são definidas no ponto médio entre os nós da malha.

As diferenças divididas são usadas para reconstruir um polinômio na forma:

$$\phi(x) = Q_0(x) + Q_1(x) + Q_2(x) + Q_3(x) \quad (\text{B.5})$$

que pode ser diferenciado e calculado em x_i para encontrar $(\phi_x^-)_i$ e $(\phi_x^+)_i$. Assim, diferenciando-se a equação (B.5) obtém-se:

$$\phi_x(x_i) = Q_1'(x_i) + Q_2'(x_i) + Q_3'(x_i) \quad (\text{B.6})$$

que pode ser usada para aproximar $(\phi_x^-)_i$ e $(\phi_x^+)_i$. Desta forma, define-se

$$Q_1(x) = \left(D_{k+\frac{1}{2}}^1 \phi \right) (x - x_i) \quad (\text{B.7})$$

e

$$Q_1'(x_i) = D_{k+\frac{1}{2}}^1 \phi \quad (\text{B.8})$$

onde $Q_1'(x_i)$ fornece uma diferença atrasada no caso de ϕ_x^- e adiantada no caso de ϕ_x^+ . Para encontrar ϕ_x^- inicia-se com $k = i - 1$, e para encontrar ϕ_x^+ inicia-se com $k = i$. Em outras palavras, esta interpolação polinomial é exatamente um Upwind de primeira ordem. Melhores resultados são obtidos quando incluem-se $Q_2'(x_i)$ e $Q_3'(x_i)$, os quais conduzem, respectivamente, a uma precisão de segunda e terceira ordem. É importante ressaltar que, se a variável ϕ apresentar uma variação suave são esperados pequenos valores para as diferenças divididas. Por outro lado, se ϕ variar de forma descontínua, como acontece com a equação-G, a tendência é obter valores mais elevados para as diferenças divididas.

No método ENO, compara-se $|D_k^2 \phi|$ com $|D_{k+1}^2 \phi|$ e escolhe-se a interpolação polinomial que possui menor variação. Com isto evita-se interpolações próximas a grandes variações da variável ϕ tais como descontinuidades ou gradientes elevados, pois estes podem conduzir a erros numéricos nas aproximações das derivadas. Assim, define-se

$$Q_2(x) = c(x - x_k)(x - x_{k+1}) \quad (\text{B.9})$$

e

$$Q_2'(x_i) = c(2(i - k) - 1)\Delta x \quad (\text{B.10})$$

com,

$$\begin{aligned} c = D_k^2 \phi \quad \text{e} \quad k^* = k - 1 \quad \text{se} \quad |D_k^2 \phi| \leq |D_{k+1}^2 \phi| \\ c = D_{k+1}^2 \phi \quad \text{e} \quad k^* = k \quad \text{diferente} \end{aligned} \quad (\text{B.11})$$

a qual nos conduz a uma correção de segunda ordem para ϕ_x . O parâmetro k^* não é utilizado pois, ele fica definido para ser empregado nos cálculos da correção de terceira ordem. Assim, define-se

$$Q_3(x) = c^* (x - x_{k^*}) (x - x_{k^*+1}) (x - x_{k^*+2}) \quad (\text{B.12})$$

e

$$Q_3'(x_i) = c^* \left(3(i - k^*)^2 - 6(i - k^*) + 2 \right) (\Delta x)^2 \quad (\text{B.13})$$

com,

$$\begin{aligned} c^* &= D_{k^*+1/2}^3 \phi & \text{se } \left| D_{k^*+1/2}^3 \phi \right| \leq \left| D_{k^*+3/2}^3 \phi \right| \\ c^* &= D_{k^*+3/2}^3 \phi & \text{diferente} \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

a qual nos conduz a uma correção de terceira ordem para ϕ_x .