

OK

CONSULTA
FD-3379

São Paulo
2003

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para obtenção do título de Mestre em
Engenharia.

APLICAÇÃO DAS ABORDAGENS INTEGRAL E
DIFERENCIAL À ANÁLISE DE DESEMPENHO DE
QUEIMADORES DE FORNOS PETROQUÍMICOS

MARCOS NOBORU ARIMA

MARCOS NOBORU ARIMA

APLICAÇÃO DAS ABORDAGENS INTEGRAL E
DIFERENCIAL À ANÁLISE DE DESEMPENHO DE
QUEIMADORES DE FORNOS PETROQUÍMICOS

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para obtenção do título de Mestre em
Engenharia.
Área de concentração:
Engenharia Mecânica.
Orientador:
Guenther Carlos Krieger Filho.

São Paulo
2003

Aos meus pais
Toshiniko e Teruko
e a minha namorada
Elisa.

Agradecimentos

Ao meu orientador Eng. Prof. Dr. Guenther Carlos Krieger Filho pela con-
fiança e pelas informações que muito me auxiliaram a entender a importância do
acoplamento entre a turbulência e as reações químicas.

À equipe do IPT/DME/AET pelo total apoio para a realização deste trabalho.

Ao Eng. Prof. Dr. Euryale Jorge Godoy de Jesus Zerbini que desde o meu
curso de graduação tem acompanhado e auxiliado os rumos da minha carreira de
engenheiro e pesquisador, sempre disposto a conversar e a fornecer valiosos conselhos.

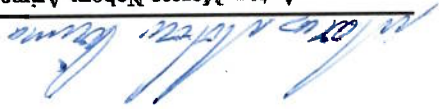
Ao Eng. Francisco Domingues Alves de Sousa que desde o meu período como
estagiário do IPT/DME/AET tem sido a principal influência na minha formação de
engenheiro e pesquisador.

A Comissão de Pós-Graduação da EPUSP

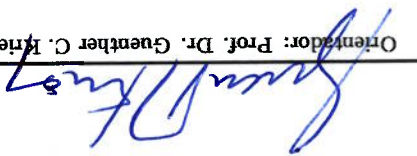
Conforme o Procedimento para a Edição Revisada de Teses e Dissertações, segue em anexo as 3 (três) vias da Errata referente à dissertação de mestrado intitulada: "APLICAÇÃO DAS ABORDAGENS INTEGRAL E DIFERENCIAL À ANÁLISE DE DESEMPENHO DE QUEIMADORES DE FORNOS PETROQUÍMICOS", apresentada no Departamento de Engenharia Mecânica da EPUSP no dia 09/04/2003 às 14h00.

São Paulo, 06 de maio de 2003

Autor: Marcos Noboru Arima
Nº USP: 1613214



Orientador: Prof. Dr. Guenther C. Krueger Filho



Errata

PÁGINA	LINHA	ONDE SE LÊ	LEIA-SE
6	20	excesso	excesso
25	equação 3.17	$\int_{A_1} \rho U_i d(A_1)_i$	$\int_{A_1} \rho U_j d(A_1)_j$
25	16	$\left(p - B_j x_j + \frac{1}{2} \rho U_i U_i \right)_{f,0}$	$\left(p \delta_{ij} - B_j x_j + \frac{1}{2} \rho U_j U_j \right)_{f,0}$
26	3	Sendo $p_{f,0}^*$ um campo conservativo	Considerando $\rho U_j U_j \gg \rho U_i U_j$, tem-se que $p_{f,0}^*$ é conservativo, portanto
26	7	(3.20)	(3.21)
31	equação 3.36	$h A_1 \sigma \left(\frac{T_g^4 - T_1^4}{4\sigma T_{g1}^4} \right)$	$h A_1 \sigma \left(\frac{T_g^4 - T_1^4}{4\sigma T_{g1}^3} \right)$
33	equação 3.37	$\left(\frac{h A_1}{4\sigma T_{g1}^4} \right)$	$\left(\frac{h A_1}{4\sigma T_{g1}^3} \right)$
54	equação 3.81	$\partial_j \left(2\mu S_{ij} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \partial_k U_k - \rho \overline{u_j' u_i'} \right)$	$\partial_j \left(2\mu S_{ij} - \frac{2}{3} \mu \partial_k U_k \delta_{ij} - \rho \overline{u_j' u_i'} \right)$
55	equação 3.82	$\mu_t \partial_i U_i$	$\mu_t \partial_k U_k$
55	equação 3.83	$\partial_j \left(2(\mu + \mu_t) S_{ij} - \frac{2}{3} \mu \partial_k U_k \delta_{ij} \right)$	$\partial_j \left(2(\mu + \mu_t) \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \partial_k U_k \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right)$
55	equação 3.85	$\partial_j \left(2\mu_{eff} S_{ij} - \frac{2}{3} \mu \partial_k U_k \delta_{ij} \right)$	$\partial_j \left(2\mu_{eff} \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \partial_k U_k \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right)$
103	Figura 5.1	VELOCIDADE	VELOCIDADE

Sumário

iii	Lista de Figuras
vi	Lista de Tabelas
viii	Lista de Abreviaturas
x	Lista de Símbolos
xvii	Resumo
xix	"Abstract"
1	1 INTRODUÇÃO
4	2 DESCRIÇÃO DO PROBLEMA
4	2.1 OBJETIVO
4	2.2 CARACTERÍSTICAS TECNOLÓGICAS DOS FORNOS PETROQUÍ- MICOS
5	2.2.1 Tipos de Utilização
5	2.2.2 Câmara de combustão
5	2.2.3 Tubos da Segão de Radiação
6	2.2.4 Segão de Convecção
6	2.2.5 Queimadores
11	2.3 CASO ESTUDADO
11	2.3.1 Equipamentos Ensaçados
14	2.3.2 Condições de Operação
15	3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS
15	3.1 REGIÕES DA FORNALHA
17	3.2 ADIMENSIONAIS
17	3.2.1 Thring & Newby
24	3.2.2 Parâmetro de Similaridade C_t
27	3.2.3 Número de "swirl"
28	3.2.4 Adimensionais do Modelo de 1 Zona de Gás de Hottel
43	3.3 DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL (CFD)
43	3.3.1 Solução do Sistema de Equações Discretizadas

44	3.3.2	Discretização de um escalar ϕ
47	3.3.3	Linearização de um escalar ϕ
48	3.3.4	Discretização e Linearização da Equação de Conservação da Quantidade de Movimento
49	3.3.5	Discretização da Equação da Continuidade
50	3.3.6	Acoplamento pressão-velocidade - método SIMPLE
51	3.3.7	Resíduos
52	3.3.8	Critério de Convergência
54	3.4	MODELOS DE TURBULENÇA
54	3.4.1	Modelos de 2 equações
63	3.4.2	Modelo "Reynolds Stress" (rsm)
68	3.4.3	Modelagem do Transporte de Energia e Massa
69	3.4.4	Modelagem do Escocamento Próximo às Paredes
73	3.5	MODELO DE ESCOAMENTO TURBULENTO REATIVO
82	3.6	MODELOS DE RADIAÇÃO
82	3.6.1	Equação da Transferência de Radiação (RTE)
85	3.6.2	Método de Ordenadas Discretas (DO)
91	3.6.3	Modelo de Soma de Gases Cinzentos (WSGGM)
95	4	DADOS UTILIZADOS
95	4.1	Dados Utilizados para Aplicação do Modelo
101	4.2	Dados Utilizados na Análise dos Resultados
102	5	APLICAÇÃO DOS MODELOS
102	5.1	Condições de Contorno
102	5.1.1	Superfície de Entrada do Ar de Combustão
103	5.1.2	Superfície de Entrada de Gás Natural
104	5.1.3	Superfície de Saída de Gases
105	5.1.4	Superfícies de Parede
108	5.2	Malha
108	5.2.1	Casos Isotérmicos
109	5.2.2	Casos Reativos
112	5.3	RESUMO DOS PARÂMETROS ADOTADOS
112	5.3.1	Modelos de Turbulência
112	5.3.2	Modelo de Escocamento Turbulento Reativo
113	5.3.3	Modelo de Radiação
114	6	RESULTADOS
114	6.1	Casos Isotérmicos
114	6.1.1	Grandezas Integrais
117	6.1.2	Perfis
181	6.2	Casos Reativos
181	6.2.1	Modelo de 1 Zona de Gás de Hottel
186	6.2.2	Grandezas Integrais
189	6.2.3	Grandezas pontuais

191	6.2.4	Perfis
193	7	ANÁLISE DOS RESULTADOS
193	7.1	Qualidade dos Dados Experimentais
193	7.1.1	Perfis de Velocidades
194	7.1.2	Perfis de Fração de Mistura
195	7.2	Casos Isotérmicos
195	7.2.1	Independência da malha
195	7.2.2	Número de "swirl" real
195	7.2.3	Perfis de velocidades
198	7.2.4	Perfis de fração de mistura
198	7.2.5	Similaridade do escoamento C045 em relação aos CR045
199	7.3	Casos Reativos
199	7.3.1	Modelo Integral: 1 Zona de Gás de Hottel
200	7.3.2	Modelos Diferenciais: Código Fluent
203	8	CONCLUSÕES
208		REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Lista de Figuras

7	2.1	Exemplos de fornos petroquímicos típicos.
8	2.2	Queimador de chama de difusão.
9	2.3	Queimador de chama de pré mistura de parede radiante.
10	2.4	Queimador dual óleo e gás.
12	2.5	Fornalha de teste da HTFS / NEL.
13	2.6	Queimador da HTFS / NEL.
16	3.1	Figura esquemática das regiões da fornalha.
22	3.2	Figura esquemática das regiões e variáveis utilizadas no modelo de um jato confinado de Thring e Newby [43]
24	3.3	Ilustração do jato confinado em uma câmara qualquer, utilizado para o desenvolvimento do parâmetro de similaridade C_t .
32	3.4	Ilustração das hipóteses adotadas e fluxos de calor considerados nas equações de balanço de energia e eficiência.
38	3.5	Regiões características de diversas aplicações de fornalhas delimitadas no gráfico da eficiência reduzida da fornalha (Q_f^*) em função da densidade reduzida de combustão (D') [28].
42	3.6	Efeito das perdas pelas paredes na eficiência de uma fornalha ($T_0^* = 1/8$) (Hottel, 1974).
45	3.7	Fluxograma de solução do "Segregated Solver"
46	3.8	Volume de controle utilizado para ilustrar a discretização da equação de transporte de um escalar ϕ
47	3.9	Volumes de controle unidimensionais
75	3.10	Erações molares em função da tração de mistura, calculadas utilizando o modelo de equilíbrio químico.
76	3.11	Ilustração do conceito de função densidade de probabilidade (PDF).
78	3.12	Forma da função β -PDF para duas condições de f e f_{12} .
80	3.13	Ilustração do pré processamento para construção das tabelas para as variáveis ϕ em função de f , f_{12} e h^* .
81	3.14	Ilustração gráfica das tabelas geradas no pré processamento das variáveis ϕ .
86	3.15	Sistema de coordenadas angulares
87	3.16	Alinhamento do sistema global de coordenada angular com as faces do volume de controle.

3.17	Ângulo de controle misto em um sistema global de coordenada angular desalinhado com as faces do volume de controle.	87
3.18	Intersecção da face de um volume de controle com a esfera representante do espaço angular tridimensional.	88
3.19	Fracionamento ("pixelation") de um ângulo de controle tridimensional.	89
3.20	Distribuição da fração do fluxo de radiação que deixa uma zona e chega a uma zona r pelos gases cinzentos do WSGGM.	92
5.1	Ilustração dos perfis de velocidades axiais e tangenciais na superfície de entrada de ar de combustão.	103
5.2	Esquema de distribuição dos volumes das malhas C045_1a, C045_1b, C045_1c e C045_2.	110
5.3	Esquema de distribuição dos volumes das malhas CR045_1 e CR045_2.	111
6.1	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -100\text{ mm}$	117
6.2	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -80\text{ mm}$	118
6.3	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -60\text{ mm}$	119
6.4	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -40\text{ mm}$	120
6.5	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -20\text{ mm}$	121
6.6	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 0\text{ mm}$	122
6.7	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 30\text{ mm}$	123
6.8	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 50\text{ mm}$	124
6.9	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 100\text{ mm}$	125
6.10	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 200\text{ mm}$	126
6.11	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 500\text{ mm}$	127
6.12	Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 1000\text{ mm}$	128
6.13	Perfil de velocidade axial do caso C045 ao longo do eixo axial.	129
6.14	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -100\text{ mm}$	130
6.15	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -80\text{ mm}$	131
6.16	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -60\text{ mm}$	132
6.17	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -40\text{ mm}$	133
6.18	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -20\text{ mm}$	134
6.19	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 0\text{ mm}$	135
6.20	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 30\text{ mm}$	136
6.21	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 50\text{ mm}$	137
6.22	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 100\text{ mm}$	138
6.23	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 200\text{ mm}$	139
6.24	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 500\text{ mm}$	140
6.25	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 1000\text{ mm}$	141
6.26	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -100\text{ mm}$	142
6.27	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -80\text{ mm}$	143
6.28	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -60\text{ mm}$	144
6.29	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -40\text{ mm}$	145
6.30	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -20\text{ mm}$	146
6.31	Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 0\text{ mm}$	147

- 6.32 Perfil de tração de mistura do caso C045 ao longo do eixo axial. 148
- 6.33 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -100 \text{ mm}$ 149
- 6.34 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -80 \text{ mm}$ 150
- 6.35 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -60 \text{ mm}$ 151
- 6.36 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -40 \text{ mm}$ 152
- 6.37 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -20 \text{ mm}$ 153
- 6.38 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 0 \text{ mm}$ 154
- 6.39 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 30 \text{ mm}$ 155
- 6.40 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 50 \text{ mm}$ 156
- 6.41 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 100 \text{ mm}$ 157
- 6.42 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 200 \text{ mm}$ 158
- 6.43 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 500 \text{ mm}$ 159
- 6.44 Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 1000 \text{ mm}$ 160
- 6.45 Perfil de velocidade axial do caso C225 ao longo do eixo axial. 161
- 6.46 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -100 \text{ mm}$. 162
- 6.47 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -80 \text{ mm}$. 163
- 6.48 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -60 \text{ mm}$. 164
- 6.49 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -40 \text{ mm}$. 165
- 6.50 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -20 \text{ mm}$. 166
- 6.51 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 0 \text{ mm}$ 167
- 6.52 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 30 \text{ mm}$ 168
- 6.53 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 50 \text{ mm}$ 169
- 6.54 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 100 \text{ mm}$. 170
- 6.55 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 200 \text{ mm}$. 171
- 6.56 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 500 \text{ mm}$. 172
- 6.57 Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 1000 \text{ mm}$. 173
- 6.58 Perfil de tração de mistura do caso C225 no plano $x = -100 \text{ mm}$ 174
- 6.59 Perfil de tração de mistura do caso C225 no plano $x = -80 \text{ mm}$ 175
- 6.60 Perfil de tração de mistura do caso C225 no plano $x = -60 \text{ mm}$ 176
- 6.61 Perfil de tração de mistura do caso C225 no plano $x = -40 \text{ mm}$ 177
- 6.62 Perfil de tração de mistura do caso C225 no plano $x = -20 \text{ mm}$ 178
- 6.63 Perfil de tração de mistura do caso C225 no plano $x = 0 \text{ mm}$ 179
- 6.64 Perfil de tração de mistura do caso C225 ao longo do eixo axial. 180
- 6.65 Pontos de operação dos casos reativos no modo central radial locali-
zados no gráfico Q^g/d x D^g/d do caso CR000_400_20. 184
- 6.66 Pontos de operação dos casos reativos no modo central radial localiza-
dos no gráfico η_i/d x D^g/d dos casos CR000_400_05 e CR225_400_20. 185
- 6.67 Perfil de fluxo de calor líquido recebido pelas camisas d'água. 191
- 6.68 Perfil de fluxo de calor líquido recebido pelas camisas d'água. 192

Lista de Tabelas

2.1	Condições nominais de operação dos ensaios reativos e suas respectivas siglas de identificação.	14
4.1	Umidade do ar na entrada do ventilador de ar de combustão.	95
4.2	Composição do ar de combustão.	96
4.3	Composição e propriedades do gás natural.	97
4.4	Composição e propriedades de produtos de combustão do gás natural.	98
4.5	Emissividades das paredes internas da câmara de combustão.	99
4.6	Principais variáveis de entrada das simulações de 1 Zona de Gás de Hotel para os casos reativos no modo central radial.	100
4.7	Perfis radiais das variáveis medidas e suas respectivas posições axiais.	101
5.1	Condições de contorno de velocidade para a superfície de entrada de ar de combustão.	104
5.2	Modelos de turbulência testados.	112
6.1	Vazão mássica do caso C045 (kg/s).	115
6.2	Força devido ao fluxo axial de quantidade de movimento do caso C045 (N).	115
6.3	Torque devido ao fluxo axial de momento da quantidade de movimento-tangencial do caso C045 ($N \cdot m$).	116
6.4	Número de swirl do caso C045.	116
6.5	Variáveis do modelo de 1 Zona de Gás de Hotel aplicado aos casos reativos no modo central radial, potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 5%.	182
6.6	Variáveis do modelo de 1 Zona de Gás de Hotel aplicado aos casos reativos no modo central radial, potência nominal de 400 kW e 300 kW, e excesso de ar de 20% e 5%, respectivamente.	183
6.7	Potência total líquida transferida para as camisas d'água.	187
6.8	Rendimento térmico da fornalha.	188
6.9	Valor de pico do fluxo de calor total líquido transferido para as camisas d'água e sua respectiva posição.	190

Lista de Abreviaturas

Abreviatura	Significado
AC	razão ar combustível
AC st	razão ar combustível estequiométrica
AET	Agrupamento de Engenharia Térmica
AMG	“Algebraic Multgrid”
CFD	Dinâmica dos Fluidos Computacional
C045	Condição de operação do caso isotérmico com número de “swirl” nominal igual a 0,45
C225	Condição de operação do caso isotérmico com número de “swirl” nominal igual a 2,25
CR	Central radial
CR000_300_20	Condição de operação do caso reativo com número de “swirl” nominal igual a 0,00, potência nominal de 300 kW e excesso de ar de 5%
CR000_400_05	Condição de operação do caso reativo com número de “swirl” nominal igual a 0,00, potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 5%
CR000_400_20	Condição de operação do caso reativo com número de “swirl” nominal igual a 0,00, potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 20%
CR045_400_05	Condição de operação do caso reativo com número de “swirl” nominal igual a 0,45, potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 5%
CR090_400_05	Condição de operação do caso reativo com número de “swirl” nominal igual a 0,90, potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 5%
CR225_400_05	Condição de operação do caso reativo com número de “swirl” nominal igual a 2,25, potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 5%
CR225_400_20	Condição de operação do caso reativo com número de “swirl” nominal igual a 2,25, potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 20%
CR225_300_05	Condição de operação do caso reativo com número de “swirl” nominal igual a 2,25, potência nominal de 300 kW e excesso de ar de 05%

Ordenadas discretas	DO
dados experimentais medidos ou, a dados médios entre os calores de exp_n e exp_p	exp
dados experimentais referentes aos semi eixo radial negativo da fornalha	exp_n
dados experimentais referentes aos semi eixo radial positivo da fornalha	exp_p
Instituto de Pesquisas Tecnológicas	IPT
Modelo de turbulência $k - \epsilon$ std	ke
Modelo de turbulência $k - \epsilon$ rz	riz
Modelo de turbulência $k - \epsilon$ rng	rng
Modelo de turbulência de transporte das tensões de Reynolds	rsm
Poder calorífico inferior	PCI
reator perfeitamente misturado	PSR
equação de transferência de radiação	RTE
Modelo da soma de gases cinzentos	WSGGM

Lista de Símbolos

Símbolo	Definição	Unidade
a_{nb}	coeficientes linearizados de ϕ_{nb}	kg/s
a_p	coeficiente linearizado de ϕ_p , dada pela equação 3.62	kg/s
A_0	área das aberturas, para o ambiente externo, da parede	m^2
A_1	área das superfícies sorvedouras	m^2
$(A_f)_i$	área da face f perpendicular a direção i	m^2
A_r	área da superfície refratária	m^2
A_T	área total da superfície interna (carga + refratário) da fornalha	m^2
$c_{p,m}$	calor específico médio dos produtos de combustão entre T_0 e T_s	J/(kg · K)
C	fração da área total pertencente à superfície da carga,	-
$C = \frac{A_1}{A_T}$		
C_{ij}	termo de convecção de $u_i^* u_j^*$	kg/(m ³ s)
C_T	Parâmetro de similaridade entre jatos desenvolvidos por Becker; Hottel; Williams [6]	-
D'	densidade reduzida de combustão	-
D_L^*	termo de difusão molecular de $u_i^* u_j^*$	kg/(m ³ s)
D_T^*	termo de difusão turbulenta de $u_i^* u_j^*$	kg/(m ³ s)
E_{refr}	espessura da parede refratária	m
E	energia total específica	J/kg
f	fração de mistura	-
$\frac{f}{f}$	média temporal da fração de mistura	-
$\frac{f}{f_2}$	média temporal do quadrado da flutuação de f	-
$f_1(\eta)$	função de distribuição radial da fração molar do fluido que sai do bocal de um jato	-
$f_1(\eta) = Y/Y_c$		-
$f_2(\eta)$	função de distribuição radial da velocidade axial de um jato	-
$f_2(\eta) = U/U_c$		-
F_{G0}	fator de forma entre o interior da fornalha e o ambiente externo	-

F_{r1}	fator de forma entre a superfície refratária e a superfície sorvedoura	-
F_{ij}	termo de produção de \underline{u}_i^j devido à rotação do sistema	$kg/(m^3 s^3)$
$\underline{gs1}$	área direta de troca de calor entre o volume de gás e a superfície sorvedoura,	m^2
\underline{gsr}	área direta de troca de calor entre o volume de gás e a superfície refratária,	m^2
G_0	integral do fluxo de quantidade de movimento na seção de saída do bocal de um jato	$kg \cdot m/s^2$
G_b	termo fonte de energia cinética turbulenta devido às forças de campo	$kg/(m^3 s^3)$
G_{ij}	termo de produção de \underline{u}_i^j devido às forças de campo	$kg/(m^3 s^3)$
G_x	fluxo axial de quantidade de movimento axial	$kg/(m^2 s^2)$
G_r	termo fonte de energia cinética turbulenta devido ao gradiente de velocidade média	$kg/(m^3 s^3)$
\underline{GS}	área global de troca de calor por radiação	m^2
\underline{GSrc}	área efetiva de troca de calor em uma fornalha	m^2
G_θ	fluxo axial do momento de quantidade de movimento tangencial	kg/s^2
J_f	vazão mássica que atravessa a face f	kg/s
h	coeficiente de troca de calor por convecção entre os gases da fornalha e a superfície sorvedoura	$W/(m^2 K)$
h^*	entalpia específica	J/kg
$h_{cr,o}$	coeficiente de troca de calor por convecção e radiação na superfície externa da parede refratária	$W/(m^2 K)$
h_i	coeficiente de troca de calor por convecção na superfície interna da parede refratária	$W/(m^2 K)$
H_P	potência introduzida na fornalha através da entalpias associadas à combustão e às vazões de ar de combustão e combustível	W
$I_{b,n}$	intensidade de radiação espectral emitida por um corpo negro	$W/(m^2 str)$
$I_{n,s}$	intensidade de radiação total	$W/(m^2 str)$
$I_{n,s}$	intensidade de radiação espectral	$W/(m^2 str)$
k	energia cinética turbulenta	$(m/s)^2$
$k_{n,s}$	coeficiente de absorção espectral na direção s	$1/m$
$k_{p,n,s}$	coeficiente de absorção espectral na direção s energia cinética turbulenta no ponto P , centro da célula adjacente à parede	$1/(Pam)$
k_p	energia cinética turbulenta no ponto P , centro da célula adjacente à parede	$(m/s)^2$
K_{12}	coeficiente,	-
K_{12}	$K_{12} = \int_0^\infty 2\eta f_1(\eta) f_2(\eta) d\eta$	-
K_{22}	coeficiente,	-

$Q_{rc,12n}$	valor obtido através do modelo de 1 Zona de Gás pa- ra a taxa de calor total (radiação + convecção) líquida transferida para as camisas d'água	W
Q_{ref}	calor perdido para o ambiente externo através das su- perfícies refratárias de uma fornalha	m
r	distância radial em relação ao eixo de simetria do jato axial	m
Re_t	número de Reynolds turbulento, $(\rho k^2)/(\epsilon \mu)$	-
R_T	fator de elevação da temperatura da superfície sorvedou- ra (carga), $R_T = \frac{T_{1,o} - T_{1,i}}{T_{1,o} + T_{1,i}}$	-
R_0	raio do bocal através do qual um jato isotérmico emerge	m
R_0	raio do bocal através do qual um jato isotérmico, de densidade ρ_f , emerge com a mesma vazão mássica e flu- xo de quantidade de movimento que o jato reativo, de densidade ρ_0	m
R_1	raio da câmara de seção circular constante na qual um jato está confinado	m
ξ	versor da direção da intensidade de radiação	-
S	número de "swirl"	-
S	módulo do tensor taxa de deformação, $S = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}}$	$1/s$
S_{ij}	tensor taxa de deformação, $S_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_j U_i + \partial_i U_j)$	$1/s$
$S^C V$	contribuição da parte constante do termo fonte, equa- ção 3.63, e da condição de contorno	$kg/(s m^3)$
$S^P V$	contribuição da parte variável do termo fonte, equa- ção 3.63, e da condição de contorno	$kg/(s m^3)$
S_ϕ	coeficiente do termo fonte do escalar ϕ	m^2
s_{ps1}	área direta de troca de calor entre a superfície refratária e a superfície sorvedoura,	m^2
T^*	temperatura reduzida de parede $s_{ps1} = A_r \cdot F_{r1} \cdot (1 - \epsilon_g(T_{m,1}))$	-
T_0	temperatura de referência considerada igual a do ambi- ente	K
T_0'	temperatura reduzida do ambiente	-
T_1	temperatura média da superfície sorvedoura (carga) de uma fornalha	K
T_1'	temperatura reduzida da superfície sorvedoura	-
$T_{1,i}$	temperatura da superfície do tubo na entrada da carga	K
$T_{1,o}$	temperatura da superfície do tubo na saída da carga	K

T_f	temperatura característica da chama de difusão turbu- lenta	K
T_F	pseudo-temperatura adiabática de chama	K
T_g	temperatura média de radiação dos gases da fornalha	K
T_g^*	temperatura reduzida dos gases da fornalha	-
T_g	temperatura de saída dos produtos de combustão da for- nalha	K
T_p	temperatura da célula adjacente à parede	K
T_w	temperatura da parede	K
$\frac{u_1^2}{2}$	média temporal do quadrado da flutuação da velocidade na direção axial	$(m/s)^2$
$\frac{u_1 u_j}{2}$	média temporal da correlação das flutuações de veloci- dade nas direções axial e tangencial	$(m/s)^2$
$\frac{u_1^2}{2}$	média temporal do quadrado da flutuação da velocidade na direção i	$(m/s)^2$
$\frac{u_i u_j}{2}$	média temporal da correlação das flutuações de veloci- dade nas direções i e j	$(m/s)^2$
U	média temporal da velocidade axial	m/s
\bar{U}	velocidade média sensibilizada pela pressão	m/s
U^{cin}	velocidade cinética média	m/s
U^{din}	velocidade dinâmica média	m/s
U_i	componente da média temporal da velocidade na direção i	m/s
U_0	média temporal da velocidade axial na seção de saída do bocal de um jato	m/s
V	volume da célula	m^3
W	média temporal da velocidade tangencial	m/s
x	distância axial em relação à seção de saída do bocal em um jato qualquer;	m
$x_{max,exp}$	valor experimental da posição de pico do fluxo de calor total líquido recebido pelas camisas d'água	m
$x_{max,flu}$	valor de simulação da posição de pico do fluxo de calor total líquido recebido pelas camisas d'água	m
x_0	distância axial em relação a seção de saída do bocal na qual todo o fluido circundante proveniente do ambiente externo entrou no jato	m
x_∞	distância axial, em relação a seção de saída do bocal, na qual o jato atinge a parede da câmara de confinamento	m
X	tração mássica média do fluido que emerge do bocal de um jato	-
X_j	tração mássica do espécie química j	-
X_0	tração mássica média do fluido que emerge do bocal de um jato na seção de saída deste	-

			X_c	fracção mássica média do fluido que emerge do bocal de um jato na linha de centro deste	y	distância em relação à parede	m
				fracção molar média do fluido que emerge do bocal de um jato	y_p	distância entre a parede e o centro da célula adjacente à esta	m
				espessura da subcamada viscosa	y_n	altura da célula adjacente à parede	m
				espessura adimensionalizada da subcamada viscosa	y_n^*		
				fracção molar média do fluido que emerge do bocal de um jato na secção de saída deste	Y		
				fracção molar média do fluido que emerge do bocal de um jato na linha de centro deste	Y_0		
				fracção mássica do elemento químico k na entrada de oxidante	Z_k		
				fracção mássica do elemento químico k na entrada de combustível	Z_{kF}		
				absorvidade espectral direcional	$\alpha_{\eta,s}$		
				coeficiente de expansão térmica	β		
				coeficiente de extinção do feixe de radiação na direcção s	$\beta_{\eta,s}$		
				coeficiente de difusão do escalar ϕ	Γ_ϕ		
				δ de Kronecker	δ_{ij}		
				temperatura de afastamento,	Δ		
				$\Delta = T_s - T_g$	Δ'		
				temperatura reduzida de afastamento da condição de PSR,	ϵ		
				taxa de dissipação de energia cinética turbulenta	ϵ		
m^2/s^3				termo de dissipação de $u_i' u_j'$	ϵ_{ij}		
				emissividade da superfície refratária	ϵ_1		
				emissividade dos gases	ϵ_g		
				emissividade do gás em função do comprimento médio do feixe de radiação entre o volume de gás e a superfície sorvedoura	$\epsilon_g(L_{m,r})$		
				emissividade do gás em função do comprimento médio do feixe de radiação entre o volume de gás e a superfície refratária	ϵ_w		
				emissividade espectral direcional	$\epsilon_{\eta,s}$		
				coordenada transversal adimensional de um jato	η		
				$\eta = r/x$			
				número de onda	η		
$1/m$							

η	eficiência térmica da fornalha	-
η_{exp}	valor experimental da eficiência térmica da fornalha	%
η_{Flu}	valor da eficiência térmica da fornalha obtido através dos modelos do Fluent	%
η_{IZn}	valor da eficiência térmica da fornalha obtido através do modelo de I Zona de Gás	%
η^*	coordenada transversal adimensional de um jato	-
$\eta^* = y/l$		
λ	condutividade térmica	W/(mK)
λ_{eff}	condutividade térmica efetiva	W/(mK)
λ_t	condutividade térmica turbulenta	W/(mK)
μ	viscosidade molecular	kg/(ms)
$\mu_{k,eff}$	coeficiente do termo de difusão de k	kg/(ms)
μ_{eff}	viscosidade efetiva	kg/(ms)
μ	viscosidade turbulenta	kg/(ms)
ν	viscosidade cinemática	m ² /s
ρ_0	massa específica do fluido na seção de saída do bocal de um jato	kg/m ³
ρ_f	massa específica chama de difusão turbulenta	kg/m ³
ρ_{uf}	fluxo de massa através da face f	kg/s
ϕ	tração mássica do escalar conservativo ϕ	kg/kg
ϕ	ângulo azimutal	rad
ϕ_f	valor de ϕ na face f	kg/kg
ϕ_{ij}	termo pressão deformação	kg/(m ³)
$\phi_{ij,1}$	termo pressão deformação lenta	kg/(m ³)
$\phi_{ij,2}$	termo pressão deformação rápida	kg/(m ³)
$\phi_{ij,w}$	termo pressão deformação devido à presença da parede	kg/(m ³)
ϕ_P	valor de ϕ no ponto P	kg/kg
Φ_n	função de fase de espalhamento que descreve a probabilidade de um raio de direção ξ_i ser espalhado para a direção ξ	1/str
θ	ângulo polar	rad
θ_r	parâmetro de Thring & Newby,	-
σ_{sn}	coeficiente de espalhamento do feixe de radiação	1/m
$(T_{ij})_{eff}$	tensor das tensões	kg/(m ²)
$T_{\eta,3}$	espessura ótica espectral na direção ξ	-

Resumo

O objetivo desta dissertação é aplicar as abordagens integral e diferencial à análise de desempenho de um determinado conjunto de queimador e forno petroquímico. Estas abordagens foram aplicadas a diversas condições operacionais que incluíram variações de: potência fornecida, excesso de ar e número de "swirl". Somente os aspectos relativos à câmara de combustão foram considerados neste trabalho. Portanto, os fenômenos que ocorrem no interior dos tubos foram excluídos. O modelo integral adotado neste trabalho foi o de 1 Zona de Gás de Hottel [1, 28]. O código diferencial utilizado foi o do programa de dinâmica dos fluidos computacional (CFD) FLUENT 5.5.

As informações fornecidas pelas abordagens integral e diferencial, assim como sua utilidade e necessidade foram discutidas. Os fornos petroquímico foram apresentados através de sua classificação quanto ao aspecto construtivo e tipo de serviço, e através da descrição de seus principais componentes. Os fenômenos envolvidos na câmara de combustão: turbulência, radiação e reação química foram descritos através de seus respectivos modelos. As técnicas numéricas de solução destes modelos também foram apresentadas.

O caso estudado corresponde ao da fornalha da HTFS / NEL, cujos aparatos e resultados experimentais e de simulação numérica estão descritos nas referências [11, 33, 34]. A fornalha estudada é composta por uma câmara cilíndrica vertical com 1 m de diâmetro interno e 3 m de altura. As paredes desta fornalha foram revestidas por seis camisas d'água. O queimador, que utilizou gás natural, estava instalado na soleira. Além dos dados experimentais desta fornalha, os dados experimentais de um modelo isotérmico também foram utilizados. Este modelo isotérmico foi obtido através da aplicação do critério de Thring;Newby [43], conforme referências [8, 9]. Os dados experimentais utilizados nesta dissertação foram: o campo de velocidades, os fluxos de calor total em cada camisa d'água e a temperatura de saída dos gases efluentes. Utilizando estes dados experimentais como referências, diversas variações de modelos diferenciais e integrais foram analisadas. As variações dos modelos diferenciais incluíram refinamento da malha e modelos de turbulência. Esta análise permitiu alterações a respeito da confiabilidade e da faixa de aplicação dos modelos diferenciais e integrais.

A principal conclusão deste trabalho foi que o modelo integral representa a taxa de calor transferida para a parede melhor do que o modelo diferencial. Contudo, esta conclusão é específica para os casos estudados e não pode ser generalizada para outros. Esta conclusão é específica porque o desempenho do modelo diferencial foi

limitado pelo modelo numérico utilizado e pela inadequação das medições experimentais e critérios de similaridade do escoamento.

“Abstract”

The aim of this MSc thesis is to apply the integral and differential approaches to the analysis of performance of a specific set of burner and fired furnace. These approaches were applied to several operational conditions that included variations of: power supply, excess air and swirl number. Only the aspects related to the combustion chamber were considered in this work. Therefore, the phenomena inside the tubes were excluded. The integral model adopted in this work was the Hotte's 1 Zone Gas [1, 28]. The differential code used was the computational fluid dynamics (CFD) program FLUENT 5.5.

The information supplied by the integral and differential approaches, as well as its utility and necessity were discussed. The fired furnaces were presented through their classification, according to design and types of services, and also through the description of their main components. The phenomena involved in the combustion chamber: turbulence, radiation, and chemical reaction were described through their respective models. The numerical solution techniques of these models were also presented.

The studied case corresponds to the HTFS/NEL furnace, whose facilities and experimental results were described in the references [11, 33, 34]. The studied furnace is composed of a cylindrical chamber with 1 m in diameter and 3 m height. The walls of this furnace were cooled by six water jackets. The burner, that used natural gas, was mounted on the floor. Besides the experimental data of this furnace, experimental data of an isothermal model were also utilized. This isothermal model was obtained by applying the criterion of Thring; Newby [43], according to reference [8, 9]. The experimental data utilized in this MSc thesis were: velocity field, total heat flux in each water jacket and flue gas temperature. Using these experimental data as reference, several differential and integral models variations were analyzed. The differential model variations included grid refinement and turbulence models. This analysis allowed statements concerning the reliability and the applications range of the integral and differential models to be made.

The main conclusion of this work was that the integral model predict the wall heat flux better than the differential model. However, this conclusion is specific to the studied cases and can not be generalized to others. This conclusion is specific because the performance of the differential model was limited by the numerical models used and by the inadequacies of experimental measurements and flow similarity criteria.

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Este trabalho tem como motivação a crescente demanda que o Agrupamento de Engenharia Térmica do IPT vem recebendo no sentido de melhorar o desempenho dos fornos petroquímicos. Estes equipamentos são formados por câmaras de combustão de paredes refratárias, havendo na frente destas paredes ou no centro da câmara fileiras de tubos por onde escoa a carga a ser aquecida (vide item 2.2). Com isto, é possível perceber que existem dois conjuntos de processos responsáveis pelo desempenho dos fornos petroquímicos: os processos que ocorrem no interior dos tubos, e os que ocorrem no exterior dos tubos, câmara de combustão.

O principal problema no interior dos tubos é a formação de uma camada de coque que adere à parede e é responsável pelo aumento da resistência térmica e da perda de carga. No caso da manutenção da produção do forno, esta camada de coque provoca a elevação da temperatura de parede do tubo, o que pode levar a sua ruptura devido à alteração das propriedades mecânicas do material, e a necessidade de pressões mais elevadas na entrada dos tubos. Quando o depósito de coque na parede do tubo torna-se crítico, é necessário parar a operação do forno para limpeza (processo de decoquificação). Portanto, quanto menor a taxa de deposição de coque, menor será a frequência destas paradas e maior será a produtividade do forno.

A temperatura de parede é o principal fator que influencia a taxa de deposição de coque. Assim, considerando que exista uma temperatura de parede cuja taxa de deposição seja operacionalmente admissível, o valor máximo do perfil de temperatura na superfície do tubo não deve ultrapassar esta temperatura. Portanto, para um dado valor máximo de temperatura, quanto maior a uniformidade do perfil desta na parede do tubo, maior será a taxa de calor total transferida para a carga e, consequentemente, maior a produtividade do forno. O perfil de temperatura é conseqüência do perfil de fluxo de calor no tubo que, por sua vez, é determinado pelo arranjo geométrico dos tubos e pelo perfil de reação da chama. O perfil de reação da chama, para uma determinada fornalha, é controlado pelo queimador, que é o

equipamento responsável pela injeção de combustível e comburentes nas proporções, velocidades e posições adequadas.

Desta argumentação, é possível perceber que o processo de combustão é o principal responsável pela produtividade de um forno petroquímico, sendo assim, a maior dificuldade deste processo é o caminho natural para melhorar o desempenho destes equipamentos. Em função da modificação a ser implementada, são necessários determinados tipos de informações e ferramentas de análise e predição. Neste trabalho, de forma semelhante a Weber [44], os tipos de informações serão classificadas na seguinte forma:

primeira ordem: valores estimados para comprimento, forma e temperatura da chama e taxa de calor total líquida transferida para a carga.

segunda ordem: perfis de fluxo de calor total líquido transferido para as paredes, temperatura e concentrações de O_2 e combustível não convertido.

terceira ordem: campos de concentrações de NO_x , CO , SO_x e HC (espécies importantes em termos de emissão de poluentes e estabilidade da chama).

As informações de primeira ordem são necessárias quando se deseja fazer uma análise simplificada sobre um forno. Esta análise é útil quando o usuário precisa analisar as propostas de diversos fornecedores ou durante a fase de pré projeto. Para estes casos, é necessário conhecer os seguintes valores típicos: fluxos de calor para as paredes, taxas volumétricas de combustão, as razões entre as dimensões da câmara de combustão, os adimensionais taxa reduzida de combustão e eficiência reduzida de combustão do método de 1 Zona de Gás de Hotel (item 3.2.4), e os adimensionais: θ_r , de Thring; Newby [43]; ou Ct , de Becker; Hottel; Williams [6].

Ainda hoje, as principais ferramentas numéricas utilizadas na análise dos fornos petroquímicos são as baseadas nos métodos de Hotel e Lobo [1, 24-30, 32, 35, 38], como por exemplo, o programa FHR da HTFS. Apesar do rigor fenomenológico e matemático no tratamento da transferência de calor por radiação, estes métodos são bastante empíricos no tratamento da chama. Para que estas ferramentas forneçam informações de segunda ordem, é necessário caracterizar o perfil de reação utilizando equações algébricas validadas para a determinada geometria de câmara de combustão, queimador, combustível e condição de operação ou utilizar experimentos, como por exemplo, modelos em escala reduzida. Estes dois tipos de abordagem foram usados por Arima [3] e Sousa; Arima [42]. Dito isto, é possível perceber que as ferramentas baseadas nos métodos de Hotel e Lobo [1, 24-30, 32, 35, 38] são úteis para garantir o funcionamento de uma modificação do processo de combustão somente quando existem: um banco de dados de situações semelhantes que garantam a validade das equações algébricas utilizadas; ou a possibilidade de construção de modelos em escala reduzida. No caso da falta destes recursos, estes métodos servem

apenas para avaliação de desempenho e indicação de qual seria o perfil de reação desejado.

Uma outra classe de ferramentas, que nas últimas décadas tem sido muito estudada no mundo acadêmico, mas que efetivamente é pouco utilizada pelos fabricantes, consultores e usuários de fornos petroquímicos, são as ferramentas CFD. Existe, atualmente, uma grande diversidade de modelos e códigos CFD, no entanto, a documentação a respeito da confiabilidade e aplicação destes modelos a equipamentos reais é muito superficial. Teoricamente, estas ferramentas são capazes de fornecer informações de segunda ordem com um banco de dados ou um número de experimentos bem menor que o necessário para os métodos de Hottel e Lobo [1, 24-30, 32, 35, 38]. No caso de informações de terceira ordem, as ferramentas CFD ainda são pouco confiáveis, sendo frequentemente utilizadas em conjunto com códigos de cinética química detalhada, como por exemplo, o CHEMKIN, ou experimentos em diversas escalas [4, 12, 31].

Capítulo 2

DESCRIÇÃO DO PROBLEMA

2.1 OBJETIVO

Este trabalho tem como objetivo aplicar as abordagens integral e diferencial à análise de desempenho de um determinado conjunto de queimador e forno petroquímico. Obtendo, assim, indicações a respeito da confiabilidade destas abordagens, suas faixas de aplicação e informações que podem fornecer.

Somente os aspectos que ocorrem no interior da câmara de combustão fazem parte do escopo deste trabalho. Estão excluídos, portanto, os fenômenos que ocorrem no interior dos tubos.

2.2 CARACTERÍSTICAS TECNOLÓGICAS DOS FORNOS PETROQUÍMICOS

Os fornos petroquímicos, juntamente com as caldeiras, são responsáveis por mais de 75% do combustível queimado em uma petroquímica [22]. Segundo Garg [21], o consumo específico típico para o processamento de petróleo cru é cerca de 0,32 MMBtu/bbl (2.124 MJ/m^3 de petróleo cru) no caso de uma refinaria de 200.000 bpd ($31.797 \text{ m}^3/\text{dia}$). Isto equivale a uma consumo de energia de 2.667 MMBtu/h (782 MW). Um aumento de eficiência de 1% para este caso, equivale a uma economia de cerca de US\$600.000/ano. Plantas de grande porte de etileno (23,2 MJ/kg de etileno) e amônia (30,1 MJ/kg de amônia) consomem a mesma ordem de energia.

2.2.1 Tipos de Utilização

Os fornos petroquímicos podem ser classificados quanto à utilização como sendo aquecedores ou reatores. Os principais tipos de fornos aquecedores são os pré aquecedores de carga e referveadores de torres fracionadoras e, os aquecedores de carga de reatores e de óleo térmico. Os fornos de pirólise e de reforma são exemplos típicos de fornos reatores.

2.2.2 Câmara de Combustão

Os fornos petroquímicos são formados por câmaras de combustão de paredes refratárias (tijolos, concreto ou fibra cerâmica) com espessuras de aproximadamente: 5", para as paredes da seção de convecção e paredes da seção de radiação protegidas por tubos; e 6" a 8", para as paredes da seção de radiação não protegidas por tubos, arcos e soleira [14]. Externamente ao refratário, existe uma carga de aço carbono com espessura de cerca de 3/16" a 1/4" [14]. Quanto ao formato, as câmaras de combustão podem ser do tipo cilíndricas ou cabine. Os valores típicos de perda de calor para o ambiente pelas paredes, está em torno de 2% a 3% da potência fornecida [45]. Fornos altos e estreitos são construídos mais econômicos, no entanto, esta geometria apresenta grande desuniformidade de fluxo de calor quando os queimadores estão instalados no piso. Nestes casos, os picos de fluxo de calor localizam-se na parte baixa do forno.

2.2.3 Tubos da Seção de Radiação

Os tubos, por onde escoam a carga na seção de radiação, possuem diâmetros nominais entre 2" e 8", sendo normalmente o de 4" a opção mais econômica. Dependendo das condições de operação, o material exigido para os tubos pode ser: aço carbono, aço carbono - 0,5% Mo ou aço inoxidável. O comprimento típico dos tubos para fornos de tubos horizontais é cerca de 12 m a 15 m e, para fornos de tubos verticais, é cerca de 6 m. Os tubos podem ser instalados na frente das paredes refratárias ou no centro da câmara de combustão. Segundo Ghosh [22], os fluxos médios de calor nestes tubos variam de 24 kW/m^2 a 47 kW/m^2 , e os fluxos de massa variam de $150 \text{ (kg/s m}^2\text{)}$ a $2200 \text{ (kg/s m}^2\text{)}$.

2.2.4 Seção de Convecção

A seção de convecção dos fornos petroquímicos é formada por bancos de tubos cujas superfícies são normalmente aletadas. Os tubos desta seção que estão expostos à seção de radiação são chamados de tubos de proteção. Os tubos de proteção não possuem aletas, pois a radiação incidente nesta região é elevada. A seção de convecção tem a função de pré aquecer a carga que entra na seção de radiação ou em outra corrente de fluido. Desta forma, a eficiência global do forno (seções de radiação e convecção) é aumentada. Por exemplo, a eficiência da seção de radiação de um forno de pirólise é cerca de 35% e a eficiência global do forno é cerca de 92%.

2.2.5 Queimadores

Os queimadores são normalmente instalados no piso, no caso de fornos aquecedores, ou distribuídos em paredes opostas, no caso de fornos reatores. Nas concepções mais antigas, os queimadores operam com tiragem natural e, nas concepções recentes, eles operam com ventiladores de tiragem forçada, induzida ou balanceada. O exausto de turbinas a gás pode, também, ser utilizado como combustível nos queimadores. O pré aquecimento do ar de combustão nas concepções recentes é normalmente executado através de pré aquecedores a vapor e regenerativos. A pressão estática manométrica típica dentro da câmara de combustão na altura do piso é aproximadamente $-12\text{ mmH}_2\text{O}$; e na altura do arco, antes da seção de convecção, é aproximadamente $-2\text{ mmH}_2\text{O}$. Os valores típicos de excesso de ar variam de 5% a 20%, para os queimadores de gás, e 10% a 35%, para os de óleo. A regulação do excesso de ar e da pressão na câmara é feita conjuntamente pelos registros de ar do queimador e pelo abafador. O tipo de queimador é normalmente definido pelo tipo de combustível, pelo método de suprimento de ar e pelas condições de emissões de poluentes (NO_x).

A Figura 2.1 ilustra algumas configurações de fornos petroquímicos e os queimadores típicos destes fornos mostrados nas Figuras 2.2 a 2.4. Para maiores informações a respeito dos aspectos tecnológicos dos fornos petroquímicos, é interessante consultar as referências [2, 5, 13-17, 21, 22].

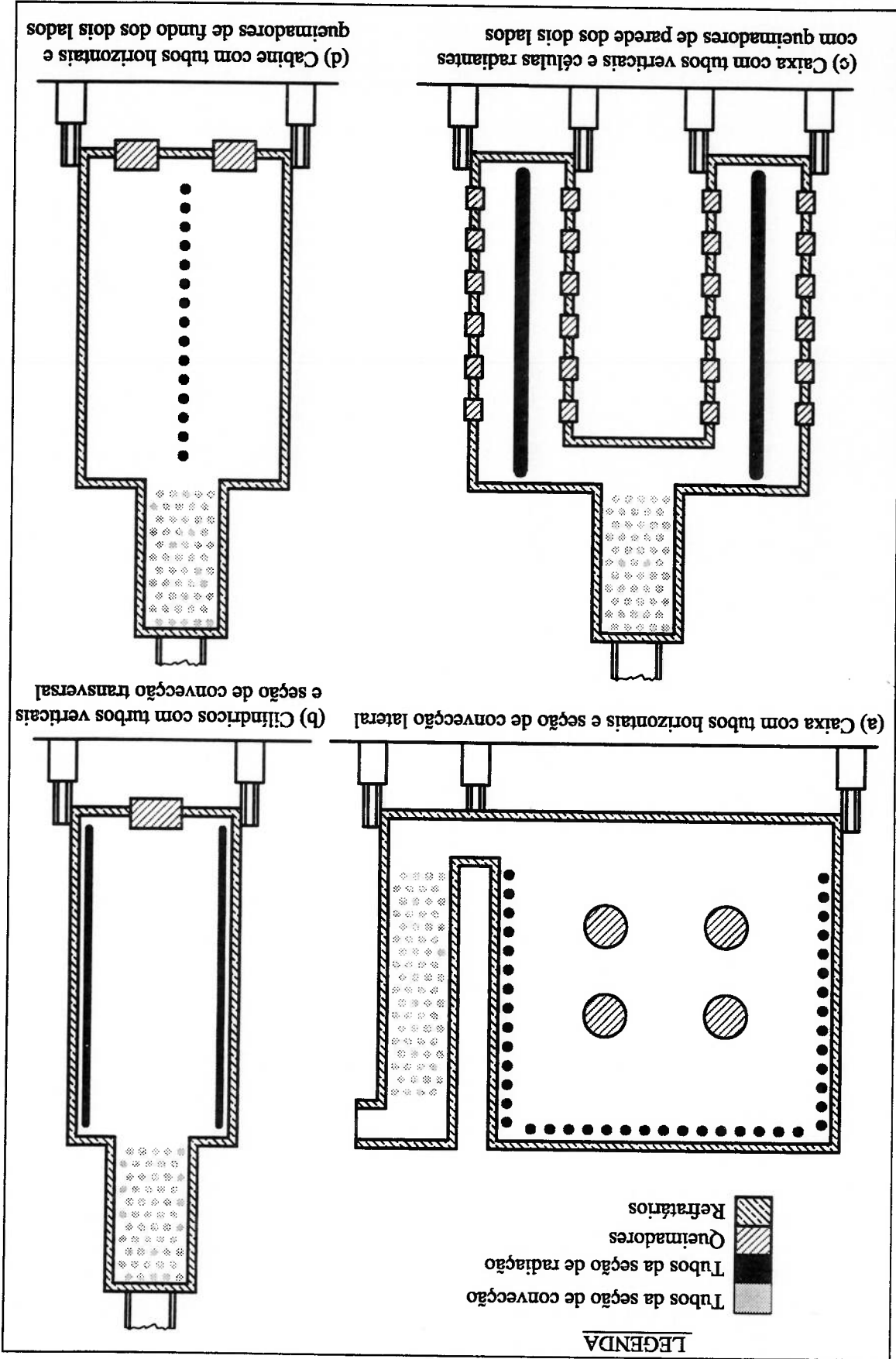


Figura 2.1: Exemplos de fornos petroquímicos típicos.

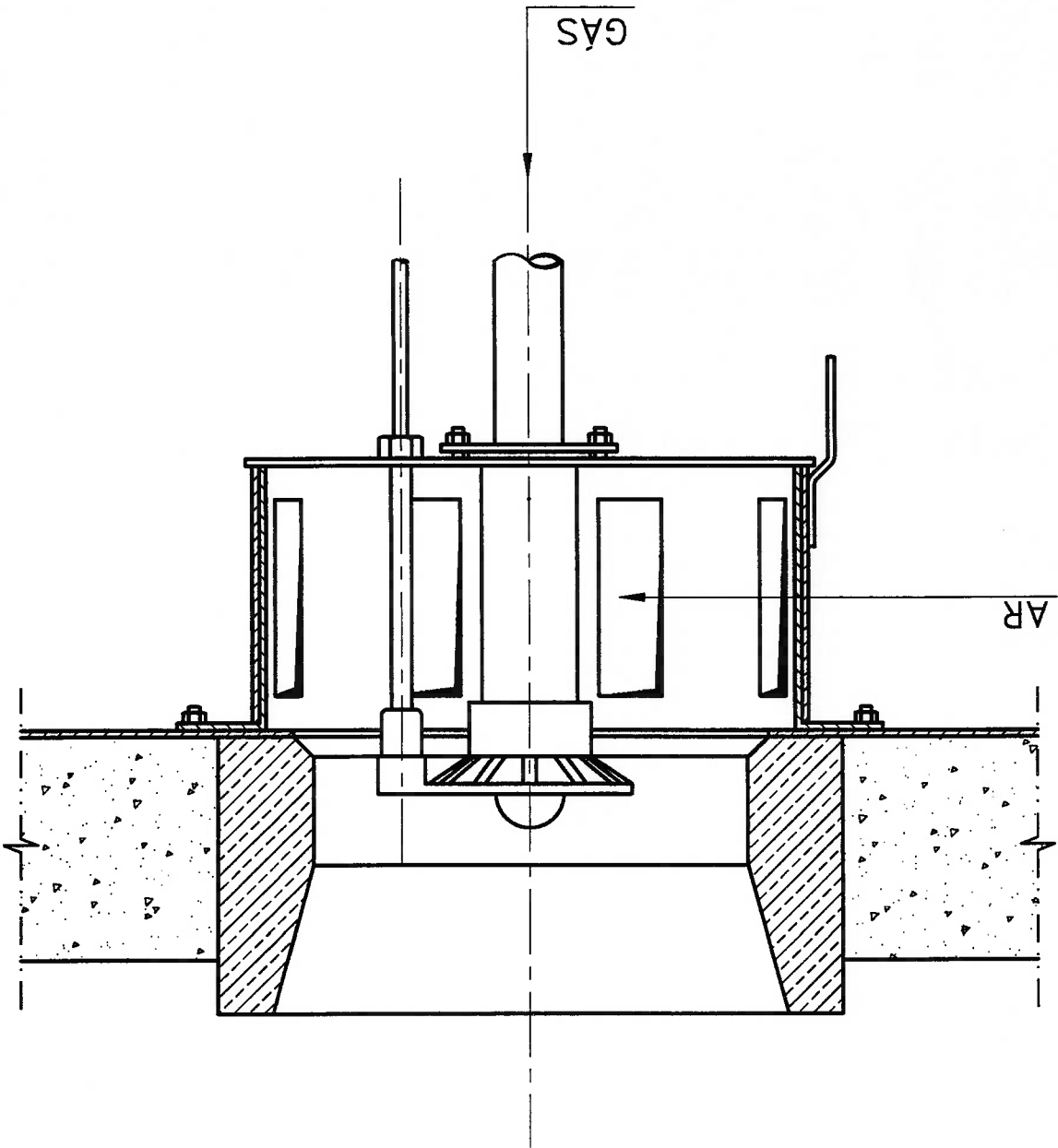


Figura 2.2: Queimador de chama de difusão.

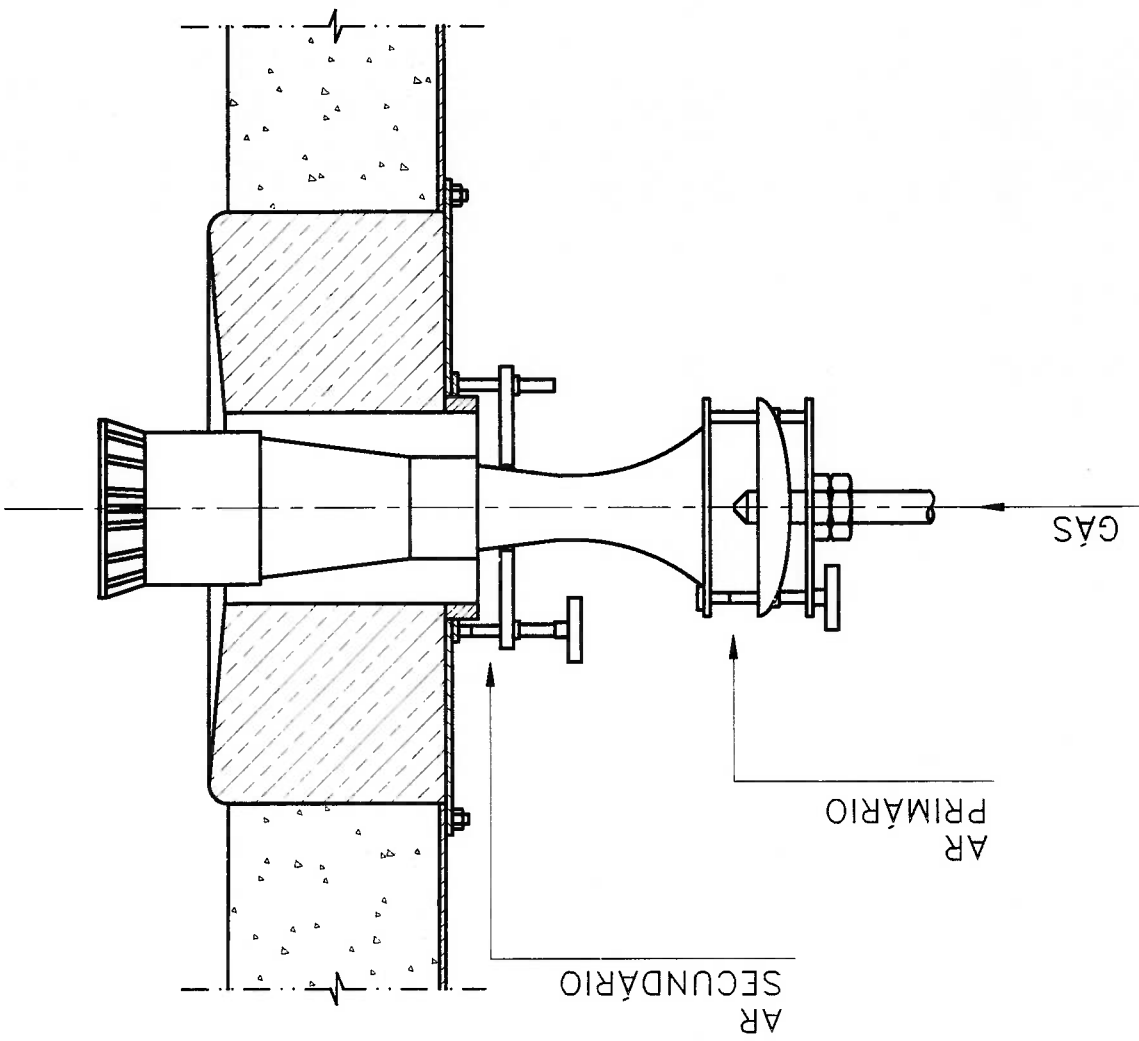


Figura 2.3: Queimador de chama de pré mistura de parede radiante.

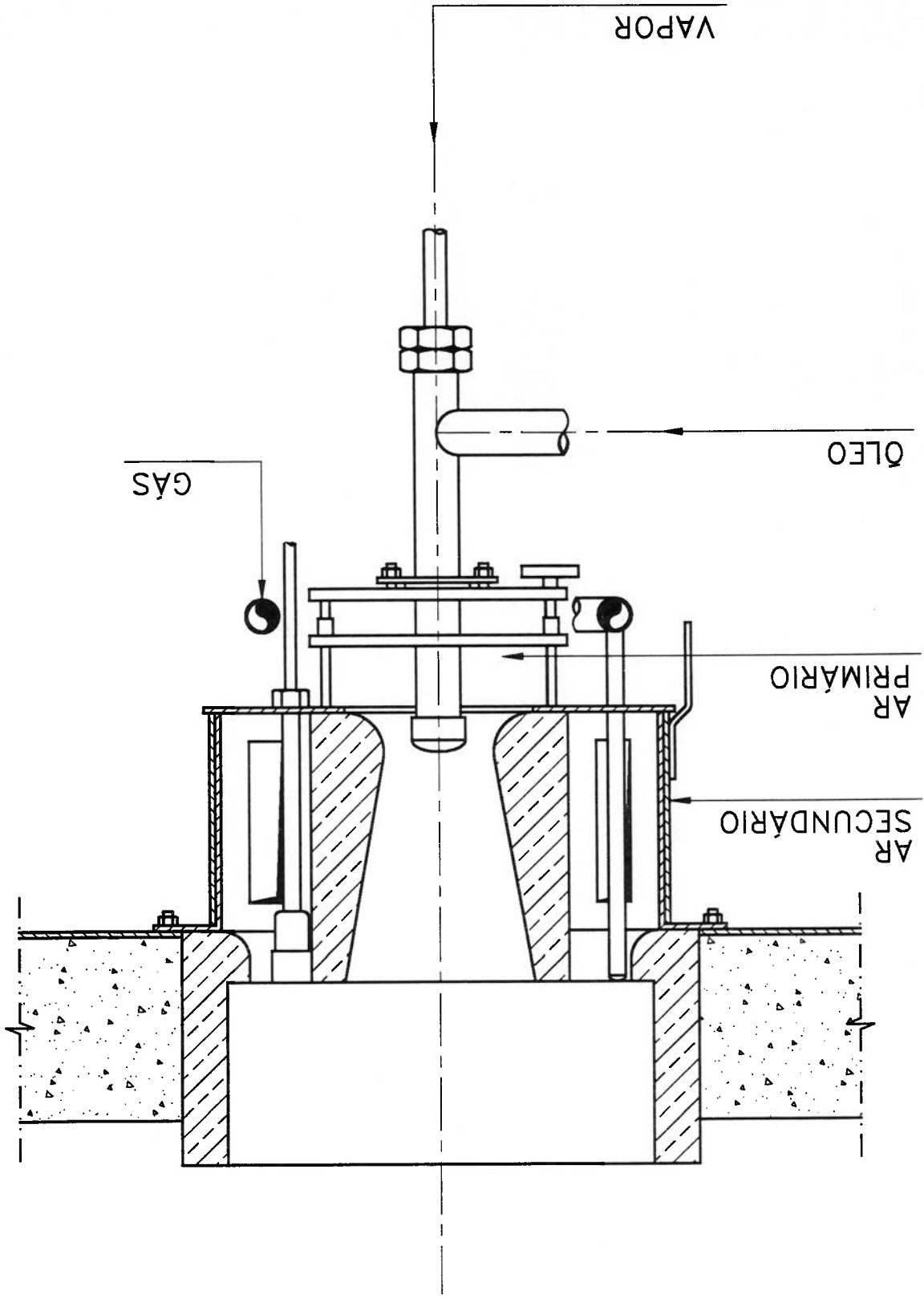


Figura 2.4: Queimador dual óleo e gás.

2.3 CASO ESTUDADO

2.3.1 Equipamentos Ensaados

O caso estudado é o da fornalha de testes da HTFS/NEL, cujos aparatos e resultados experimentais e de simulação numérica estão descritos nas referências [11, 33, 34]. Esta fornalha é composta por uma câmara cilíndrica vertical com 1 m de diâmetro interno e 3 m de altura. As paredes desta fornalha são constituídas por seis camisas d'água que permitem a medição do fluxo líquido de calor total (radiação + convecção) fornecido a cada camisa. A Figura 2.5 mostra, esquematicamente, a configuração da fornalha da HTFS/NEL.

O queimador utilizado está mostrado na Figura 2.6. Este queimador está instalado no piso da fornalha e possui um bloco gerador de "swirl" móvel instalado na sua entrada. Na saída do queimador existe um bloco difusor de aço, resfriado internamente com ar, cujas dimensões são: 110 mm de diâmetro de garganta, 202 mm de diâmetro de saída, e 100 mm comprimento. O combustível utilizado é o gás natural e sua injeção é realizada radialmente através de uma lança localizada no centro do queimador (modo central radial). Esta lança possui 35 mm de diâmetro externo e na sua periferia estão distribuídos 16 orifícios de 5 mm de diâmetro.

Além das medições realizadas nesta fornalha, também foram realizadas medições em um modelo isotérmico em escala reduzida, conforme relatado nas referências [8, 9]. As dimensões do queimador deste modelo são as mesmas do queimador da fornalha real. O diâmetro da câmara do modelo isotérmico é 480 mm e seu comprimento é 1800 mm. Esta configuração de modelo isotérmico em escala reduzida foi obtida através da aplicação do critério de Thring; Newby [43].

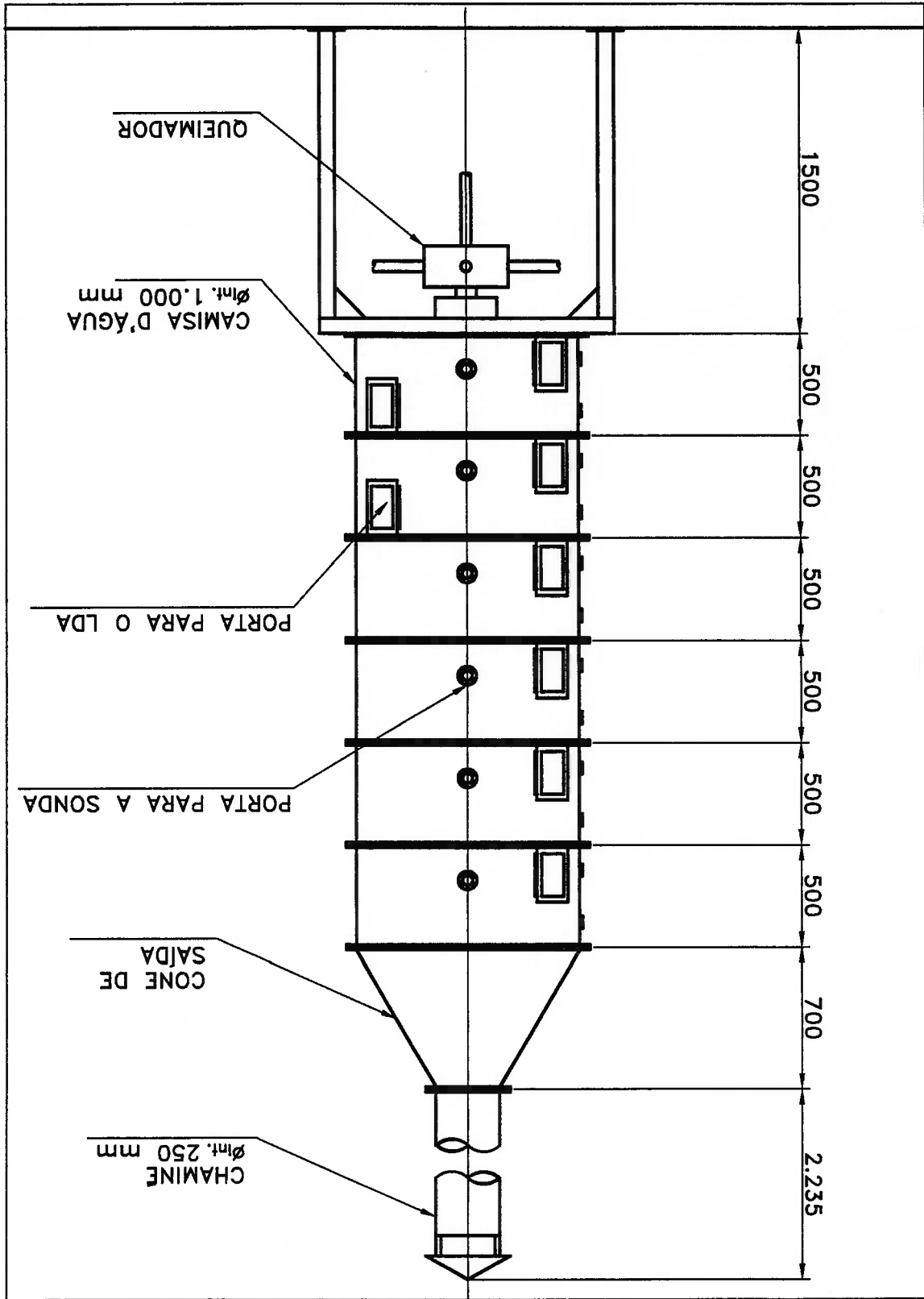


Figura 2.5: Fornalha de teste da HTFS / NEL.

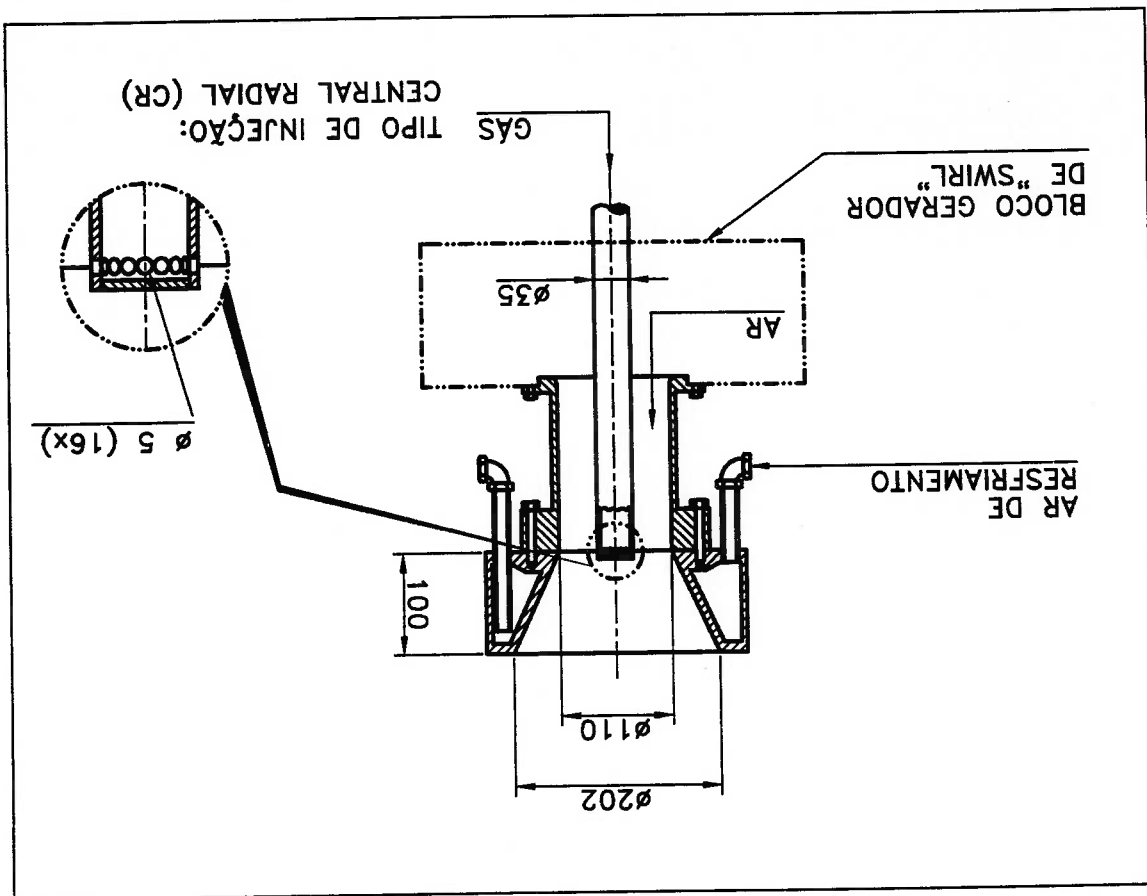


Figura 2.6: Queimador da HTFS / NEL.

2.3.2 Condições de Operação

Os dados experimentais utilizados na presente dissertação para a análise do caso isotérmico referem-se às seguintes condições operacionais:

- queimador operado no modo central radial;
- passagem de ar de combustão operado com ar a uma vazão de $0,17 \text{ kg/s}$;
- passagem de gás combustível operado com ar a uma vazão de $0,0125 \text{ kg/s}$;
- número de "swirl" na passagem de ar de combustão nos valores nominais de $0,45$ e $2,25$.

Os casos isotérmicos com números de "swirl" nominais de $0,45$ e $2,25$ serão designados na presente dissertação, respectivamente, pelas siglas C045 e C225.

A Tabela 2.1 mostra as condições nominais de operação dos casos reativos, assim como suas respectivas siglas de identificação. Os valores nominais apresentados nesta tabela não são iguais aos valores reais de operação adotados. Estas discrepâncias são justificadas no item 4.

Tabela 2.1: Condições nominais de operação dos ensaios reativos e suas respectivas siglas de identificação.

Tipo de injeção de combustível	Número de "swirl"	Potência fornecida (kW)	Excesso de ar (%)	Sigla
central radial (CR)	0,00	400	5	CR000_400_05
		400	20	CR000_400_20
		300	5	CR000_300_05
	0,45	400	5	CR045_400_05
		400	5	CR090_400_05
		400	5	CR225_400_05
	2,25	400	5	CR225_400_05
		400	20	CR225_400_20
		300	5	CR225_300_05

Capítulo 3

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 REGIÕES DA FORNALHA

O mapeamento do escoamento no interior da fornalha possibilita a identificação de zonas que caracterizam o desempenho do queimador. Dependendo da escala ou das condições de operação, as características destas zonas são intensificadas ou atenuadas tendo, portanto, relevâncias distintas para cada situação. As zonas da fornalha estudada, conforme adotado nas referências [11, 33, 34], são descritas a seguir.

Zona de reação principal: é aquela localizada próxima ao queimador na qual o escoamento é para a frente e a maior parte do combustível injetado reage. Portanto, é nesta zona que as taxas de reação são mais intensas, com isto, tem-se temperaturas elevadas e altas taxas de formação de NO_x .

Zona interna de escoamento reverso: é aquela localizada na parte central da chama próxima ao queimador na qual o escoamento é reverso. Os gases que entram nesta zona são provenientes da zona de reação principal e, portanto, estão a temperaturas elevadas e sua composição é basicamente a dos produtos de combustão com altas concentrações de NO_x . O retorno destes gases a temperaturas elevadas para a zona de reação principal proporciona a estabilidade da chama.

Zona externa de escoamento reverso: é aquela localizada na região externa à chama adjacente às paredes na qual o escoamento é reverso. A maior parte dos gases que entram nesta zona é proveniente da zona plenamente desenvolvida. Devido ao contato com as paredes, estes gases são resfriados e ao entrarem na zona de reação principal provocam o resfriamento desta.

Zona plenamente desenvolvida: é aquela a jusante da zona de reação principal na qual o escoamento é para a frente. Esta zona possui taxas de reação reduzidas e composição formada basicamente pelos produtos finais de combustão.

A Figura 3.1 mostra um esquema das regiões da fornalha descrita.

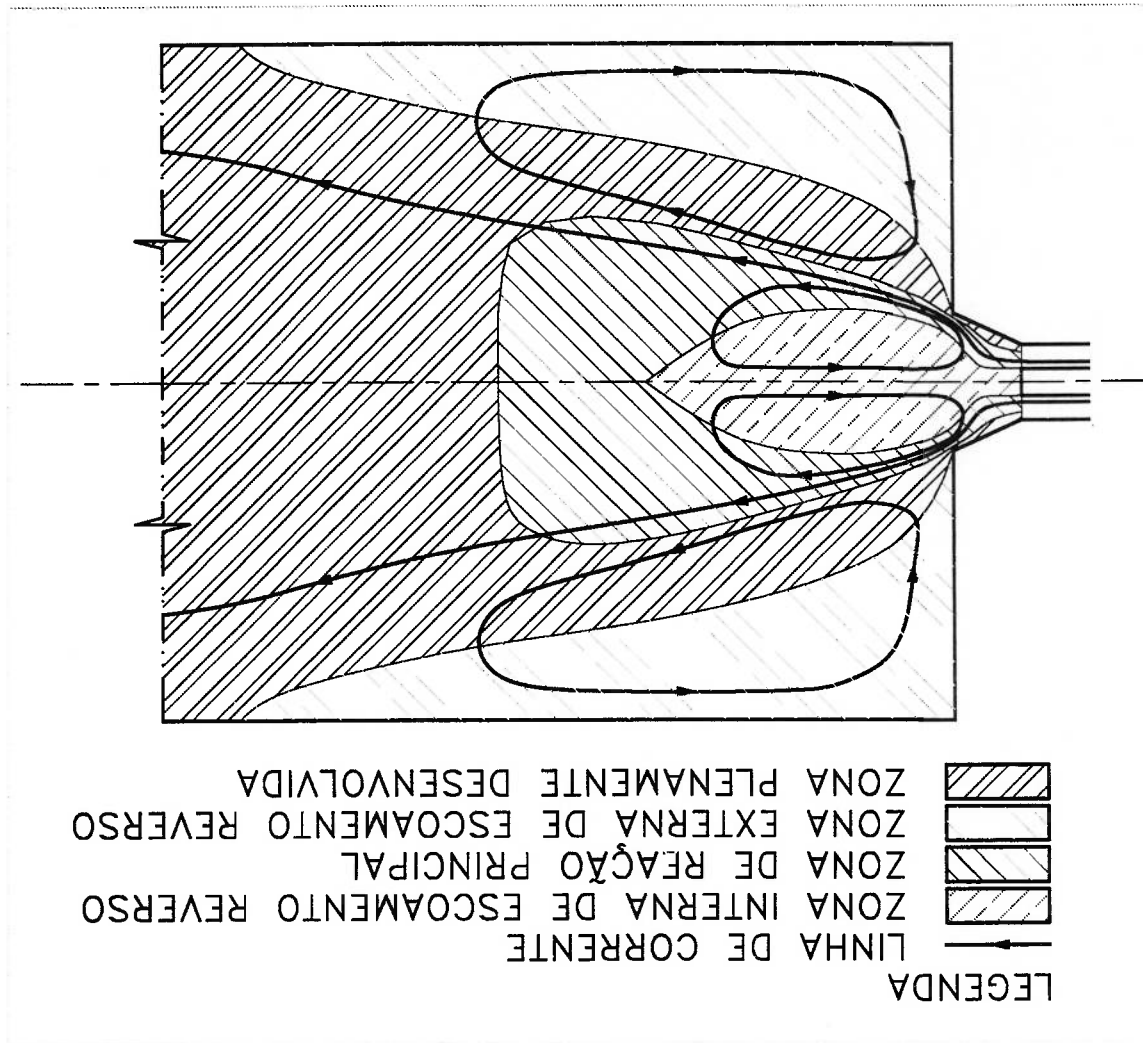


Figura 3.1: Figura esquemática das regiões da fornalha.

3.2 ADIMENSIONAIS

Os dimensionais descritos nesta seção são utilizados na presente dissertação para:

- classificar os padrões de escoamento, reação e transferência de calor da fornalha HTFS/NEL;
- possibilitar estimativas de condições de contorno e de propriedades radiativas dos gases da fornalha.

Deve-se ressaltar, portanto, que estes dimensionais não serão utilizados na adimensionalização das equações fundamentais em sua forma diferencial.

3.2.1 Thring & Newby

No trabalho de Thring; Newby [43] é desenvolvido um parâmetro de similaridade (θ_r) entre jatos isotérmicos e reativos (chama de difusão turbulenta). Este parâmetro é baseado em fórmulas e adimensionais estabelecidos para jatos livres (isotérmicos e reativos) e em equações empíricas ajustadas para jatos confinados isotérmicos. Apesar desta similaridade não ser perfeita, este parâmetro permite realizar experimentos em modelos isotérmicos, para a partir destes resultados, prever o comportamento da fornalha real. Esta metodologia foi utilizada com sucesso por Arima [3] e Sousa; Arima [42].

Jatos livres isotérmicos

Utilizando as seguintes variáveis e funções:

- coordenada radial adimensionalizada (η)

$$\eta = \frac{x}{r}$$

Onde:

$$r = \text{distância radial em relação ao eixo de simetria do jato axial;}$$

$$x = \text{distância axial em relação à seção de saída do bocal.}$$

- função de distribuição radial da tração molar do fluido que sai do bocal ($f_1(\eta)$)

$$\frac{f_1(\eta)}{Y} = \frac{Y_c}{Y}$$

Onde:
 Y = tração molar média do fluido que sai do bocal na coordenada η ;
 Y_c = tração molar média do fluido que sai do bocal no eixo de simetria do jato na coordenada x correspondente à variável Y .

- função de distribuição radial da velocidade axial ($f_2(\eta)$)

$$\frac{f_2(\eta)}{U} = \frac{U_c}{U}$$

Onde:
 U = velocidade axial na coordenada η ;
 U_c = velocidade axial no eixo de simetria do jato na coordenada x correspondente à variável U .

É possível observar que nas condições com número de Reynolds (Re) superior a um determinado valor e coordenada x superior a cerca de quinze raios do bocal ($15R_0$), todos os jatos livres apresentam funções de distribuição radial, $f_1(\eta)$ e $f_2(\eta)$, praticamente constantes em função de Re . Esta observação, juntamente com as leis de conservação da quantidade de movimento do jato e da conservação da massa de fluido que sai do bocal, induzem à utilização das seguintes variáveis adimensionais:

$$\left(\frac{U_c}{U}\right) \left(\frac{L}{R_0}\right) ; \quad Y_c \left(\frac{L}{R_0}\right)$$

Onde:
 U_0 = média temporal da velocidade axial no centro da seção de saída do bocal;
 L = comprimento característico do sistema.

Utilizando este formalismo é possível verificar que todos os jatos livres isotérmicos são dinamicamente similares.

Jatos livres reativos

No caso da chama de difusão turbulenta livre, pode-se propor um modelo isotérmico para descrevê-la. Este modelo deve ter como objetivo determinar a região na qual o contorno estequiométrico ocorre. Deve-se ressaltar que o modelo isotérmico difere da chama de difusão turbulenta nos seguintes aspectos:

- a massa específica na chama varia espacialmente devido às diferenças de temperatura e de massa molecular;
- reações químicas ocorrem na chama;
- no caso de chama de difusão turbulenta de combustível líquido nebulizado com fluido auxiliar, a pressão no bocal é consideravelmente maior que a do ambiente.

Para que o modelo isotérmico seja aproximadamente similar à chama de difusão turbulenta, é necessário adotar as seguintes hipóteses:

- a reação química afeta a mistura apenas através de seus efeitos sobre a temperatura e a massa específica;
- a região que mais contribui para o termo inercial da equação de quantidade de movimento, região com velocidades mais elevadas, possui massa específica (ρ_f) praticamente constante;
- as funções f_1 e f_2 são idênticas.

Com estas hipóteses, Thring; Newby [43] relatam que é possível utilizar as equações da quantidade de movimento do jato e da conservação da massa de fluido que sai do bocal para obter as seguintes relações:

$$(3.1) \quad \frac{1}{x} \frac{X_c}{x} = \frac{R_0}{x} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_f} \frac{K_{12}}{K_{22}}}$$

$$(3.2) \quad \frac{U_c}{x} = \frac{R_0}{x} \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_f} K_{22}}$$

Onde:

$$R_0 = \text{raio do bocal através do qual um jato isotérmico, de densidade } \rho_f, \text{ emerge com a mesma vazão mássica e fluxo de quantidade de movimento que o jato reativo, de densidade } \rho_0;$$

$$K_{12} = \int_0^\infty 2 \eta f_1(\eta) f_2(\eta) d\eta;$$

$$K_{22} = \int_0^\infty 2 \eta f_2^2(\eta) d\eta.$$

Para a dedução de R_0 , é necessário adotar:

• Volume de controle com as seguintes superfícies:

- entrada à montante da seção de saída do bocal.
- saída à jusante da seção de saída do bocal.

• Hipóteses:

- regime permanente;
- efeitos viscosos e de forças de campo nulos;
- pressão estática na superfície de saída do volume de controle igual a do ambiente;
- massa específica na superfície de saída do volume de controle igual a ρ_f (hipótese adotada anteriormente)

Desta forma, a equação da continuidade fornece a vazão mássica que sai do bocal.

$$(3.3) \quad m_0 = \pi R_0^2 \rho_0 U_0 = \pi R_0^2 \rho_f U_0^2$$

A equação da quantidade de movimento,

$$(3.4) \quad G_0 = \pi R_0^2 (\rho_0 U_0^2 + p_0 - p_a) = \pi R_0^2 \rho_f U_0^2$$

escrita de forma a por R_0 em evidência é:

$$(3.5) \quad R_0 = \sqrt{\frac{G_0}{\pi \rho_f U_0^2}}$$

$$R_1 \left(\frac{x_\infty}{R_1} \right) = 4,5R_1$$

Ou, explicitando x_∞ e R_1 :

$$(3.7) \quad \frac{L}{\eta_\infty} = 4,5L$$

No caso da câmara de confinamento do jato ser um duto de seção circular, conforme mostrado na Figura 3.2, a distância axial em relação à seção de saída do bocal na qual o jato atinge a parede (x_∞) depende do raio deste. Portanto, para garantir a similaridade entre jatos deste tipo, o comprimento característico do sistema deverá ser o raio do duto ($L = R_1$). Segundo Thring; Newby [43], x_∞ pode ser dado pela seguinte equação:

- a quantidade de movimento do jato é convertida quase que totalmente em pressão após um determinado comprimento, devido ao perfil de velocidade plenamente desenvolvido que é atingido no interior do duto.
- a quantidade de fluido proveniente do ambiente que entra no jato é limitada pela quantidade de fluido que entra no duto.
- as paredes da câmara de confinamento do jato interferem com a expansão deste.

Os jatos confinados isotérmicos diferem dos jatos livres isotérmicos nos seguintes aspectos:

Jatos confinados isotérmicos

$$(3.6) \quad R_0^2 = \sqrt{\frac{m_0 U_0^2}{\pi p_f U_0^2}} = \frac{m_0}{\sqrt{(\pi R_0^2 p_f) (\pi p_f U_0^2)}} = \frac{m_0}{\sqrt{\pi p_f G_0}}$$

Substituindo as equações 3.3 e 3.4 na equação 3.5, obtêm-se:

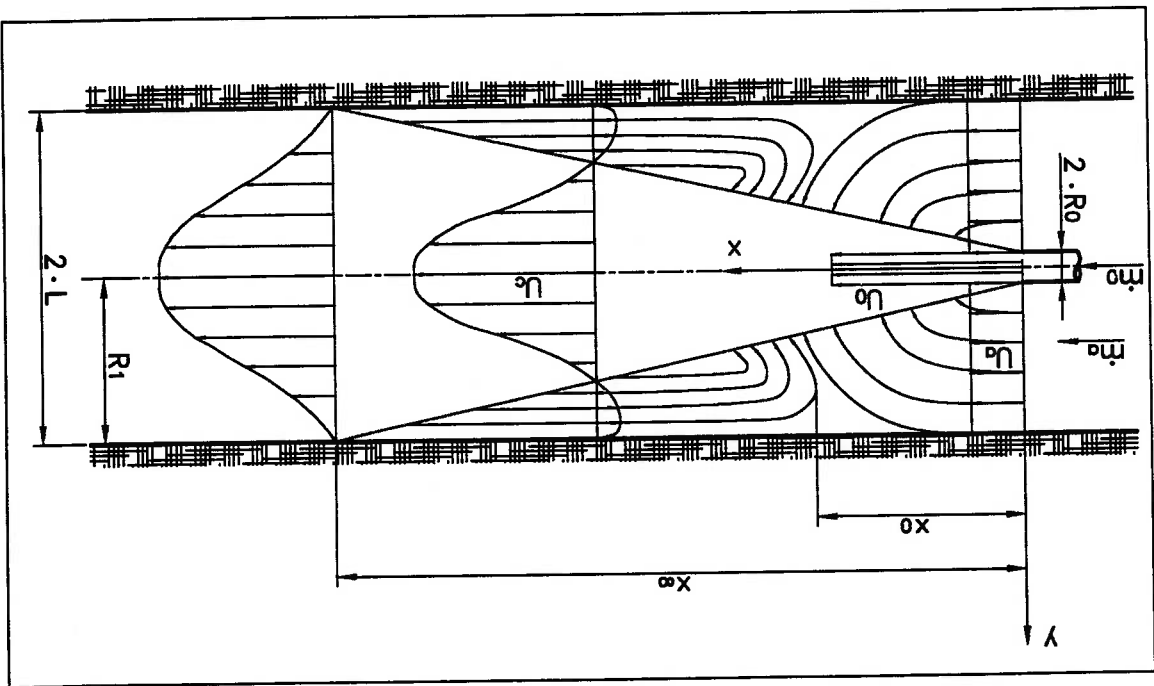


Figura 3.2: Figura esquemática das regiões e variáveis utilizadas no modelo de um jato confinado de Thring e Newby [43]

Devido à limitação de vazão mássica de fluido do ambiente, a fração mássica de fluido do bocal, após a mistura completa com o fluido do ambiente, é dado por:

$$(3.9) \quad X_\infty = \frac{m_0}{m_0 + m_a}$$

Onde, m_a é a vazão mássica do fluido do ambiente.

Para que dois jatos confinados sejam similares, é necessário que suas curvas $X_c L/R_0$ sejam idênticas. Se isto ocorrer, então $X_\infty L/R_0$ será idêntico nos dois jatos. Ou seja, pode-se adotar como parâmetro de similaridade o seguinte adimensional:

$$(3.10) \quad \theta_r = \frac{m_0}{m_0 + m_a} \left(\frac{R_0}{L} \right)$$

O adimensional θ_r além de garantir concentrações similares, também garante recirculação similar. Isto pode ser comprovado através da caracterização da recirculação através da variável adimensional x_∞/x_0 , onde x_0 é a distância axial em relação a seção de saída do bocal na qual todo o fluido circundante proveniente do ambiente externo entrou no jato. Além deste ponto, todo fluido que entra no jato é proveniente do próprio jato.

Segundo Hinze apud Thring; Newby [43], a vazão mássica de fluido circundante que entra no jato pode ser dada pela seguinte equação:

$$m = m_0 \left[0,2 \left(\frac{x}{R_0} \right) - 1 \right] \quad (3.11)$$

que aplicada à coordenada x_0 fornece:

$$m_a = m_0 \left[0,2 \left(\frac{x_0}{R_0} \right) - 1 \right]$$

$$x_0 = \xi \left(\frac{m_0 + m_a}{m_0} \right) R_0 \quad (3.12)$$

Substituindo as equações (3.8) e (3.12) na variável adimensional x_∞/x_0 , tem-se:

$$\frac{x_\infty}{x_0} = \frac{\xi}{4,5 R_1} \left(\frac{m_0}{m_0 + m_a} R_0 \right) = \frac{\xi}{4,5} \left(\frac{m_0}{m_0 + m_a} \right) \left(\frac{R_0}{R_1} \right)$$

que é proporcional a θ_r , vide equação (3.10).

Jatos confinados reativos

Para obtenção de similaridade aproximada entre um jato confinado isotérmico e um reativo, é necessário utilizar o adimensional θ_r , dado pela equação (3.10), junta-mente com a equação do raio equivalente, dado pela equação (3.6). Desta forma, é necessário que o modelo isotérmico e a fornalha real respeitem a seguinte igualdade:

3.2.2 Parâmetro de Similaridade C_t

Na referência [6] Becker; Hottel; Williams desenvolvem um parâmetro de similaridade (C_t) para um jato confinado em uma câmara de geometria qualquer, com uma única entrada e diversas saídas. Este tipo de jato confinado é esquematizado através da Figura 3.3.

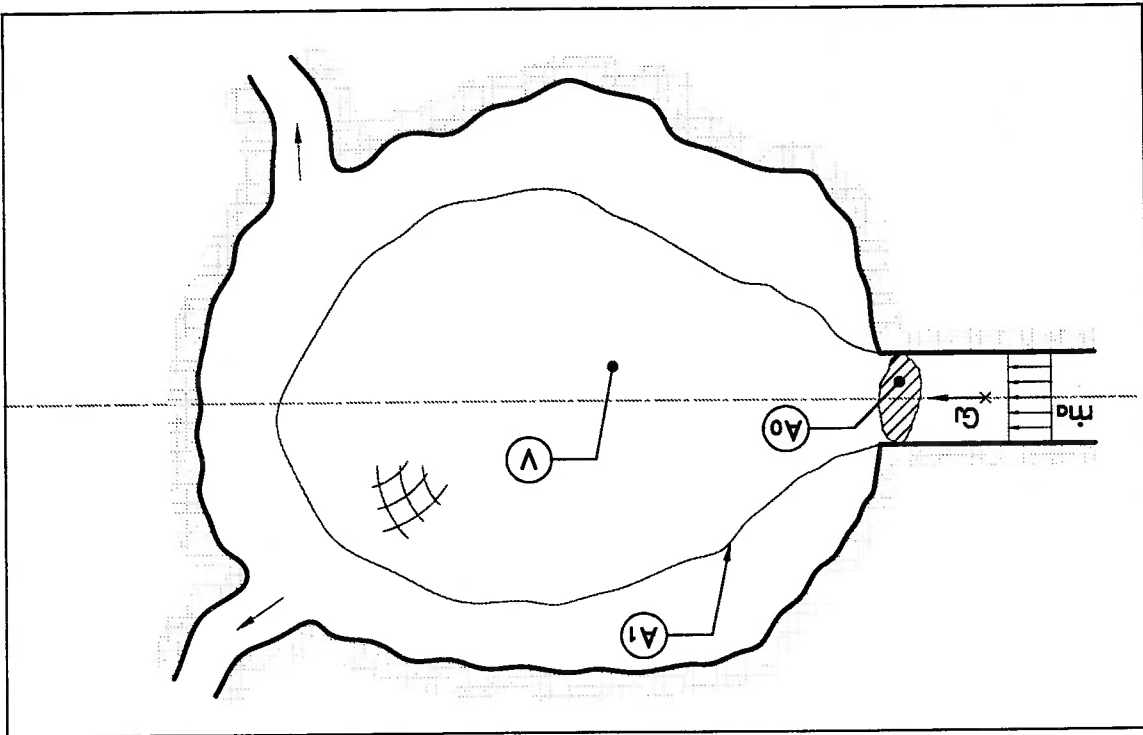


Figura 3.3: Ilustração do jato confinado em uma câmara qualquer, utilizado para o desenvolvimento do parâmetro de similaridade C_t .
As equações da continuidade e da conservação da quantidade de movimento na forma integral são as seguintes

$$\partial_t \left(\int_V \rho dV \right) = \int_A \rho U_i dA_i \quad (3.14)$$

$$\partial_i \left(\int_V \rho U_j dV \right) + \int_V \rho U_i U_j dA_j = \int_V \sigma_{ij} dA_j + \int_V B_j dV \quad (3.15)$$

Onde:

$$\int_V \sigma_{ij} dA_j = \int_V (-p \delta_{ij} + \tau_{ij}) dA_j$$

Aplicando as equações (3.14) e (3.15) ao volume ilustrado na Figura 3.3 e, adotando como hipóteses regime permanente e tensões de cisalhamento nulas nas bordas do volume, tem-se:

$$- \int_{A_0}^{A_1} \rho U_i d(A_0)_i = \int_{A_1}^{A_0} \rho U_i d(A_1)_i \quad (3.16)$$

e

$$\int_{A_0}^{A_1} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij}) d(A_0)_j + \int_{A_1}^{A_0} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij}) d(A_1)_j = \int_V B_j dV \quad (3.17)$$

Transformando a integral de volume das forças de campo da equação (3.17) em uma integral de superfície das forças de campo, obtêm-se:

$$\int_{A_0}^{A_1} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij}) d(A_0)_j + \int_{A_1}^{A_0} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij}) d(A_1)_j =$$

$$= \int_{A_0}^{A_1} B_j x_j d(A_0)_j + \int_{A_1}^{A_0} B_j x_j d(A_1)_j \quad (3.18)$$

$$\int_{A_0}^{A_1} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij} - B_j x_j) d(A_0)_j + \int_{A_1}^{A_0} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij} - B_j x_j) d(A_1)_j = 0 \quad (3.19)$$

Definindo,

$$p_{f,0}^* = \left(p - B_j x_j + \frac{1}{2} \rho U_i U_i \right)_{f,0}$$

e, substituindo $p_{f,0}^*$ na equação 3.19,

$$(3.20) \quad \int_{A_0} \left(\rho U_i U_j - \frac{1}{2} \rho U_i U_i + p_{f,0}^* \right) d(A_0)_j + \int_{A_1} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij} - B_j x_j) d(A_1)_j = 0$$

Sendo $p_{f,0}^*$ um campo conservativo,

$$\int_{A_0} p_{f,0}^* d(A_0)_j = \int_{A_0} p_{f,0}^* d(A_1)_j$$

a equação 3.20 pode ser re-escrita na seguinte forma:

$$(3.21) \quad - \int_{A_0} \left(\rho U_i U_j - \frac{1}{2} \rho U_i U_i \right) d(A_0)_j = \int_{A_1} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij} - p_{f,0}^* - B_j x_j) d(A_1)_j$$

A análise do primeiro membro das equações (3.16) e (3.20) induz à definição das seguintes variáveis:

Velocidade cinética média (U^{cn})

$$(3.22) \quad U^{cn} = - \frac{1}{A_0} \int_{A_0} U_j d(A_0)_j$$

Velocidade dinâmica média (U^{dn})

$$(3.23) \quad U^{dn} = - \frac{1}{A_0} \int_{A_0} \left(U_i U_j - \frac{1}{2} \rho U_i U_i \right) d(A_0)_j$$

Estas variáveis, que são obtidas na seção de saída do bocal, caracterizam o comportamento do jato no interior de uma câmara de geometria qualquer. Portanto, o critério de similaridade entre dois jatos confinados em câmaras geometricamente semelhantes, deve ser função somente de U^{cn} e U^{dn} .

é o fluxo axial de quantidade de movimento axial.

$$G_x = 2\pi \int_0^\infty \rho U^2 \left[\rho U^2 + \rho \overline{u'^2} + \overline{p} - p^\infty \right] r^2 dr \quad (3.26)$$

é o fluxo axial de momento da quantidade de movimento tangencial e,

$$G_\theta = 2\pi \int_0^\infty \rho U W \left(\rho U W + \rho \overline{u'w'} \right) r^2 dr \quad (3.25)$$

onde:

$$S = \frac{G_x R}{G_\theta} \quad (3.24)$$

A introdução da componente de velocidade tangencial em um jato, provoca efeitos de grande escala no campo de velocidade do escoamento. Estes efeitos modificam os padrões de espalhamento, entrada de fluido circundante e decaimento da velocidade axial na linha de centro do jato, consequentemente, no caso reativo, o tamanho, a forma, a estabilidade e a formação de poluentes da chama também são afetados. Em geral, a intensidade destes efeitos é parametrizada utilizando o número de "swirl" (S) dado pela equação 3.24.

3.2.3 Número de "swirl"

$$Ct = \frac{U_0^*}{U_{cn}^*}$$

A diferença $U_{cn}^{*2} - 0.5U_{dn}^{*2}$ é uma medida da desuniformidade do perfil do fluxo axial da quantidade de movimento na entrada da câmara, sendo que, esta diferença assume um valor nulo quando o perfil de velocidade na entrada da câmara é uniforme. Becker; Hotel; Williams [6], utilizando esta diferença, define uma velocidade característica média na entrada da câmara, $U_0^* = \sqrt{(U_{dn}^{*2} - 0.5U_{cn}^{*2})}$, e em seguida propõe o parâmetro de similaridade Ct .

No presente trabalho, os termos de flutuação turbulenta e de pressão das equações (3.25) e (3.26) serão desprezados, simplificando-as da seguinte forma:

$$G_{\theta} = 2\pi \int_{\infty}^0 (pUW) r^2 dr \quad (3.27)$$

$$G_x = 2\pi \int_{\infty}^0 (pU^2) r^2 dr \quad (3.28)$$

Gupta; Lilley; Syred [23], apresentam os escoamentos com “swirl” de forma ilustrada e abrangente. Nesta referência, as principais aplicações práticas destes escoamentos são descritas, destacando suas principais características e apresentando algumas técnicas teóricas e experimentais de grande utilidade para o projeto de equipamentos baseados nestes tipos de escoamentos.

3.2.4 Adimensionais do Modelo de 1 Zona de Gás de Hotel

Os principais objetivos do método apresentado por Hotel [1] são:

- obter o desempenho global de uma fornalha através de um modelo simplificado;
- definir um conjunto de adimensionais capazes de classificar diversos tipos de aplicações de fornalhas quanto à transferência de calor.

Hipóteses

As principais simplificações deste modelo são:

- A taxa de calor líquida transferida por radiação dos produtos de combustão para a carga (Q_{rad}) pode ser representada por uma única temperatura média de radiação do gás (T_g), por uma única temperatura média da superfície sólida (T_s) e por uma única área global de troca de calor por radiação (GS). Desta forma, este fluxo de calor é dado pela equação (3.29).

$$Q_{rad} = GS \sigma (T_g^4 - T_s^4) \quad (3.29)$$

- A taxa de calor transferida para a superfície sorvedoura (carga) devido à convecção (\dot{Q}^{conv}) é pequena comparada com \dot{Q}^{rad} . Assim, pode-se aproximar \dot{Q}^{conv} através da equação (3.30).

$$\dot{Q}^{conv} = hA_1(T_g - T_1) \approx hA_1\sigma \left(\frac{T_g^4 - T_1^4}{T_g - T_1} \right) \quad (3.30)$$

Onde:
 h = coeficiente de troca de calor por convecção;
 T_{g1} = temperatura de película,
 $T_{g1} = \frac{T_g + T_1}{2}$

- A parede refratária da fornalha está em equilíbrio radiativo com os gases do interior da fornalha, isto é, o fluxo de radiação incidente na parede interna (H) é igual ao somatório do fluxo de radiação refletido (H_r) com o emitido (E) para o interior da fornalha. Como consequência desta simplificação, o calor perdido para o ambiente externo através das paredes refratárias é dado pela equação (3.31).

$$\dot{Q}^{refr} = A_r U_r (T_g - T_0) \quad (3.31)$$

Onde:
 A_r = área da parede refratária;
 U_r = coeficiente global de troca de calor entre os gases no interior da fornalha e o ambiente externo,
 $U_r = \frac{1}{\frac{1}{h_i} + \frac{l}{k} + \frac{1}{h_{cr,e}}}$
 h_i = coeficiente de convecção no lado interno da parede refratária;
 l = espessura da parede refratária;
 k = condutibilidade térmica da parede refratária;
 $h_{cr,e}$ = coeficiente de convecção e radiação no lado externo da parede refratária.

- O calor perdido por radiação, para o ambiente externo, através das portas de inspeção e outras aberturas (\dot{Q}_0) pode ser representado pela equação (3.32).

$$\dot{Q}_0 = A_0 F_{G0\sigma} (T_g^4 - T_0^4) \quad (3.32)$$

Onde:

$$A_0 = \text{área da abertura para o ambiente externo;} \\ F_{G0} = \text{fator de troca de calor por radiação entre o interior da} \\ \text{fornalha e o ambiente externo.}$$

- O calor perdido por convecção através das portas de inspeção e outras aberturas para o ambiente, com exceção do canal de saída dos produtos de combustão, pode ser desprezado.

Área global de troca de calor

Dado um volume de gás cinzento confinado por superfícies sorvedouras (A_1) e superfícies refratárias (A_r), tem-se que a área global de troca de calor entre este volume de gás e as superfícies de carga (GS) é dada por:

$$GS = \frac{\frac{A_1 \epsilon_1}{1 - \epsilon_1} + \frac{A_1 \epsilon_1}{1} + \frac{\frac{gs_1}{1} + \frac{gs_r}{1}}{1}}{1} \quad (3.33)$$

Onde:

$$\epsilon_1 = \text{emissividade da superfície sorvedoura;} \\ gs_1 = \text{área direta de troca de calor entre os gases e a superfície} \\ \text{sorvedoura;} \\ gs_r = \text{área direta de troca de calor entre os gases e a superfície} \\ \text{refratária;} \\ s_1 s_r = \text{área direta de troca de calor entre as superfícies refratária e} \\ \text{sorvedoura.}$$

Se a emissividade do gás for representada por apenas um valor (ϵ_g), então a equação (3.33) torna-se:

$$\overline{GS} = \frac{\frac{1}{\epsilon_1} - 1 + \frac{\frac{\epsilon_g}{1 + \frac{\frac{1}{\epsilon_g} + \frac{A_1}{A_r}}{1 + \frac{1 - \epsilon_g}{\epsilon_g} F_{r1}}}{A_1}}}{A_1} \quad (3.34)$$

Onde: F_{r1} = fator de forma da superfície refratária sobre a superfície sorvedoura.
 ϵ_g = emissividade dos gases;

Se A_1 e A_r forem constituídas por diversas partes uniformemente intercaladas sobre a superfície que envolve o volume de gás, a equação (3.34) torna-se:

$$\overline{GS} = \frac{A_r}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_g} - 1} \quad (3.35)$$

Onde: C = razão entre a área da superfície sorvedoura e a área total da cavidade:
 $C = \frac{A_1}{A_1 + A_r}$

Equações de balanço de energia e eficiência

A Figura (3.4) ilustra as hipóteses adotadas e os fluxos de calor considerados nas equações de balanço de energia e eficiência desenvolvidas a seguir.

Somando a parcela de calor transferido por radiação, dada pela equação (3.29), com a parcela de calor transferido por convecção, dada pelo terceiro membro da equação (3.30), tem-se que o calor total (radiação + convecção) transferido para a carga (\dot{Q}_{rc}) é:

$$\dot{Q}_{rc} = \overline{GS} \sigma (T_g^4 - T_w^4) + h A_1 \sigma \left(\frac{T_g^4 - T_w^4}{4 \sigma T_w^3} \right) \quad (3.36)$$

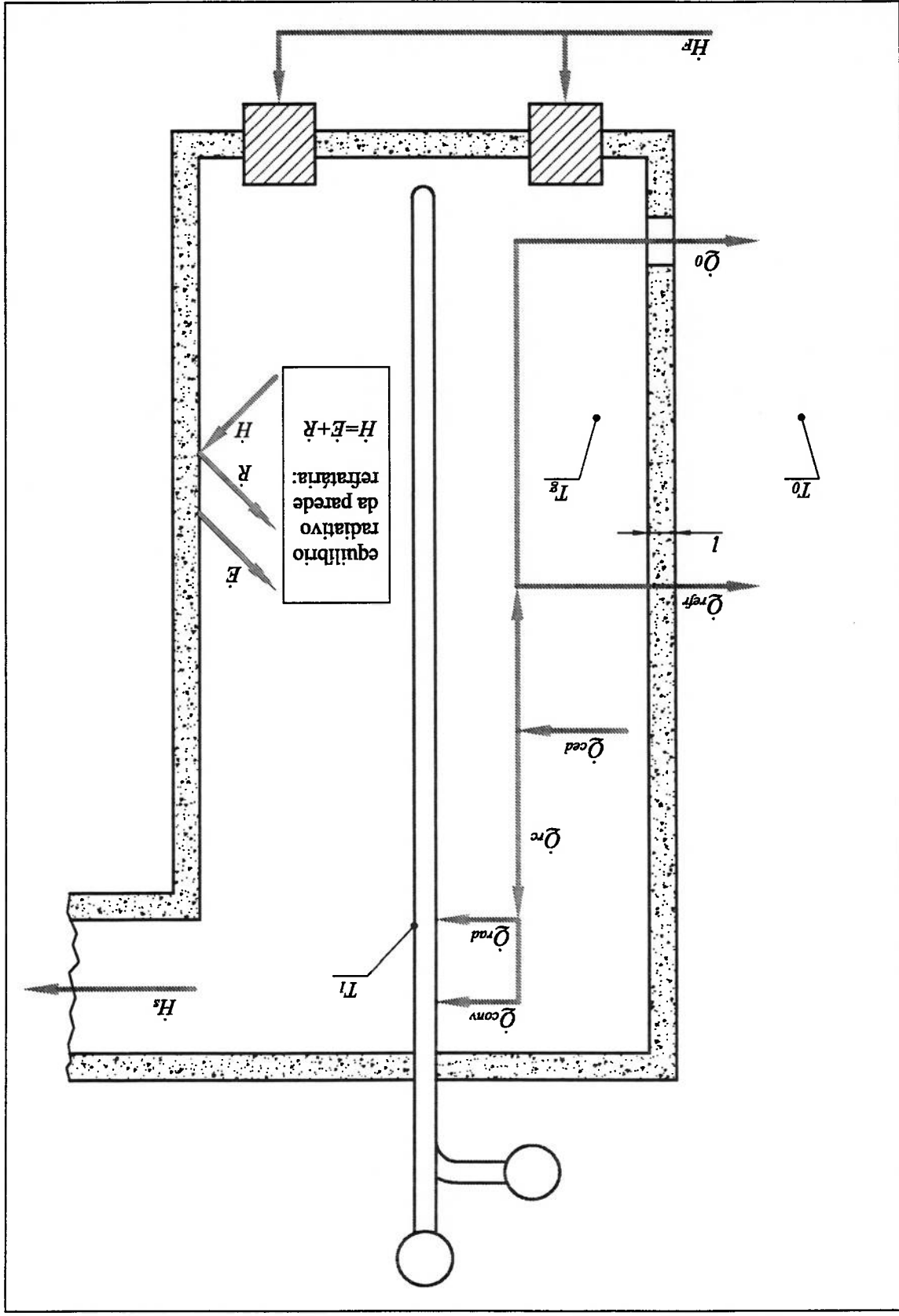


Figura 3.4: Ilustração das hipóteses adotadas e fluxos de calor considerados nas equações de balanço de energia e eficiência.

Definido \underline{GS}_{rc} como sendo a área efetiva de troca de calor

$$(3.37) \quad \underline{GS}_{rc} = \underline{GS} + \left(\frac{hA_1}{4\sigma T_4^{g1}} \right)$$

e, substituindo (3.37) em (3.36), a equação do calor total transferido para a carga (\dot{Q}_{rc}) assume a seguinte forma:

$$(3.38) \quad \dot{Q}_{rc} = \underline{GS}_{rc} \sigma (T_4^g - T_4^1)$$

A equação de transferência de calor dos gases, obtida pela soma das equações (3.38), (3.31) e (3.32), fornece o calor total cedido pelos gases no interior da fornalha (\dot{Q}_{ced}).

$$\dot{Q}_{ced} = \dot{Q}_{rc} + \dot{Q}_{refr} + \dot{Q}_0$$

$$(3.39) \quad \dot{Q}_{ced} = \underline{GS}_{rc} \sigma (T_4^g - T_4^1) + A_r U_r (T_g - T_0) + A_o F_{G0} \sigma (T_4^g - T_0^o)$$

A equação de balanço de energia dos gases fornece o calor cedido por estes em função da entalpia associada aos fluxos de massa e à potência liberada na combustão.

$$(3.40) \quad \dot{Q}_{ced} = \dot{H}_F - \dot{H}_s = \dot{H}_F - m_g c_{p,m} (T_s - T_0)$$

$$(3.41) \quad \dot{Q}_{ced} = \dot{H}_F - m_g c_{p,m} (T_g - \Delta - T_0)$$

Onde:

- \dot{H}_F = potência introduzida na fornalha através da entalpias associadas à combustão e às vazões de ar de combustão e combustíveis;
- \dot{H}_s = potência perdida via entalpia associada aos fluxos de gases efluentes;
- Δ = temperatura de afastamento;
- $c_{p,m}$ = calor específico médio dos produtos de combustão entre T_0 e T_s .

Definindo a pseudo temperatura de chama adiabática (T^p) como sendo:

$$T^p = \frac{H_p}{m_g c_{p,m}} + T_0 \quad (3.42)$$

Fazendo a igualdade de (3.39) com (3.41) e substituindo (3.42) na equação resultante, obtém-se a seguinte equação de transporte de energia em termos de T^p :

$$\frac{H_p}{H_p - \dot{Q}_{ced}} = \frac{T_g - \Delta - T_0}{(T^p - T_0)} \quad (3.43)$$

Resolvendo as equações (3.39) e (3.41), é possível calcular a eficiência térmica da fornalha (η) através da equação:

$$\eta = \frac{\dot{Q}_{rc}}{\dot{Q}_{ced}} = \frac{H_p}{\dot{Q}_{ced} - [U_r A_r (T_g - T_0) + F_{G0} A_0 \sigma (T_g^4 - T_0^4)]} \quad (3.44)$$

Adimensionalização

Os adimensionais que determinam o desempenho de uma fornalha são definidos a seguir.

Temperatura reduzida dos gases (T_g^*): é a razão entre a temperatura média de radiação dos gases e a pseudo temperatura de chama adiabática. A medida que $T_g^* \rightarrow 1$ a operação da fornalha tende para a condição adiabática.

$$T_g^* = \frac{T_g}{T^p} \quad (3.45)$$

Temperatura reduzida da superfície sorvedoura (T_s^*): é a razão entre a temperatura média da superfície sorvedoura e a pseudo temperatura de chama adiabática. A medida que $T_s^* \rightarrow 0$ o potencial de transferência de calor para a carga aumenta.

$$T_s^* = \frac{T_s}{T^p} \quad (3.46)$$

Temperatura reduzida do ambiente (T_0'): é a razão entre a temperatura do ambiente externo e a pseudo temperatura de chama adiabática. O valor da temperatura do ambiente externo de uma fornalha não possui grandes variações, além de, não ser uma variável controlável. Portanto, a análise da sensibilidade do desempenho da fornalha em função do adimensional T_0' tem pouca importância prática.

$$T_0' = \frac{T_0}{T_f} \quad (3.47)$$

Temperatura reduzida de afastamento (Δ'): é a razão entre a temperatura de afastamento e a pseudo temperatura de chama adiabática. O valor da temperatura de afastamento é dependente do padrão da combustão em uma determinada fornalha. Portanto, este adimensional tem grande importância quando se deseja comparar o desempenho da fornalha frente a mudanças de padrões de combustão.

$$\Delta' = \frac{T_f}{\Delta} \quad (3.48)$$

Eficiência reduzida dos gases (Q_g'): é a eficiência com a qual os gases da fornalha cedem calor multiplicado pelo fator $1 - T_0'$. Se não houver perdas pelo refratário e por aberturas, a eficiência reduzida dos gases da fornalha (Q_g') torna-se igual à eficiência reduzida da fornalha (Q_f'). Ou seja, a eficiência com a qual os gases cedem calor é igual à eficiência com a qual a carga recebe calor.

$$Q_g' = Q_{ced} \frac{H_f}{H_0} (1 - T_0') \quad (3.49)$$

Densidade reduzida de combustível (D'): este adimensional representa a razão entre a potência introduzida na fornalha (H_f) e o potencial de perda de calor dos gases. Este potencial é diretamente proporcional à área efetiva de troca de calor (GS_{rc}) e à quarta potência da pseudo temperatura de chama adiabática (T_4^p).

$$D' = \frac{H_f}{GS_{rc} T_4^p (1 - T_0')} \quad (3.50)$$

Fator de perdas pelo refratário (L_r'): este adimensional representa a razão entre a resistência térmica entre os gases e a carga ($1/(GS_{rc} T_3^p)$) e a resistência térmica entre os gases e o ambiente externo através do refratário ($1/(U_r A_r)$). A medida que $L_r' \rightarrow 0$ a importância da potência perdida através das paredes refratárias diminui, frente à potência transferida para a carga.

$$L_r' = \frac{U_r A_r}{GS_{rc} T_3^p} \quad (3.51)$$

Fator de perdas pelas aberturas (L'_0) este adimensional representa a razão entre a resistência térmica entre os gases e a carga ($1/(\sigma \overline{GS}^{rc})$) e a resistência térmica entre os gases e o ambiente externo através das aberturas ($1/(\sigma F_{G0A0})$). A medida que $L'_0 \rightarrow 0$ a importância da potência perdida através das aberturas diminui, frente à potência transferida para a carga.

$$L'_0 = \frac{F_{G0A0}}{\overline{GS}^{rc}} \quad (3.52)$$

Substituindo os adimensionais dados pelas equações (3.45) a (3.52) na equação de transferência de calor (3.39), obtêm-se:

$$Q'_g = \left(\frac{H^p}{1 - T'_0} \right) = \left(\frac{H^p}{H^p} \right) \left(\frac{D^p T'^p (1 - T'_0)}{D^p T'^p (1 - T'_0)} \right) [(T'^p T'^p)^4 - (T'^p T'^p)^4]$$

$$+ L'_p \sigma \overline{GS}^{rc} (T'^p T'^p)^4 - (T'^p T'^p)^4]$$

$$+ L'_0 \overline{GS}^{rc} [(T'^p T'^p)^4 - (T'^p T'^p)^4]$$

$$= \left(\frac{D^p T'^p (1 - T'_0)}{H^p T'^p} \right) (T'^p T'^p)^4 +$$

$$+ L'_p \left(\frac{D^p T'^p (1 - T'_0)}{H^p T'^p} \right) (T'^p T'^p)^4 - (T'^p T'^p)^4$$

$$+ L'_0 \left(\frac{D^p T'^p (1 - T'_0)}{H^p T'^p} \right) (T'^p T'^p)^4 - (T'^p T'^p)^4$$

$$Q'_g D^p = T'^p T'^p - T'^p T'^p + L'_p (T'^p T'^p)^4 - (T'^p T'^p)^4 + L'_0 (T'^p T'^p)^4 - (T'^p T'^p)^4 \quad (3.53)$$

Substituindo os adimensionais dados pelas equações (3.45) a (3.52) na equação de balanço de energia(3.41) obtêm-se:

$$T_i^g = 1 - \frac{p}{Q_i^g}$$

(3.56)

$$Q_i^g = 1 - T_i^g + \left(1 - \frac{p}{Q_i^g}\right) Q_i^g = 1 - T_i^g + Q_i^g - \frac{p}{Q_i^g}$$

A Figura (3.5) mostra as regiões características de diversas aplicações de fornalhas delimitadas no gráfico da eficiência reduzida da fornalha (Q_i^f) em função da densidade reduzida de combustão (D') [28].

No caso de Δ' não ser desprezível, pode-se calculá-lo considerando que Δ varia inversamente com H^p . Segundo Hottel [1], esta hipótese é verificada experimentalmente em vários tipos de fornalhas e através de simulações numéricas utilizando o método de zonas com múltiplas zonas. Após estas considerações, Hottel [1] propõe Δ' proporcional a Q_i^g , onde o fator de proporcionalidade é $(1 - 1/d)$, desta forma, a equação (3.54) toma a seguinte forma:

$$Q_i^f D' = (1 - Q_i^f)^4 - T_i^4$$

(3.55)

Quando os fatores de perda L_i^p e L_0 são suficientemente pequenos, e Δ' é desprezível, pode-se substituir a equação (3.54) na equação (3.53) obtendo, assim, a equação da eficiência reduzida da fornalha (Q_i^f).

$$Q_i^g = 1 - T_i^g + \Delta'$$

(3.54)

$$\frac{H^p - \frac{Q_i^g H^p}{(1 - T_0^g)}}{Q_i^g H^p} = \frac{H^p}{T_i^p - T_0^p} = \frac{T_i^g - \Delta' - T_0^g}{Q_i^g} = 1 - \frac{1 - T_0^g}{Q_i^g} = 1 - \frac{1 - T_0^g}{Q_i^g}$$

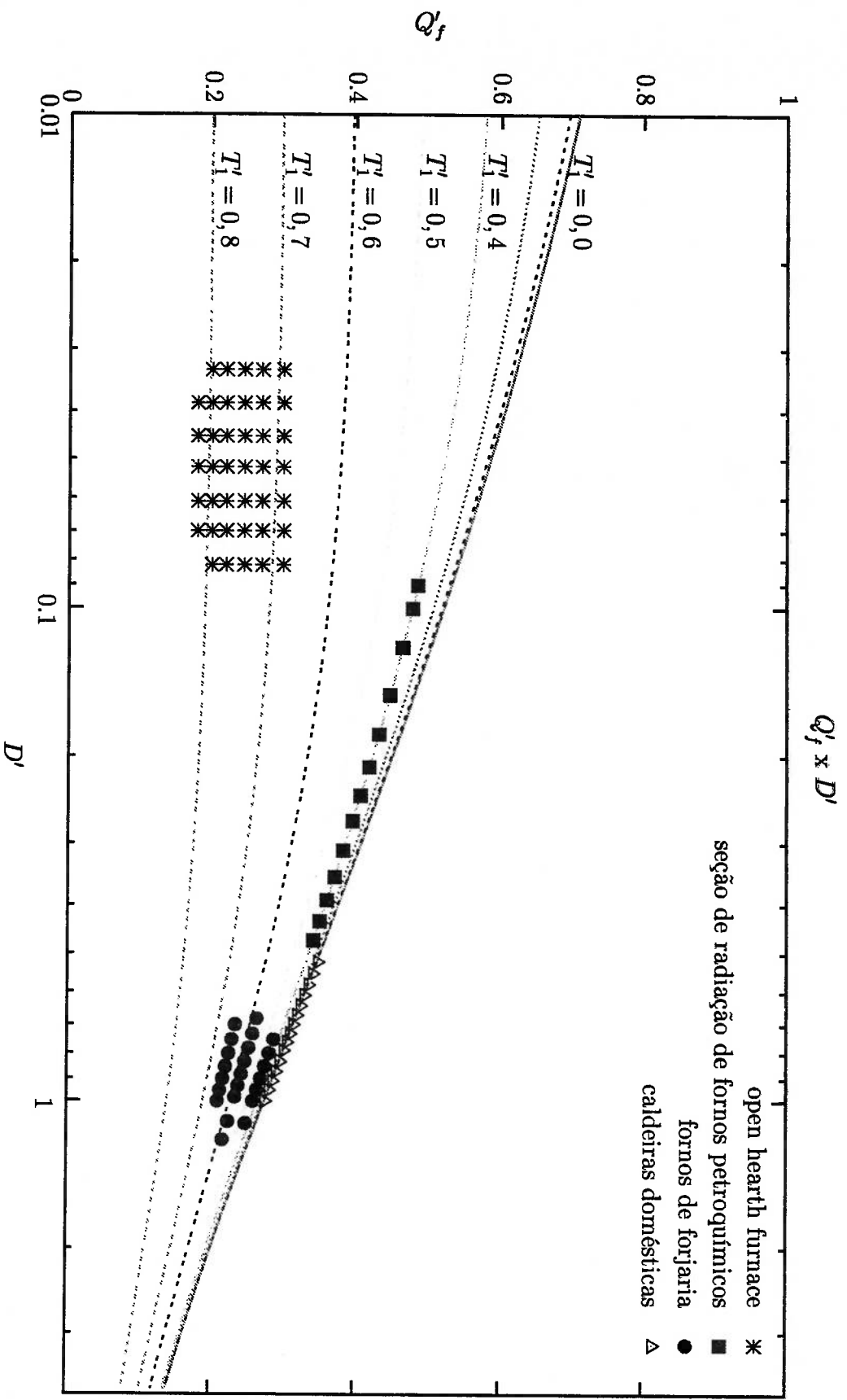


Figura 3.5: Regiões características de diversas aplicações de fornalhas delimitadas no gráfico da eficiência reduzida da fornalha (Q_f') em função da densidade reduzida de combustão (D') [28].

Hottel [1] também relata que d está em torno de $4/3$, para o caso de fornalhas de craqueamento e geradores de vapor navais.

Substituindo a equação (3.56) na equação (3.53), obtêm-se:

$$\dot{Q}'_g D' = \frac{p}{Q'_g} (D' d) \left(1 - \frac{p}{Q'_g} \right) - T_1 + T_0 + I'_r \left(1 - \frac{p}{Q'_g} - T_0 \right) + I'_0 \left[\left(1 - \frac{p}{Q'_g} \right) - T_0 \right] \quad (3.57)$$

que é a equação da eficiência reduzida dos gases, considerando o afastamento da fornalha da condição de reator perfeitamente misturado (PSR).

Comparando a equação (3.57) com a (3.53), é possível notar que as estruturas das equações mantiveram-se. Isto é, houve apenas uma mudança de variáveis de Q'_g para Q'_g/d , e de D' para $D'd$.

Substituindo os adimensionais dados pelas equações (3.45) a (3.52) na equação (3.44), e combinando o resultado com a equação (3.56), obtêm-se:

$$\eta = \left(\frac{1}{H^g} \right) \left[\frac{Q^g H^g}{L^g} - L^g \sigma \overline{GS} T^g T^g - T^g T^g \right] + L^g \sigma \overline{GS} T^g T^g \left[(T^g T^g)^4 - (T^g T^g)^4 \right]$$

$$= \frac{Q^g}{L^g} \frac{1 - T^g}{1 - T^g} - \frac{L^g}{L^g} \frac{D^g (1 - T^g)}{L^g} + \frac{L^g}{L^g} \frac{D^g (1 - T^g)}{L^g} (T^g T^g)^4 - T^g T^g$$

$$= \frac{Q^g}{L^g} \frac{1 - T^g}{1 - T^g} - \frac{D^g (1 - T^g)}{L^g} \left(1 - \frac{D^g}{Q^g} \right) \left[1 - (T^g T^g)^4 \right]$$

$$= \frac{Q^g}{L^g} \frac{1 - T^g}{1 - T^g} - \frac{D^g}{L^g} \left(1 - \frac{D^g}{Q^g} \right) \left[1 - (T^g T^g)^4 \right]$$

Dividindo a equação acima por d , obtêm-se:

$$\eta \frac{d}{d} = \frac{Q^g}{L^g} \frac{d}{d} \frac{1 - T^g}{1 - T^g} - \frac{D^g}{L^g} \frac{d}{d} \left(1 - \frac{D^g}{Q^g} \right) \left[1 - (T^g T^g)^4 \right] + \frac{D^g d (1 - T^g)}{L^g} \left(1 - \frac{D^g}{Q^g} \right) \left[1 - (T^g T^g)^4 \right] \quad (3.58)$$

Os gráficos da Figura 3.6 mostram o efeito das perdas pelas paredes na eficiência de uma fornalha com as seguintes características: $L^g = 0,02$ e $0,04$; $T^g = 0,7$ e $0,7$; $T^g = 1/8$. Nestes gráficos, é possível observar a existência de um valor de densidade reduzida de combustão, D^g , no qual a eficiência da fornalha possui um valor máximo. Para D^g maior que D^g_{max} , a eficiência da fornalha diminui devido ao aumento da entalpia associada aos gases efluentes da fornalha. Por outro lado, para D^g menor que D^g_{max} , a eficiência diminui devido às perdas pelas paredes. Deve-se lembrar que a variável d é uma constante dependente do padrão de transferência de calor na fornalha.

A diferença do gráfico da Figura 3.5 em relação ao da Figura 3.6 é que neste as perdas pelas paredes são consideradas, isto é evidenciado pela queda da eficiência quando $D^g d$ tende a zero. Além disto, a ordenada do gráfico da Figura 3.6 é a

variável η/d , e o da Figura 3.5 é a variável Q_f . A variável η/d é utilizada para avaliação de desempenho, enquanto que, a variável Q_f é utilizada para a análise da similaridade das trocas de calor entre fornalhas.

Análise adimensional e paramétrica

Com relação aos gráficos das Figuras (3.5) e (3.6) é possível fazer as seguintes observações:

1. A medida que a potência fornecida à fornalha diminui (decréscimo de D') η aumenta, passa por um máximo e cai para zero quando a potência fornecida é muito baixa;
2. Alterações na temperatura da carga têm pouca influência sobre η no caso dessa ser pequena relativamente à pseudo temperatura de chama adiabática ($T_1' > 0,3$);

3. Se a superfície interna da câmara de combustão for formada predominantemente por superfícies sorvedouras negras ($C_{\epsilon 1} \rightarrow 1$), D' será inversamente proporcional à ϵ_g . Neste caso, para taxas de operação muito altas, T_g tende a T_f e Q_f torna-se inversamente proporcional a D' , ou seja, Q_f diretamente proporcional a ϵ_g . No entanto, para taxas de operação baixas, o efeito de ϵ_g sobre Q_f é muito menor.

4. Se a superfície interna da câmara de combustão for formada predominantemente por refratário ou superfícies sorvedouras não negras ($C_{\epsilon 1} \rightarrow 0$), o efeito de ϵ_g sobre Q_f é muito pequeno.

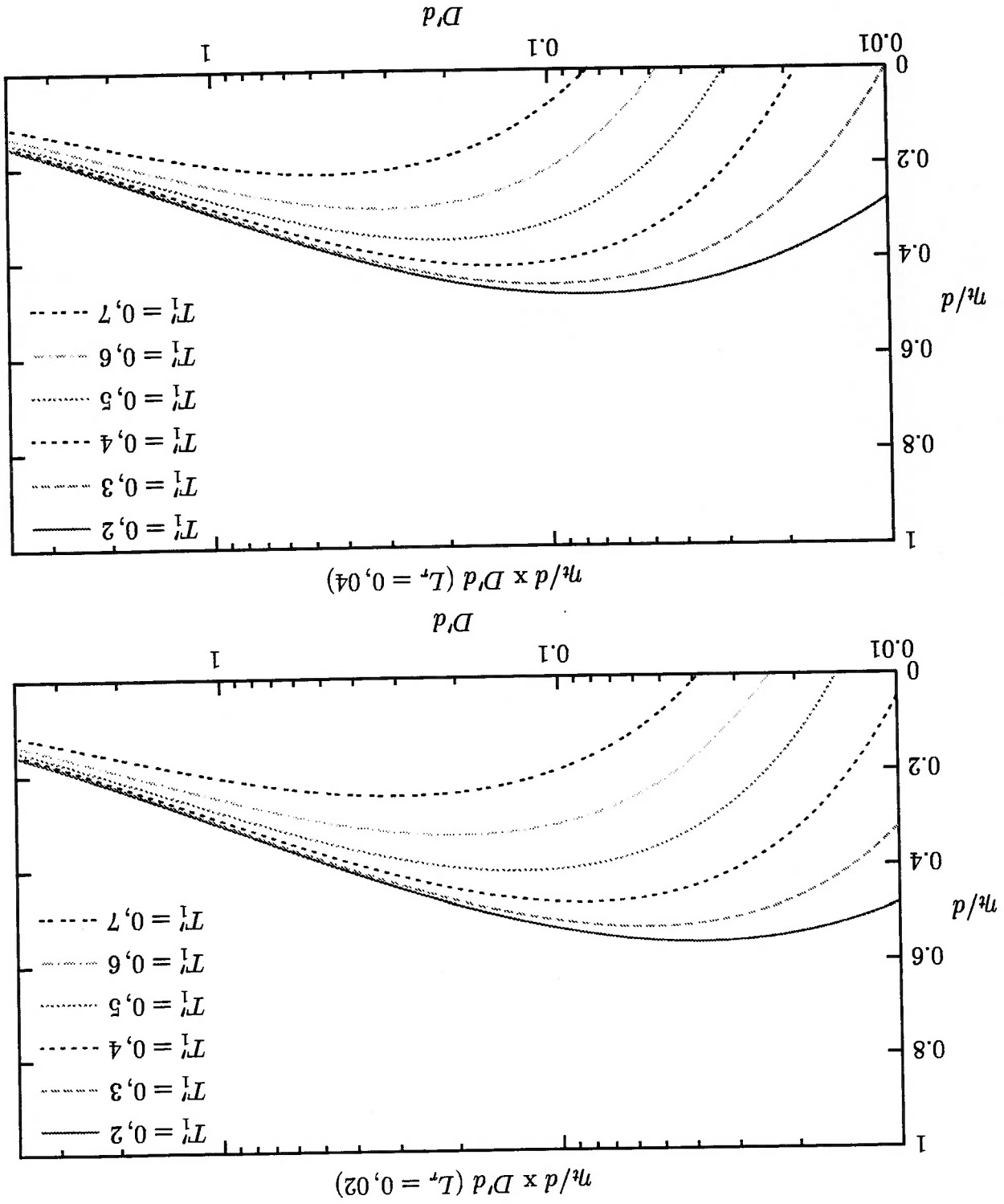


Figura 3.6: Efeito das perdas pelas paredes na eficiência de uma fornalha ($T_0^1 = 1/8$) (Hottel, 1974).

3.3 DINÂMICA DOS FLUIDOS COMPUTACIONAL (CFD)

A solução analítica das equações fundamentais do escoamento é possível apenas para escoamentos extremamente simples. Por outro lado, os escoamentos de interesse industrial são extremamente complexos. Portanto, é necessário utilizar métodos numéricos para a solução das equações fundamentais.

O FLUENT, assim como a maior parte dos demais códigos CFD comerciais, utiliza o método dos volumes finitos para a discretização do domínio modelado. Este método é constituído pelas seguintes etapas:

- Divisão do domínio do escoamento em volumes de controle discretos utilizando uma malha computacional;
- Integração das equações fundamentais em cada volume de controle para construção de equações algébricas para as variáveis dependentes, tais como, velocidades, pressão, temperatura e outros escalares conservativos;
- Linearização das equações discretizadas e solução do sistema de equações lineares resultante, para assim, obter valores atualizados para as variáveis dependentes.

3.3.1 Solução do Sistema de Equações Discretizadas

A linearização e solução das equações discretizadas é executada, neste trabalho, com o método "Segregated Solver". Este método resolve as equações fundamentalmente de forma sequencial, ou seja, cada variável do campo é calculada isoladamente e uma após a outra. Devido à não linearidade das equações e ao acoplamento entre elas, são necessárias várias iterações para obtenção da solução convergida. Cada iteração é constituída pelas etapas mostradas na Figura 3.7 e descritas a seguir.

1. As propriedades do fluido são atualizadas a partir da solução disponível.
2. As equações de quantidade de movimento nas direções x , y e z são resolvidas sequencialmente utilizando os valores de pressão e vazão mássica na face de cada volume de controle para, assim, atualizar o campo de velocidade.
3. Uma equação de correção da pressão, obtida da equação da continuidade e desta equação de correção da pressão fornece as correções para os campos de pressão, velocidade e fluxos de massa nas faces.

4. Se outros escalares, tais como, energia cinética turbulenta, taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, trações mássicas de espécies químicas, inter-sidades de radiação em determinadas direções, estão inclusos na modelagem do escoamento, então suas respectivas equações de transporte são resolvidas sequencialmente utilizando os valores disponíveis das demais variáveis.
5. Se o acoplamento entre fases está incluso na modelagem do escoamento, os termos fontes das equações da fase contínua devem ser atualizados através do cálculo da trajetória da fase dispersa.
6. A solução é verificada quanto à convergência.

O "Segregated Solver" utiliza um método de linearização implícito. Isto é, para uma dada variável do campo, o valor desconhecido de cada volume de controle é calculado utilizando uma relação que inclui valores conhecidos e desconhecidos dos volumes vizinhos no mesmo instante de tempo. Portanto, cada variável discreta desconhecida aparece em mais de uma equação do sistema. Estas equações devem ser resolvidas simultaneamente para obtenção dos valores discretos desconhecidos.

Devido à solução sequencial das equações fundamentais e às características do método implícito, o sistema de equações lineares obtido a partir de cada equação de transporte resolvida possui, só e somente só, uma equação para cada volume de controle existente. Devido à existência de apenas uma equação por volume, este sistema de equações é chamado de sistema de equações de escalares. Para solução deste sistema de equações é utilizado o método de Gauss-Seidel juntamente com o método AMG ("Algebraic Multigrid"). Por exemplo: a equação da quantidade de movimento na direção x é linearizada para produzir um sistema de equações no qual a variável u (velocidade axial) é desconhecida; após isto, o método de Gauss-Seidel juntamente com o AMG é utilizado para resolver este sistema de equações e, assim, obter o campo de u ; obtida a solução desta variável de campo, deve-se escolher a variável de campo seguinte e repetir o procedimento.

Nos itens a seguir, os métodos de discretização e linearização utilizados neste trabalho estão descritos para o caso de regime permanente.

3.3.2 Discretização de um escalar ϕ

A solução da equação integral do transporte de um escalar ϕ sobre o volume de controle bidimensional, representado na Figura 3.8, fornece a seguinte equação:

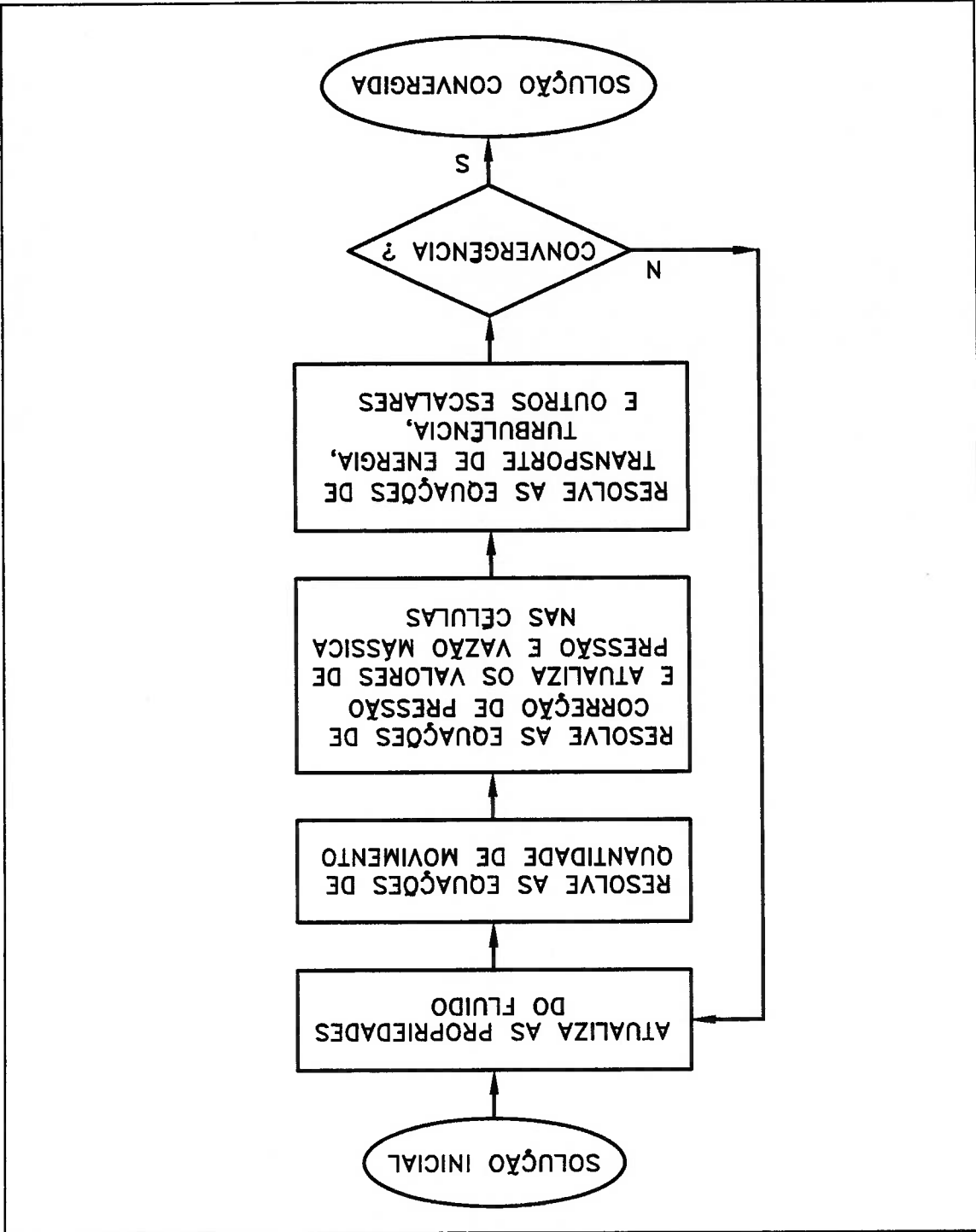


Figura 3.7: Fluxograma de solução do "Segregated Solver"

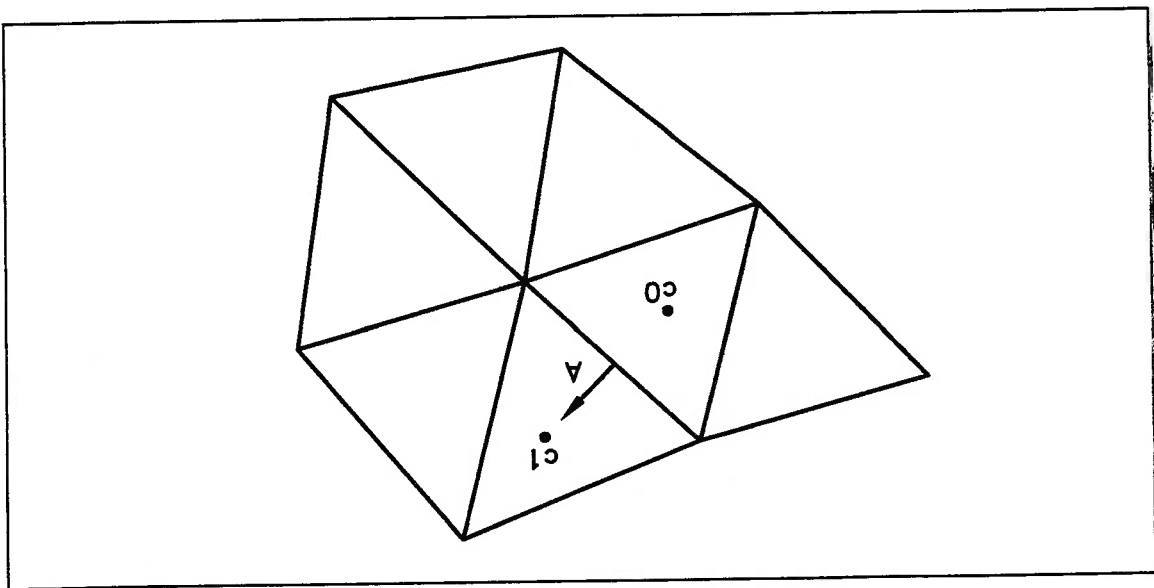


Figura 3.8: Volume de controle utilizado para ilustrar a discretização da equação de transporte de um escalar ϕ

$$\sum_{N_{faces}} p_{uf} \phi_f A_f = \sum_{N_{faces}} \Gamma_{\phi} \partial_i \phi (A_f)_i + S_{\phi} V \quad (3.59)$$

Onde:

- N_{faces} = número de faces da célula;
- ϕ_f = valor de ϕ transportado por convecção através da face f ;
- p_{uf} = fluxo de massa através da face f ;
- $(A_f)_i$ = área da face f perpendicular a direção i ;
- $\partial_i \phi$ = gradiente do escalar ϕ ;
- $S_{\phi} V$ = termo fonte do escalar ϕ ;
- V = volume da célula;
- Γ_{ϕ} = coeficiente de difusão do escalar ϕ ;

O FLUENT armazena os valores discretos do escalar ϕ no centro de cada célula, pontos $c0$ e $c1$ ilustrados na Figura 3.8. No entanto, a equação 3.59 utiliza em seus termos de convecção valores localizados nas faces da célula, ϕ_f . Para o cálculo destes valores ϕ_f , foi utilizado o esquema de interpolação "QUICK" nas simulações desta dissertação.

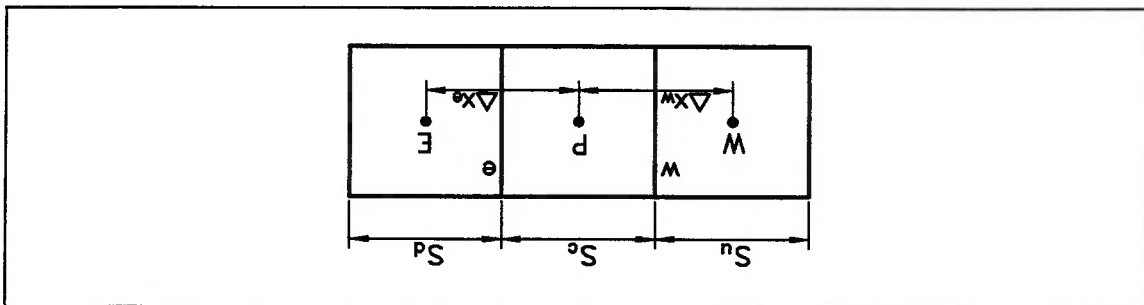


Figura 3.9: Volumes de controle unidimensionais

Esquema "Quick"

No caso de malhas quadrilaterais e hexaédricas, onde é possível identificar faces e células a montante únicas, o FLUENT permite a utilização do esquema de interpolação "Quick". Este esquema é baseado na média ponderada entre o esquema de interpolação "Second-Order Upwind" e um esquema de interpolação central. A Figura 3.9 mostra um conjunto de volumes unidimensionais adjacentes. Assumindo que o escoamento através destes volumes está no sentido de W para E , então o valor de ϕ_e será dado por:

$$\phi_e = \theta \left(\frac{S_c + S_d}{S_d} \phi_P + \frac{S_c}{S_c + S_d} \phi_E \right) + (1 - \theta) \left(\frac{S_u + S_c}{S_u + 2S_c} \phi_P - \frac{S_u}{S_c} \phi_W \right) \quad (3.60)$$

Se $\theta = 1$ na equação acima, tem-se uma interpolação central de segunda ordem. Por outro lado, se $\theta = 0$, tem-se o esquema "Second-Order Upwind". O esquema "Quick" tradicional utiliza o valor $\theta = 1/8$. No entanto, o FLUENT utiliza um valor de θ dependente da solução.

O esquema "Quick" geralmente possui melhor precisão quando utilizado com malhas estruturadas e alinhadas com o escoamento. No código FLUENT, se o esquema "Quick" é habilitado para trabalhar com malhas não estruturadas ou híbridas, este código automaticamente utiliza o esquema "Second-Order Upwind" nas faces das células não hexaédricas ou não quadrilaterais.

3.3.3 Linearização de um escalar ϕ

A equação discretizada de transporte de um escalar, 3.59, possui a variável desconhecida ϕ referente ao centro da célula, assim como, as referentes às células adjacentes.

Esta equação, em geral, é não linear. No entanto, a equação 3.59 pode ser linearizada e escrita no seguinte formato:

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S^c V \quad (3.61)$$

Onde:

a_p	=	coeficiente linearizado de ϕ_p , dada pela equação 3.62;
ϕ_p	=	valor de ϕ no ponto P ;
a_{nb}	=	coeficientes linearizados de ϕ_{nb} ;
ϕ_{nb}	=	valor de ϕ no ponto nb ;
$S^c V$	=	contribuição da parte constante do termo fonte, equação 3.63, e da condição de contorno;

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} - S^p V \quad (3.62)$$

$$S^p V = (S^c + S^p \phi) V \quad (3.63)$$

Fator de relaxação

Devido à não linearidade do conjunto de equações resolvidas pelo FLUENT, é necessário utilizar um controle de atualização de ϕ . Isto é feito através do fator de relaxação α que reduz as alterações de ϕ produzidas em cada iteração. O novo valor da variável ϕ , ϕ^{new} , é dependente do valor anterior desta variável, ϕ^{old} , da variação de ϕ calculada, $\Delta\phi$, e do fator de relaxação, α , conforme a equação abaixo:

$$\phi = \phi^{old} + \alpha \Delta\phi \quad (3.64)$$

3.3.4 Discretização e Linearização da Equação de Conservação da Quantidade de Movimento

Os esquemas de discretização e linearização de um escalar ϕ descritos nos itens 3.3.2 e 3.3.3 também são usados para discretizar e linearizar a equação de conservação da

quantidade de movimento. Por exemplo, a equação de conservação da quantidade de movimento na direção x é obtida através da substituição de ϕ por u na equação 3.61.

$$\rho \frac{d}{dt} \int_V u \, dV = \sum_{nb} \rho u_{nb} \dot{V}_{nb} + \sum_f \rho u_f \dot{V}_f + S_x V \quad (3.65)$$

Nesta dissertação foi utilizado o esquema PRESTO! para a interpolação da pressão. Este esquema utiliza a equação discretizada da continuidade aplicada a um volume de controle deslocado cujo centro está localizado na face de interesse, para assim, calcular a pressão na face (centro do volume deslocado). O esquema PRESTO! é aplicável apenas para malhas quadriláteras e hexaédricas.

3.3.5 Discretização da Equação da Continuidade

A equação integral da continuidade aplicada a um volume de controle fornece a seguinte equação discretizada da continuidade.

$$\sum_{N_{faces}} j_f = 0 \quad (3.66)$$

onde j_f é a vazão mássica que atravessa a face f , dado por: $j_f = \rho u_n A_f$. Portanto,

$$\sum_{N_{faces}} \rho u_n A_f = 0 \quad (3.67)$$

Conforme descrito na seção 3.3.1, as equações de conservação da quantidade de movimento e da continuidade são resolvidas sequencialmente. Neste procedimento sequencial, a equação da continuidade é usada para obtenção do campo de pressões. No entanto, a pressão não aparece de forma explícita na equação da continuidade para escoamentos incompressíveis. Desta forma, a família de algoritmos SIMPLE ("Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations") é utilizado para introduzir a pressão na equação da continuidade.

Quando é utilizada interpolação linear baseada no valor de velocidades do centro da célula para o cálculo da velocidade na face desta, ocorre o problema do tabuleiro

de xadrez, conforme descrito por Patankar [37]. Para evitar este problema, o código FLUENT utiliza um procedimento similar ao utilizado por Rhie e Chow apud. FLUENT 5 Documentation [20]. Neste procedimento, o valor da velocidade na face é calculado utilizando os coeficientes da equação de conservação da quantidade de movimento, 3.65. Desta forma, o valor da vazão mássica na face da célula pode ser escrita como:

$$J_f = \hat{J}_f + d_f (p_{c0} - p_{c1}) \quad (3.68)$$

Onde p_{c0} e p_{c1} são as pressões no centro das células adjacentes à face, e \hat{J}_f contém a influência da velocidade nestas células. O termo d_f é dado pela equação abaixo.

$$d_f = \frac{a_p}{A_f} \quad (3.69)$$

O termo a_p é a média dos coeficientes a_p da equação de conservação de quantidade de movimento das células adjacentes à face f .

3.3.6 Acoplamento pressão-velocidade - método SIMPLE

Neste trabalho, foi utilizado o método SIMPLE para o acoplamento pressão-velocidade. Este método utiliza uma relação entre velocidade e correção da pressão para forçar a conservação de massa obtendo, assim, o campo de pressão. As etapas do algoritmo SIMPLE são as seguintes:

1. A equação de conservação da quantidade de movimento é resolvida utilizando o campo de pressão atual p^* , o que resulta em um campo de vazão mássica na face, J^* , obtido através da equação 3.68.

$$J_f^* = \hat{J}_f + d_f (p_{c0}^* - p_{c1}^*) \quad (3.70)$$

2. Este campo de vazão mássica não satisfaz a equação de continuidade. Consequentemente, é necessário adicionar uma correção de vazão mássica, J_f' , que satisfaz a equação de continuidade.

$$J_f = J_f^* + J_f' \quad (3.71)$$

onde J_f^* é calculado através da equação:

$$J_f^* = d_f (p'_{c0} - p'_{c1}) \quad (3.72)$$

onde p' é a correção da pressão da célula.

3. O algoritmo SIMPLE substitui a equação 3.72 na equação 3.71. Em seguida, substitui a equação resultante na equação da continuidade 3.67 obtendo, assim, a equação de correção da pressão.

$$a_p p' = \sum_{nb} p'_{nb} + b \quad (3.73)$$

Onde o termo fonte, b , é a vazão líquida no interior da célula.

$$b = \sum_{N_{faces}^f} J_f^* \quad (3.74)$$

4. A equação de correção da pressão 3.73 é resolvida através da combinação dos métodos de Gauss-Seidel e AMG. Tendo os valores de correção da pressão, p' , então uma nova solução de campo de pressão e vazão mássica na célula é obtida através das equações:

$$p = p^* + \alpha_p p' \quad (3.75)$$

$$J_f = J_f^* + d_f (p'_{c0} - p'_{c1}) \quad (3.76)$$

Onde α_p é o fator de relaxação da pressão.

3.3.7 Resíduos

Resíduo para uma variável genérica ϕ

O resíduo calculado pelo código FLUENT é o somatório sobre todas as células do módulo da diferença entre o primeiro e o segundo membro da equação 3.61.

$$R_\phi = \sum_{\text{células P}} \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_c V - a_p \phi_p \right| \quad (3.77)$$

Usualmente, para facilitar o julgamento da convergência, o código FLUENT apresenta o resíduo em sua forma normalizada pela seguinte equação:

No caso das equações de conservação de quantidade de movimento, o termo $a_p \phi_p$ do denominador da equação 3.78 é substituído por $a_p u_p$, onde u_p é a magnitude da velocidade na célula P .

Resíduo da continuidade

No caso da equação da continuidade, o código FLUENT calcula o resíduo da seguinte forma.

$$R^c = \sum_{\text{células } P} \text{taxa de geração de massa em } P \quad (3.79)$$

A normalização deste resíduo é a seguinte.

$$R^c = \frac{R_{\text{iteração } N}^c}{R_{\text{iteração } M}^c} \quad (3.80)$$

Onde:

$R_{\text{iteração } N}^c$ = resíduo da iteração N ;
 $R_{\text{iteração } M}^c$ = maior resíduo entre as M primeiras iterações, usualmente $M = 5$;

3.3.8 Critério de Convergência

A solução dos cálculos iterativos foi considerada convergida quando as seguintes condições eram verificadas:

- resíduos das variáveis resolvidas com pequenas oscilações em torno de um patamar após queda de algumas ordens de grandeza em relação a uma solução inicial não convergida;

- variáveis de campo praticamente constantes em função do número de iterações N , tal que $N > N_{min}$;
- estrutura das linhas de correntes considerada fisicamente possível para o escoamento simulado.

3.4 MODELOS DE TURBULÊNCIA

Os modelos de turbulência de interesse em engenharia são os baseados nas médias de Reynolds. As equações de transporte destes modelos descrevem apenas as grandes médias do escoamento. Nestas equações, todas as escalas de turbulência são representadas por apenas 2 escalas. Com isto, é possível modelar escoamentos turbulentos em regime permanente sem a utilização de derivadas temporais. Assim, esta abordagem permite economizar grandes esforços computacionais.

Através da utilização de médias de Reynolds, é possível obter a seguinte equação de conservação de quantidade de movimento em regime permanente:

$$\rho U_j \partial_j U_i = -\partial_i p + \partial_j \left(2\mu S_{ij} - \frac{2}{3} \rho \overline{u_i u_j u_k} U_k \right) \quad (3.81)$$

Onde:

$$\begin{aligned} \mu &= \text{viscosidade molecular;} \\ S_{ij} &= \text{tensor taxa de deformação média,} \\ &= \frac{1}{2} (\partial_j U_i + \partial_i U_j); \\ \overline{u_i u_j} &= \text{tensor das tensões de Reynolds;} \end{aligned}$$

Nesta dissertação foram utilizadas duas abordagens diferentes para o tratamento do tensor das tensões de Reynolds, $\overline{u_i u_j}$. A abordagem mais simples foi a que adotou a hipótese de Boussinesq, representada no código Fluent pelos modelos de 2 Equações. A abordagem mais sofisticada foi a de transporte das tensões de Reynolds, onde é resolvida uma equação de transporte para cada um dos componentes deste tensor.

3.4.1 Modelos de 2 equações

Foram os primeiros modelos considerados completos, o que não significa que eles sejam universais ou acurados. A denominação completa significa que estes modelos necessitam apenas das condições de contorno ou iniciais para caracterização do escoamento turbulento. As escalas turbulentas de comprimento e tempo são representadas através das equações de transporte para duas grandezas turbulentas, por exemplo, a energia cinética turbulenta, k [m^2/s^2], e a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta, ϵ [m^2/s^3]. Nestes modelos, o tensor das tensões de Reynolds é modelado considerando a hipótese de Boussinesq onde, a viscosidade turbulenta (μ_t)

é definida e a isotropia desta viscosidade é adotada. Com isto, o tensor das tensões de Reynolds passa a ser representado pela seguinte equação:

$$(3.82) \quad -\overline{p u_i' u_i'} = 2\mu_t S_{ij} - \frac{2}{3}(\rho k + \mu_t \partial_i U_i) \delta_{ij}$$

Combinando esta equação com a equação 3.81 obtêm-se a equação de quantidade de movimento em função de μ_t .

$$(3.83) \quad \rho U_j \partial_j U_i = -\partial_i p + \partial_j \left[2(\mu + \mu_t) S_{ij} - \frac{2}{3} \mu \partial_k U_k \delta_{ij} \right]$$

Definindo a viscosidade efetiva (μ_{eff}),

$$(3.84) \quad \mu_{eff} = \mu + \mu_t$$

tem-se que a equação de quantidade de movimento em função de μ_{eff} é:

$$(3.85) \quad \rho U_j \partial_j U_i = -\partial_i p + \partial_j \left[2\mu_{eff} S_{ij} - \frac{2}{3} \mu \partial_k U_k \delta_{ij} \right]$$

As alternativas de modelos de 2 equações oferecidas pelo código Fluent são as seguintes:

$k - \epsilon$ std ("standard"): é o modelo desenvolvido por Jones e Lauder, utilizando uma abordagem semi-empírica. No desenvolvimento deste modelo foi adotada a hipótese de escoamento plenamente turbulento e efeitos de viscosidade molecular desprezíveis.

$k - \epsilon$ rng ("Renormalization Group Method"): é o modelo obtido utilizando uma técnica matemática chamada "Renormalization Group Method" aplicada às equações instantâneas de Navier-Stokes.

$k - \epsilon$ rlx ("relaxable"): o termo "relaxable" significa que este modelo satisfaz certas restrições matemáticas consistentes com a física da turbulência que os modelos $k - \epsilon$ std e $k - \epsilon$ rng não satisfazem.

Viscosidade efetiva (μ_{eff})

Os modelos de 2 equações do código Fluent calculam μ_{eff} através de sua definição (equação 3.84) ou, alternativamente, através de um modelo específico. No caso da primeira alternativa, a viscosidade turbulenta (μ_t) é modelada através da seguinte equação.

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.86)$$

onde C_μ é o coeficiente da viscosidade turbulenta.

Equação de transporte de k

Os modelos de 2 equações do código Fluent utilizam a mesma estrutura de equação para descrever o transporte de k ,

$$\rho U_i \partial_i k = \partial_i (\mu_{k,eff} \partial_i k) + G_k + G_b - \rho \epsilon \quad (3.87)$$

Onde:

$$\begin{aligned} \mu_{k,eff} &= \text{coeficiente de difusão de } k; \\ G_k &= \text{termo fonte de energia cinética turbulenta devido ao gradiente de velocidade média, dado pela equação 3.105;} \\ G_b &= \text{termo fonte de energia cinética turbulenta devido às forças de campo, dado pela equação 3.108;} \end{aligned}$$

Modelo $k - \epsilon$ std

Neste modelo, o coeficiente da viscosidade turbulenta (C_μ) é adotado como sendo uma constante igual a 0,09.

O coeficiente do termo de difusão de k é calculado da seguinte forma:

$$\mu_{k,eff} = \mu + \frac{\sigma_k}{\mu} \quad (3.88)$$

onde, $\sigma_k = 1,0$ é o número de Prandtl de k .

A equação de transporte de ϵ do modelo $k - \epsilon$ std é dada por:

$$pU_i \partial_i \epsilon = \partial_i \left[\left(\mu + \frac{\sigma_\epsilon}{Pr} \right) \partial_i \epsilon \right] + C_{1\epsilon} \frac{k}{\epsilon} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.89)$$

Onde:

$$\begin{aligned} C_{1\epsilon} &= 1,44 \text{ (constante);} \\ C_{2\epsilon} &= 1,92 \text{ (constante);} \\ C_{3\epsilon} &= \text{coeficiente dado pela equação 3.111;} \\ \sigma_\epsilon &= 1,3 \text{ (número de Prandtl turbulento de } \epsilon). \end{aligned}$$

Modelo $k - \epsilon$ RNG

Neste modelo é utilizado um procedimento de eliminação fornecido pela teoria RNG para obtenção de uma equação de viscosidade efetiva, μ_{eff} , em função do número de Reynolds turbulento, $Re_t = (\rho k^2) / (\epsilon \mu)$.

$$\frac{\mu_{eff}}{\mu} = f(Re_t) \quad (3.90)$$

A equação 3.90 permite ao modelo adequar-se a escoamentos com números de Reynolds baixos, por exemplo, zonas de recirculação externa próxima à parede em jatos confinados. No caso de números de Reynolds elevados, a equação 3.90 reduz-se à seguinte equação:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (3.91)$$

onde $C_\mu = 0,0845$, obtido da teoria RNG.

Usualmente, o código FLUENT utiliza a equação 3.91 para o cálculo da viscosidade efetiva. No caso de simulações de escoamentos que possuam regiões com números de Reynolds baixos é necessário habilitar a equação 3.90.

O modelo $k - \epsilon$ RNG do código FLUENT possui uma opção para correção da viscosidade efetiva em função de uma constante de "swirl" (α_s), de um número de "swirl" característico (Ω) e da razão k/ϵ .

$$\mu_{eff} = f\left(\alpha_s, \Omega, \frac{\epsilon}{k}\right) \quad (3.92)$$

onde $\mu_{eff,0}$ é calculado utilizando a equação 3.90 ou 3.91. A constante de "swirl" no código FLUENT está ajustada para uma condição de número de "swirl" baixo, $\alpha_s = 0,05$. No caso de simulações com números de "swirl" elevados, deve-se atribuir um valor mais elevado para α_s .

O coeficiente do termo de difusão de k ($\mu_{k,eff}$) é calculado através da seguinte equação:

$$\mu_{k,eff} = \alpha_k \mu_{eff} \quad (3.93)$$

onde, α_k é o inverso do número de Prandtl para k e ϵ . Este adimensional é calculado utilizando a seguinte fórmula obtida analiticamente pela teoria RNG:

$$\frac{\mu_{k,eff}}{\mu_{mol}} = \frac{\left| \frac{\alpha_0 - 1,3929}{\alpha + 2,3929} \right|^{0,6321}}{\left| \frac{\alpha_0 + 2,3929}{\alpha + 2,3929} \right|^{0,3679}} \quad (3.94)$$

onde $\alpha_0 = 1,0$.

Para números de Reynolds elevados ($\mu/\mu_{eff} \gg 1$), $\alpha_k = \alpha_\epsilon \approx 1,392$.

A equação de transporte de ϵ do modelo $k - \epsilon$ mg é dada por:

$$pU_i \partial_i \epsilon = \partial_i (\alpha_\epsilon \mu_{eff} \partial_i \epsilon) + C_{1\epsilon} \frac{k}{\epsilon} (G_k + C_{3\epsilon} G_b) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} - R \quad (3.95)$$

Onde:

- α_ϵ = inverso do número de Prandtl efetivo de ϵ , dado pela equação (3.94);
- $C_{1\epsilon}$ = 1,42 (constante);
- $C_{2\epsilon}$ = 1,68 (constante);
- $C_{3\epsilon}$ = coeficiente dado pela equação 3.111;
- R = termo dado pela equação 3.96;

O termo R contido na equação de transporte de ϵ é dado pela equação:

$$R = \frac{1 + \beta \eta^3}{C^* \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right) \epsilon^2} \quad (3.96)$$

Onde:

η	\equiv	$\frac{\epsilon}{Sk}$
η_0	$=$	4,38 (constante);
β	$=$	0,012 (constante);
S	$=$	módulo da taxa de deformação média, dado pela equação 3.106.

Os efeitos deste termo na equação de transporte de ϵ podem ser evidenciados comparando a equação 3.96 com a equação 3.95 de forma a obter:

$$\rho U_i \partial_i \epsilon = \partial_i (\alpha_{eff} \partial_i \epsilon) + C^{1\epsilon} \frac{k}{\epsilon} (G_k + C^{3\epsilon} G_b) - C^{2\epsilon} \rho \frac{k}{\epsilon^2} \quad (3.97)$$

Onde:

$$C^{2\epsilon} = C^{2\epsilon} + \frac{1 + \beta \eta^3}{C^* \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)} \quad (3.98)$$

Para as regiões nas quais $\eta > \eta_0$, o termo R fornece uma contribuição positiva, portanto, o termo $C^{2\epsilon}$ torna-se maior que $C^{2\epsilon}$. Na camada logarítmica, é possível mostrar que $\eta \approx 3,0$, fornecendo $C^{2\epsilon} \approx 2,0$, que é próximo do valor da constante $C^{2\epsilon}$ utilizada na equação 3.89 ($C^{2\epsilon} = 1,92$). Ou seja, em escoamentos com taxas de deformações baixas e moderadas, o modelo $k - \epsilon$ aproxima-se do modelo $k - \epsilon$ std.

Em regiões com taxas de deformações elevadas ($\eta > \eta_0$), o termo R fornece uma contribuição negativa, portanto, o termo $C^{2\epsilon}$ torna-se menor que $C^{2\epsilon}$. Comparando com o modelo $k - \epsilon$ std, isto significa uma destruição menor de ϵ , causando aumento de ϵ , consequentemente, redução de k e da viscosidade efetiva.

Modelo $k - \epsilon$ rlz

Neste modelo a viscosidade efetiva (μ_{eff}) é calculada da mesma forma que no modelo $k - \epsilon$ std. O coeficiente da viscosidade turbulenta (C_μ) é calculado através da seguinte equação:

$$C_\mu = \frac{A_0 + A_s \frac{\epsilon}{U^* k}}{1} \quad (3.99)$$

Onde:

$$U^* = \sqrt{S_{ij} S_{ij} + \tilde{\Omega}_{ij} \tilde{\Omega}_{ij}} \quad (3.100)$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - 2\epsilon_{ijk} \omega_k$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij} - \epsilon_{ijk} \omega_k$$

$\tilde{\Omega}_{ij}$ é o tensor da taxa de rotação média referenciado por um sistema de coordenadas com velocidade angular ω_k .

Os termos A_0 e A_s da equação 3.99 são dados por:

$$A_0 = 4,04; \quad A_s = \sqrt{6} \cos \phi; \quad \phi = \frac{1}{3} \arccos \left(\frac{\sqrt{6} W}{S} \right) \quad (3.101)$$

$$W = \frac{S_{ij} S_{jk} S_{ki}}{S}; \quad \tilde{S} = \sqrt{S_{ij} S_{ij}}; \quad S_{ij} = \frac{1}{2} (\partial_i U_j + \partial_j U_i) \quad (3.102)$$

A equação de transporte de ϵ do modelo $k - \epsilon$ rlz é dada por:

$$pU_i \partial_i \epsilon = \partial_i \left[\left(\mu + \frac{\sigma \epsilon}{\eta} \right) \partial_i \epsilon \right] + pC_1 S \epsilon - pC_2 \frac{k + \sqrt{\nu \epsilon}}{\epsilon^2} + C_{1\epsilon} \frac{k}{\epsilon} C_{3\epsilon} G_b \quad (3.103)$$

Onde:

- ν = viscosidade cinemática molecular;
- C_1 = $\max \left[0, 43; \frac{\eta + 5}{\eta} \right]$;
- $C_{1\epsilon}$ = 1,44 (constante);
- C_2 = 1,9 (constante);
- Sk = $\frac{\epsilon}{S}$;
- η = 1,2 (número de Prandtl turbulento de ϵ);
- $\sigma \epsilon$ = módulo da taxa de deformação média, dado pela equação 3.106.

Uma das diferenças entre a equação de transporte de ϵ do modelo $k - \epsilon$ e η em relação ao std e ao rng é que o termo de produção de ϵ ($pC_1 S \epsilon$) não considera o termo de produção de k , G_k . Outra diferença, está no termo de destruição de ϵ $\left(pC_2 \frac{k + \sqrt{\nu \epsilon}}{\epsilon^2} \right)$ que não possui singularidade quando k tende a zero.

Modelagem do termo G_k

A definição do termo de fonte de produção de k devido ao gradiente de velocidade média nos modelos $k - \epsilon$ std, rng e rlz é a seguinte

$$G_k = -p \underline{u'_i u'_j} \partial_i U_j \quad (3.104)$$

Este termo é modelado de forma consistente com a hipótese de Boussinesq,

$$G_k = \mu_t S^2 \quad (3.105)$$

Onde S é o módulo da taxa de deformação média, dado pela equação 3.106.

e, S_{ij} é a taxa de deformação média dada por:

$$S_{ij} = \frac{1}{2}(\partial_j U_i + \partial_i U_j) \quad (3.107)$$

Modelagem do termo G_i

O termo fonte de k devido às forças de campo nos modelos $k - \epsilon$ std, mg e rlz é dado pela seguinte equação

$$G_i = \beta g_i \frac{P_{T_i}}{\mu} \partial_i T \quad (3.108)$$

onde P_{T_i} é o número de Prandtl turbulento da energia. No caso dos modelos $k - \epsilon$ std e rlz , o valor usual de P_{T_i} é 0,85.

No caso do modelo $k - \epsilon$ mg , $P_{T_i} = \frac{\alpha}{1}$, onde α é dado pela equação 3.94, adotando $\alpha_0 = \frac{1}{\lambda} = \frac{P_{T_i}}{\mu c_p}$. O coeficiente de expansão térmica, β , é definido como:

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p \quad (3.109)$$

Para gases ideais, a equação 3.108 reduz-se a:

$$G_i = -g_i \frac{dP_{T_i}}{\mu} \partial_i \rho \quad (3.110)$$

Através da equação 3.87 é possível verificar que esta modelagem do termo G_i tende a aumentar a energia cinética turbulenta em escoamentos estratificados de forma

instável ($G_b > 0$). No caso de escoamento estratificados de forma estável ($G_b < 0$), a energia cinética turbulenta tende a diminuir.

O efeito de G_b na equação de transporte de ϵ não é bem conhecido, por isto, o código FLUENT usualmente adota $G_b = 0$ nesta equação. No entanto é possível habilitar o cálculo de G_b conforme a equação 3.108. Nestes casos o termo $C_{3\epsilon}$ é calculado da seguinte forma:

$$C_{3\epsilon} = \tanh \left| \frac{n}{n} \right| \quad (3.111)$$

Onde:
 n = componente da velocidade do escoamento paralela à força de campo;
 n = componente da velocidade do escoamento perpendicular à força de campo;

3.4.2 Modelo “Reynolds Stress” (rsm)

Este modelo não utiliza a hipótese de Boussinesq para o cálculo de viscosidade turbulenta, pois, as tensões de Reynolds são calculadas através de equações de transporte específicas de $n_i^k n_j^k$.

Equações de transporte para as tensões de Reynolds

$$\begin{aligned} \partial_k \left(\rho U^k n_i^j n_j^k \right) = & - \partial_k \left[\rho n_i^j n_j^k d + \delta_{ik} n_j^k \right] \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{D_{ij}^T \equiv \text{difusão turbulenta}} \\ & + \partial_k \left[\rho n_i^j \right] \left[n_j^k \right] \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{D_{ij}^M \equiv \text{difusão molecular}} \\ & - \underbrace{\left[\rho n_i^j n_j^k \partial_k U_j + n_j^k n_i^k \partial_k U_j \right]}_{R_{ij} \equiv \text{produção devido às tensões médias}} \\ & - \underbrace{\left[\rho \beta \left(g_j n_j^k \theta + g_j n_i^k \theta \right) \right]}_{G_{ij} \equiv \text{Produção devido às forças de campo}} + \underbrace{\left[\rho \left(\partial_j n_i^k + \partial_k n_j^i \right) \right]}_{\phi_{ij} \equiv \text{pressão deformação}} \\ & - \underbrace{\left[2 \rho \delta_{ik} n_j^k \partial_k n_i^j \right]}_{\epsilon_{ij} \equiv \text{dissipação}} - \underbrace{\left[2 \rho \delta_{ik} n_j^k \partial_k n_i^m \epsilon_{jkm} + n_i^k n_j^m \epsilon_{jkm} \right]}_{R_{ij} \equiv \text{produção devido à rotação do sistema}} \end{aligned} \quad (3.112)$$

Os termos, C_{ij} , D_L^{ij} , F_{ij} , e F_{ij} não necessitam de modelagem. Contudo, D_T^{ij} , G_{ij} , ϕ_{ij} , e ϵ_{ij} necessitam de modelagem para o fechamento das equações.

Modelagem do termo D_T^{ij}

O código FLUENT modela o termo de difusão turbulenta da seguinte forma:

$$D_T^{ij} = \partial_r \left(\mu_t \frac{\partial_r u_i^j}{\partial r} \right) \quad (3.113)$$

onde μ_t é calculado pela equação 3.86 com coeficiente de viscosidade turbulenta $C_\mu = 0,09$.

Modelagem do termo ϕ_{ij}

Neste trabalho foi utilizado o modelo pressão deformação linear do código FLUENT, dado pela seguinte equação:

$$\phi_{ij} = \phi_{ij,1} + \phi_{ij,2} + \phi_{ij}^w \quad (3.114)$$

Onde:

- $\phi_{ij,1}$ = termo de pressão deformação lenta ou, de retorno para isotropia, dado pela equação 3.115;
- $\phi_{ij,2}$ = termo de pressão deformação rápida, dado pela equação 3.116;
- ϕ_{ij}^w = termo de pressão deformação devido à presença da parede, dado pela equação 3.4.2;

$$\phi_{ij,1} \equiv -C_1 \rho \frac{k}{\epsilon} \left(\overline{u_i^j u_i^j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (3.115)$$

onde: $C_1 = 1,8$

$$\phi_{ij,2} \equiv -C_2 \left[(P_{ij} + F_{ij} + G_{ij} - C_{ij}) - \frac{3}{2} \delta_{ij} (P + G - C) \right] \quad (3.116)$$

Onde:

- C_2 = 0,6 (constante);
- P_{ij} = termo de produção devido às tensões médias, dado pela equação 3.112;
- F_{ij} = termo de produção devido à rotação do sistema, dado pela equação 3.112;
- G_{ij} = termo de produção devido às forças de campo, dado pela equação 3.117;
- C_{ij} = termo de convecção, dado pela equação 3.112;
- $\frac{1}{2} P_{kk}$ =
- $\frac{1}{2} G_{kk}$ =
- $\frac{1}{2} C_{kk}$ =

O termo pressão de formação devido à presença da parede é responsável pela redistribuição das tensões normais próximo à parede. Este termo amortiza as tensões normais perpendiculares à parede e intensifica as tensões paralelas à parede.

$$\phi_{ij}^w \equiv C_{1k}^{\epsilon} \left(u_k^i u_k^m n_k n_m \delta_{ij} - \frac{2}{3} u_k^i u_k^j n_j n_k - \frac{2}{3} u_j u_k n_i n_k \right) \frac{C_{\epsilon d}}{k^{3/2}} + C_{2k}^{\epsilon} \left(\phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{2}{3} \phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{2}{3} \phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{C_{\epsilon d}}{k^{3/2}}$$

Onde:

- C_1^{ϵ} = 0,5 (constante);
- C_2^{ϵ} = 0,3 (constante);
- n_k = componente x_k do versor normal à parede;
- d = distância normas à parede;
- $\frac{C_{\epsilon d}^{3/4}}{k}$ =
- C_{ϵ}^{ϵ} = 0,09 (constante);
- k = 0,41 (constante).

Modelagem do termo G_{ij}

O código FLUENT modela o termo de produção devido às forças de campo através da seguinte equação:

$$G_{ij} = \beta \frac{\mu_t}{Pr_t} (g_i \partial_j T + g_j \partial_i T) \quad (3.117)$$

onde: $Pr_t = 0,85$ (número de Prandtl turbulento da energia).

Substituindo β pela equação 3.109, tem-se

$$G_{ij} = - \frac{\mu_t}{Pr_t} (g_i \partial_j p + g_j \partial_i p) \quad (3.118)$$

Modelagem de k

Geralmente, o código FLUENT calcula a energia cinética turbulenta através do termo do tensor das tensões de Reynolds:

$$k = \frac{1}{2} u_i' u_i' \quad (3.119)$$

No entanto, para obtenção das condições de contorno próximo às paredes, o código FLUENT pode obter k através da seguinte equação de transporte:

$$\rho U_j \partial_j k = \partial_j \left[\left(\mu + \frac{\sigma_k}{Pr_t} \right) \partial_j k \right] + \frac{1}{2} (P_{ii} + G_{ii}) - \rho \epsilon \quad (3.120)$$

onde: $\sigma_k = 0,82$.

Modelagem de ϵ

O tensor taxa de dissipação é modelado da seguinte forma:

O escalar taxa de dissipação, ϵ , é calculado através da seguinte equação de transporte:

$$\epsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \rho \epsilon \quad (3.121)$$

$$\rho U_j \partial_j \epsilon = \partial_j \left[\left(\mu + \frac{\sigma_k}{Pr} \right) \partial_j \epsilon \right] + C_{1\epsilon} \frac{1}{2} (P_{ii} + C_{3\epsilon} G_{ii}) - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (3.122)$$

Onde:

$$\begin{aligned} C_{1\epsilon} &= 1,44 \text{ (constante);} \\ C_{2\epsilon} &= 1,92 \text{ (constante);} \\ C_{3\epsilon} &= \text{coeficiente dado pela equação 3.111;} \\ \sigma_\epsilon &= 1,3 \text{ (número de Prandtl turbulento de } \epsilon); \end{aligned}$$

Condições de contorno das tensões de Reynolds

Nas regiões onde há entrada de fluido no domínio de simulação do escoamento é necessário especificar as componentes das tensões de Reynolds $u_i u_j$. No caso das regiões próximas às paredes, o código FLUENT utiliza a lei logarítmica da parede, juntamente com a hipótese de equilíbrio, desconsiderando, assim, a convecção e difusão na equação de transporte das tensões de Reynolds. Com isto obtêm-se as seguintes relações para as tensões de Reynolds na parede:

$$\frac{u'^2}{k} = 1,098; \quad \frac{u'^2}{\lambda} = 0,247; \quad \frac{u'^2}{\lambda} = 0,655; \quad -\frac{u'_r u'_\eta}{k} = 0,255 \quad (3.123)$$

Onde:

$$\begin{aligned} \tau &= \text{coordenada local tangencial;} \\ \eta &= \text{coordenada local normal;} \\ \lambda &= \text{coordenada local binormal;} \\ k &= \text{energia cinética turbulenta obtida através da equação 3.120 em todo domínio do escoamento.} \end{aligned}$$

3.4.3 Modelagem do Transporte de Energia e Massa

A equação de transporte de energia para os modelos de 2 equações e para o rsm é dada por:

$$\partial_i (pE) + \partial_i [U_i (pE + p)] = \partial_i \left[\lambda_{eff} \partial_i T + U_j (\tau_{ij})^{eff} \right] + S_h \quad (3.124)$$

Onde:

$$\begin{aligned} E &= \text{energia total;} \\ S_h &= \text{termo fonte de energia total;} \\ \lambda_{eff} &= \text{condutividade térmica efetiva, dada pela equação 3.126 ou} \\ &\quad 3.127; \\ (\tau_{ij})^{eff} &= \text{tensor das tensões, dado pela equação 3.125;} \end{aligned}$$

$$(\tau_{ij})^{eff} = \mu_{eff} (\partial_i U_j + \partial_j U_i) - \frac{2}{3} \mu_{eff} \partial_i U_i \delta_{ij} \quad (3.125)$$

O termo da equação 3.124 que envolve a variável $(\tau_{ij})^{eff}$ representa a dissipação viscosa. Este termo não será considerado neste trabalho.

Nos modelos $k - \epsilon$ std e rls a condutividade térmica efetiva é dada por:

$$\lambda_{eff} = \lambda + \frac{c_p \mu_t}{Pr_t} \quad (3.126)$$

usualmente, o código FLUENT adota $Pr_t = 0,85$.

No modelo $k - \epsilon$ mg, a condutividade térmica efetiva é calculada da seguinte forma:

$$\lambda_{eff} = \alpha c_p \mu_{eff} \quad (3.127)$$

onde α é calculado através da equação 3.94

O transporte turbulento de massa é tratado de forma similar ao de energia. No caso dos modelos $k - \epsilon$ std e rls, o número de Schmidt é usualmente adotado igual a 0,7. No caso de modelo $k - \epsilon$ mg, o valor deste adimensional é calculado de forma análoga ao método usado para transporte de energia. O valor de α_0 na equação 3.94 é $\alpha_0 = 1/Sc$, onde Sc é o número de Schmidt molecular.

3.4.4 Modelagem do Escocamento Próximo às Paredes

As funções de parede são utilizadas na simulação de escoamentos para simplificar a obtenção das propriedades do campo na região externa à camada limite logarítmica. Nesta abordagem, as propriedades do escoamento das células adjacentes às paredes são aproximadas por funções de parede. Estas funções pressupõem determinados perfis de velocidade e temperatura para as subcamadas viscosa e logarítmica da camada limite. Portanto, é necessário que as células adjacentes às paredes envolvam a subcamada viscosa e parte da região logarítmica.

Função de parede de não equilíbrio

Neste trabalho foi utilizada a abordagem de função de parede de não equilíbrio para o tratamento da região próxima à parede. Esta abordagem considera os efeitos de gradiente de pressão e é dada pela seguinte equação:

$$(3.128) \quad \bar{U} C_{1/4}^{\kappa} k_{1/2} = \frac{\kappa}{1} \ln \left(E \frac{p C_{1/4}^{\kappa} k_{1/2} \eta}{\tau_w / p} \right)$$

Onde:

y	=	distância em relação à parede;
y^*	=	espessura da subcamada viscosa, dada pela equação 3.130;
y_p^*	=	11,225 (espessura adimensionalizada da subcamada viscosa);
k_p	=	energia cinética turbulenta no ponto P , centro da célula adjacente à parede;
E	=	9,793 (constante empírica);
\bar{U}	=	velocidade média sensívelizada pela pressão, dada pela equação 3.129;

$$(3.129) \quad \bar{U} = U - \frac{1}{2} \frac{dp}{dx} \left[\frac{p \kappa^* k_{1/2}}{y^*} \ln \left(\frac{y^*}{y} \right) + \frac{p \kappa^* k_{1/2}}{y - y^*} + \frac{\eta}{y^*} \right]$$

$$(3.130) \quad y^* \equiv \frac{p C_{1/4}^{\kappa} k_{1/2}^{\kappa}}{\eta y^*}$$

O modelo de função de parede de não equilíbrio abandona a hipótese de equilíbrio entre a produção de k e ϵ . O modelo presente no código FLUENT utiliza o conceito

de duas camadas para calcular a produção média de energia cinética turbulenta na célula, $\overline{G^k}$, e sua taxa de dissipação média, $\overline{\epsilon}$. Ou seja, as células adjacentes à parede contêm a subcamada viscosa e parte da região logarítmica. Desta forma, são utilizados os seguintes perfis para as propriedades turbulentas:

$$(3.131) \quad \tau_t = \begin{cases} 0 & y > y^v \\ \tau_w & y < y^v \end{cases} \quad k = \begin{cases} k_p & y > y^v \\ \left(\frac{y^v}{y}\right)^2 & y < y^v \end{cases} \quad \epsilon = \begin{cases} \frac{C_{1y}}{k_{3/2}} & y > y^v \\ \frac{2\nu k}{y^2} & y < y^v \end{cases}$$

onde $C_1 = \kappa C_p^{-3/4}$.

Através do cálculo da média volumétrica de G^k e ϵ nas células adjacentes à parede dados pela equação (3.131), tem-se a produção média de energia cinética turbulenta na célula, $\overline{G^k}$, e sua taxa de dissipação média, $\overline{\epsilon}$. Se as variações das propriedades do escoamento nas superfícies paralelas à parede forem pequenas, a média volumétrica pode ser aproximada através da integral na direção perpendicular à parede. Neste caso, as médias volumétricas de G^k e ϵ para células quadriláteras e hexaédricas adjacentes à parede que contêm a subcamada viscosa e parte da camada logarítmica são dadas por:

$$(3.132) \quad \overline{G^k} = \frac{1}{y_n} \int_{y_n}^{y^v} \tau_t \partial_y^k y = \frac{1}{T_w} \frac{\kappa y_n^p C_p^{1/4} k_{1/2}^p}{y_n^2} \ln \left(\frac{y^v}{y_n} \right)$$

$$(3.133) \quad \overline{\epsilon} = \frac{1}{y_n} \int_{y_n}^{y^v} \epsilon dy = \frac{1}{2\nu} \left[\frac{y^v}{y_n} + \frac{C_1}{k_{1/2}^p} \ln \left(\frac{y^v}{y_n} \right) \right] k_p$$

onde $y_n = 2y_p$ é a altura da célula.

Nos modelos de 2 equações e no RSM, as equações de transporte de k e ϵ são resolvidas em todo o domínio do escoamento utilizando:

- condição de contorno na parede de k :

$$(3.134) \quad \partial_n k = 0$$

onde n é a coordenada normal à parede.

- termo de produção de energia cinética turbulenta para as células adjacentes às paredes dada pela equação (3.132)
- valor de ϵ nas células adjacentes às paredes dada pela equação (3.133):

Analogamente, a função de parede para temperatura é calculada a partir das seguintes equações:

$$T^* = \begin{cases} P_{r_t} y^* + \frac{1}{2} \rho P_{r_t} \frac{q''}{C_{p_i}^{1/4} \lambda_p^{1/2} U_p^2} & (y^* < y_T^*) \\ P_{r_t} \left[\frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) + P \right] + \frac{1}{2} \rho \frac{q''}{C_{p_i}^{1/4} \lambda_p^{1/2}} [P_{r_t} U_p^2 + (P_r - P_{r_t}) U_c^2] & (y^* > y_T^*) \end{cases} \quad (3.135)$$

Onde:

- y^* = coordenada de parede, dada pela equação 3.136;
- T^* = temperatura reduzida de parede, definida pela equação 3.137;
- P = termo dado pela equação 3.138;
- λ_p = condutividade térmica do fluido;
- ρ = massa específica do fluido;
- c_{p_i} = calor específico do fluido;
- q'' = fluxo de calor na parede;
- T_p = temperatura da célula adjacente à parede;
- T_w = temperatura da parede;
- P_r = número de Prandtl molecular;
- P_{r_t} = 0,85 (número de Prandtl turbulento);
- A = 26 (constante de Van Driest);
- κ = 0,42 (constante de von Karman);
- E = 9,793 (constante empírica).
- U_c = velocidade média na coordenada $y^* = y_T^*$.

$$y^* = \frac{\eta}{\rho C_{p_i}^{1/4} k_p^{1/2} y_p} \quad (3.136)$$

$$T^* = \frac{q''}{(T_w - T_p) \rho C_{p_i}^{1/4} k_p^{1/2}} \quad (3.137)$$

A espessura adimensional da subcamada térmica, y_T^* , é calculada como sendo o valor de y^* no qual a lei linear intercepta a lei logarítmica.

$$P = \frac{\pi/4}{\sin(\pi/4)} \left(\frac{A}{\kappa} \right)^{1/2} \left(\frac{P_{r_t}}{P_r} - 1 \right) \left(\frac{P_r}{P_{r_t}} \right)^{1/4} \quad (3.138)$$

3.5 MODELO DE ESCOAMENTO TURBULENTO RELATIVO

Nesta dissertação é utilizada a abordagem baseada na fração de mistura / PDF para a modelagem das interações entre o escoamento turbulento e as reações químicas. A base dos modelos de fração de mistura é que, sob determinadas hipóteses simplificadoras, o estado termoquímico do fluido pode ser relacionado com o escalar chamado fração de mistura. Em um sistema binário constituído por uma entrada de combustível e uma de oxidante, a fração de mistura, f , é definida da seguinte forma:

$$f = \frac{Z_{kF} - Z_{kO}}{Z_k - Z_{kO}} \quad (3.139)$$

Onde:

$$\begin{aligned} Z_k &= \text{fração mássica do elemento químico } k; \\ Z_{kO} &= \text{fração mássica do elemento químico } k \text{ na entrada de oxidante;} \\ Z_{kF} &= \text{fração mássica do elemento químico } k \text{ na entrada de combustivel;} \end{aligned}$$

Se este sistema constituído por uma entrada de combustível e uma de oxidante for adiabático, o valor instantâneo de um escalar ϕ_i , que representa as frações molares, a massa específica ou a temperatura, depende somente do valor instantâneo da fração de mistura.

$$\phi_i = \phi_i(f) \quad (3.140)$$

No caso deste sistema constituído por uma entrada de combustível e uma de oxidante não ser adiabático, a função do escalar ϕ_i é generalizada da seguinte forma:

$$\phi_i = \phi_i(f, h^*) \quad (3.141)$$

onde h^* é a entalpia específica [J/kg] instantânea definida pela equação 3.142.

$$h^* = \sum_j^f X_j h_j^* = \sum_j^f X_j \left[\int_T^{T_{ref,j}} c_{p,j} dT + h_0^j(T_{ref,j}) \right] \quad (3.142)$$

Equações de Transporte da Fração de Mistura

O valor médio do escalar fração de mistura, \bar{f} , em cada ponto do escoamento em regime permanente, pode ser obtido através da solução da equação de conservação 3.143, pois este escalar é do tipo conservativo.

$$\partial_i(\rho U_i \bar{f}) = \partial_i \left(\frac{\mu}{\sigma_t} \partial_i \bar{f} \right) \quad (3.143)$$

O valor médio da variância do escalar fração de mistura, $\overline{f'^2}$, é obtido através da seguinte equação de transporte para regime permanente:

$$\partial_i(\rho U_i \overline{f'^2}) = \partial_i \left(\frac{\mu}{\sigma_t} \partial_i \overline{f'^2} \right) + C_{g\mu_t} (\partial_i \overline{f})^2 - C_{a\rho} \frac{k}{\epsilon} \overline{f'} \quad (3.144)$$

Onde:

$$\begin{aligned} \sigma_t &= 0,7 \text{ (número de Prandtl turbulento);} \\ C_g &= 2,86 \text{ (constante);} \\ C_a &= 2,0 \text{ (constante).} \end{aligned}$$

O valor médio da variância da fração de mistura é utilizado no fechamento do modelo de interação entre turbulência e reação química.

Descrição da Reação Química

Neste trabalho a reação química é modelada adotando a hipótese de equilíbrio químico. Isto é, as reações químicas são consideradas suficientemente rápidas de forma que a condição de equilíbrio químico sempre existe. Para o cálculo destas condições de equilíbrio, o código FLUENT utiliza um algoritmo baseado na minimização da função de Gibbs. Este modelo é conveniente pois, ele é capaz de determinar os efeitos de dissociação e, não necessita de especificação dos mecanismos de reação. Somente as espécies químicas que estarão presentes no sistema necessitam ser especificadas. A Figura 3.10 mostra as frações molares em função da fração de mistura, calculadas através do modelo de equilíbrio químico.

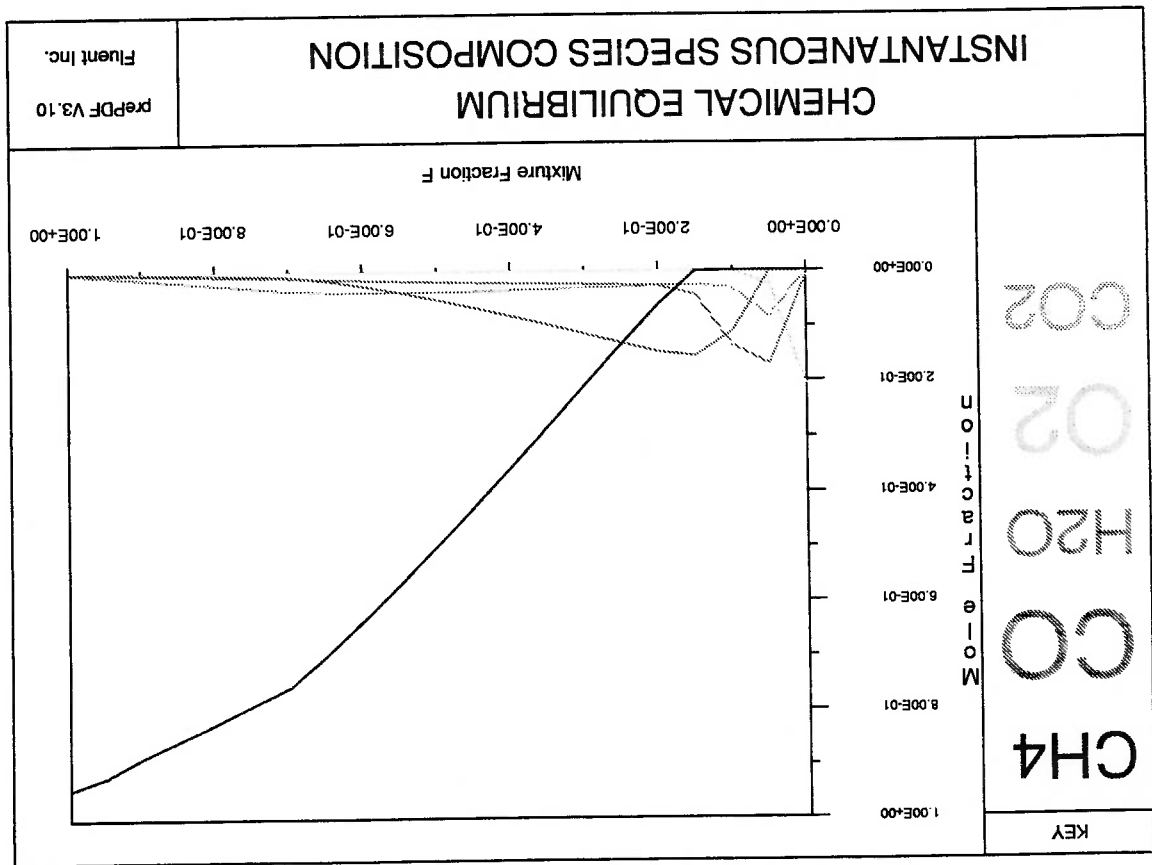


Figura 3.10: Frações molares em função da fração de mistura, calculadas utilizando o modelo de equilíbrio químico.

Modelagem da Interação entre Turbulência e Reação Química

As equações 3.140 e 3.141 representam a relação instantânea que existe entre a fração de mistura e as concentrações de espécies, massa específica e temperatura, quando é aplicado um determinado modelo de reação química. No entanto, nos casos de combustão industrial os escoamentos são geralmente turbulentos, portanto, as propriedades do escoamento são calculadas em termos de valores médios e médias de flutuação. Considerando estas duas observações, torna-se evidente a necessidade de utilizar um modelo que transforme os valores instantâneos representados pelas equações 3.140 e 3.141 em valores médios utilizados nas equações de escoamento turbulento. O código FLUENT utiliza o modelo de função densidade de probabilidade (PDF) para executar esta transformação.

A função densidade de probabilidade, $p(f)$, descreve a fração de tempo que a flutuação da variável f permanece entre os valores $f^* + \Delta f$. Este conceito é ilustrado através da Figura 3.11. O valor da flutuação de f traçado no lado direito da figura permanece durante uma determinada fração do tempo na faixa denominada Δf . O gráfico de $p(f)$ traçado no lado esquerdo da figura é tal que a área sob a curva na

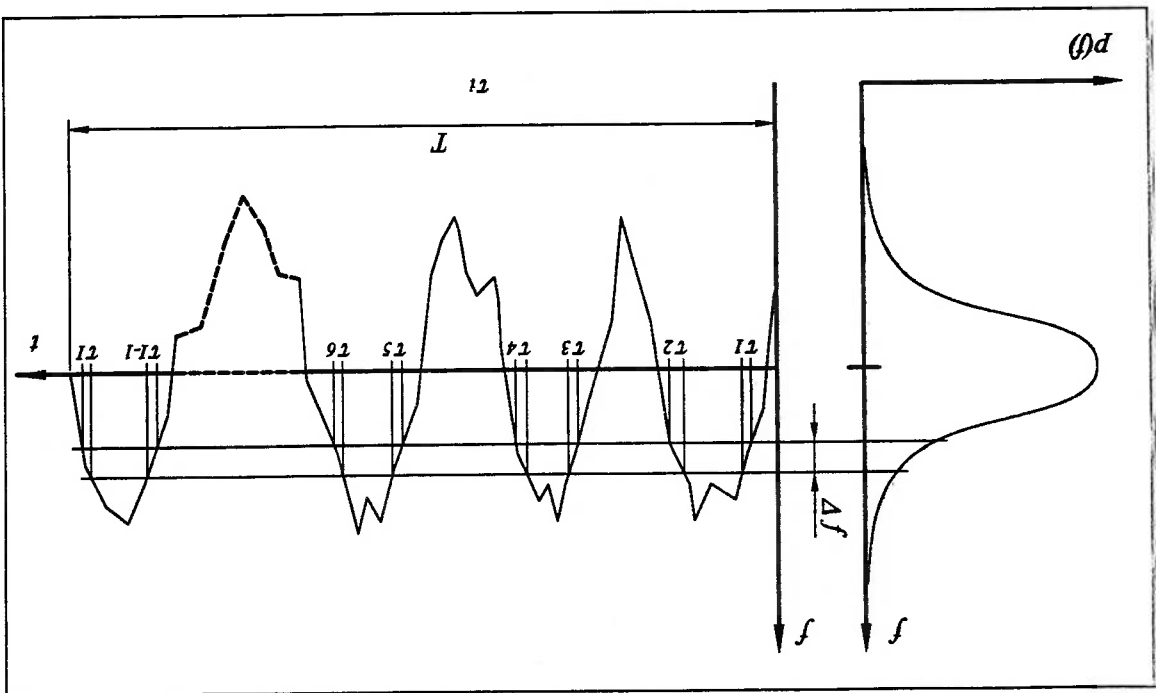


Figura 3.11: Ilustração do conceito de função densidade de probabilidade (PDF).

faixa Δf é igual a fração do tempo que a flutuação de f permanece nesta faixa. Matematicamente isto é escrito da seguinte forma:

$$(3.145) \quad p(f) \Delta f = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^i \tau_i$$

onde τ_i são as frações de tempo que a flutuação da variável f permanece na faixa de Δf .

A forma da função $p(f)$ depende da natureza das flutuações turbulentas de f . Experimentalmente, foi observado que a função β -PDF, dada pela equação 3.146, fornece uma representação adequada para estas flutuações.

$$(3.146) \quad p(f) = \frac{\int f^{\alpha-1} (1-f)^{\beta-1} df}{\int f^{\alpha-1} (1-f)^{\beta-1} df}$$

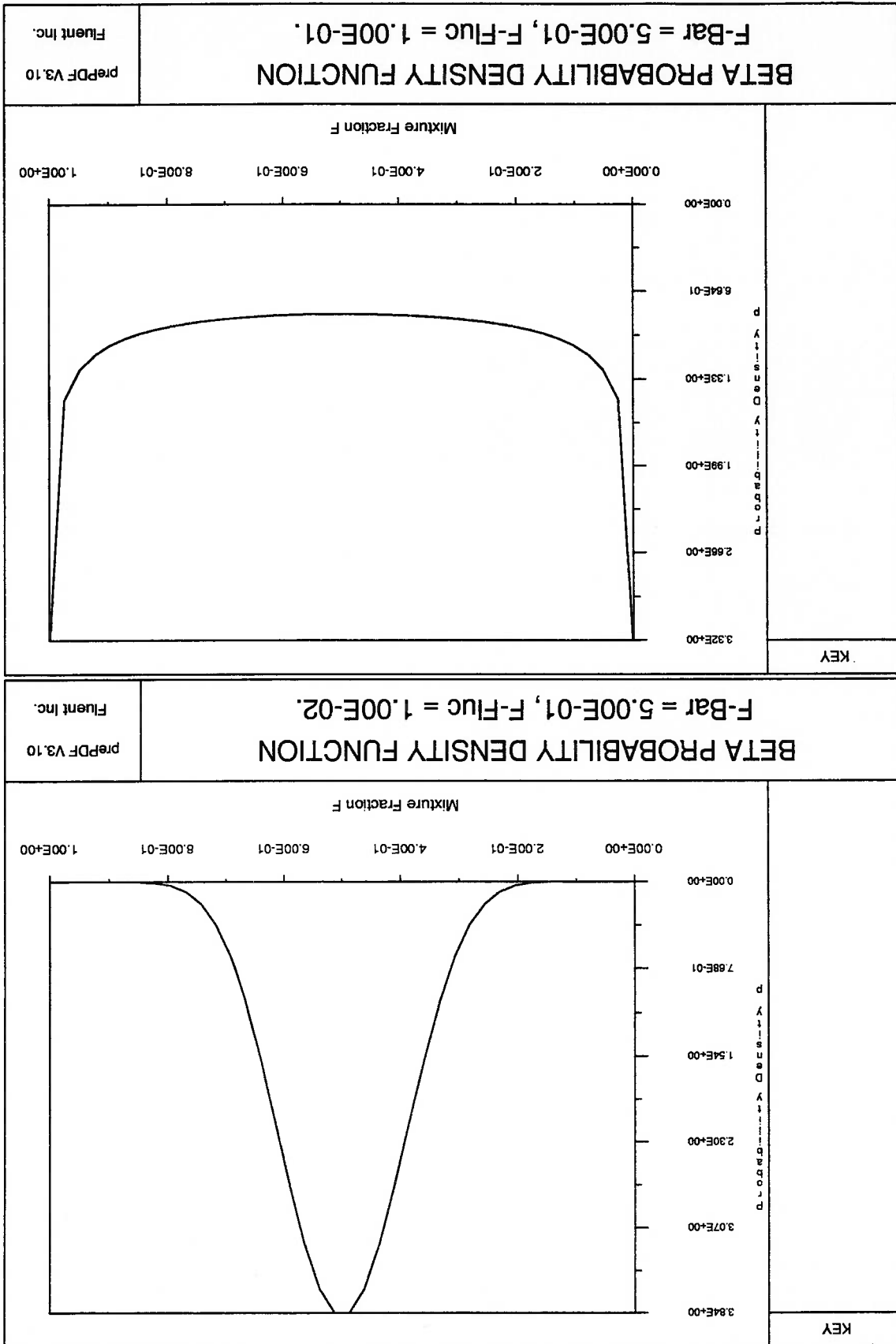
onde

$$\alpha = \bar{f} \left[\frac{f_{12}}{f(1-f)} - 1 \right] \quad (3.147)$$

$$\beta = (1 - \bar{f}) \left[\frac{f_{12}}{f(1-f)} - 1 \right] \quad (3.148)$$

A Figura 3.12 mostra a forma que a função β -PDF assume para duas condições de \bar{f} e f_{12} .

Figura 3.12: Forma da função β -PDF para duas condições de f e f_{12} .



O cálculo do valor médio das trações molares e temperatura, no caso adiabático, é executado integrando o produto das funções $p(f)$ e $\phi_i(f)$ no intervalo de 0 a 1.

$$\bar{\phi}_i = \int_1^0 p(f) \phi_i(f) df \quad (3.149)$$

De forma similar, a média de Favre da massa específica é calculada por:

$$\frac{d}{df} = \int_1^0 p(f) \frac{d}{df} df \quad (3.150)$$

No caso não adiabático, a média de Favre da variável ϕ_i deveria ser calculada, rigorosamente, da seguinte forma:

$$\bar{\phi}_i = \int_1^0 p(f, h^*) \phi_i(f, h^*) df \quad (3.151)$$

No entanto, o código FLUENT assume que a função densidade de probabilidade não é afetada pela flutuação de entalpia e calcula a média de Favre da variável ϕ_i da seguinte forma:

$$\bar{\phi}_i = \int_1^0 p(f) \phi_i(f) df \quad (3.152)$$

Para o cálculo de $\phi_i(f, h^*)$ é necessário resolver a seguinte equação de transporte para a média de Favre da entalpia:

$$\partial_i(\rho U_i h^*) = \partial_i \left(\frac{c_p}{\chi_i} \partial_i h^* \right) + \tau_{ik} \partial_k U_i + S_h \quad (3.153)$$

onde S_h é o termo fonte devido à radiação, transferência de calor com uma segunda fase e transferência de calor com a parede nos cálculos que utilizam função de parede.

Além da vantagem de utilização de um número de equações de transporte reduzido, os modelos de escoamento reativo baseados na fração de mistura / PDF têm seus cálculos relativos à reação química efetuados fora da rotina de cálculo iterativo do escoamento. Isto é feito através de um pré processamento que cria tabelas para as variáveis ϕ em função de f , f_{12} e h^* (caso não adiabático). As Figuras 3.13 e 3.14 mostram, respectivamente, a ilustração deste pré-processamento e a forma gráfica das tabelas geradas por este.

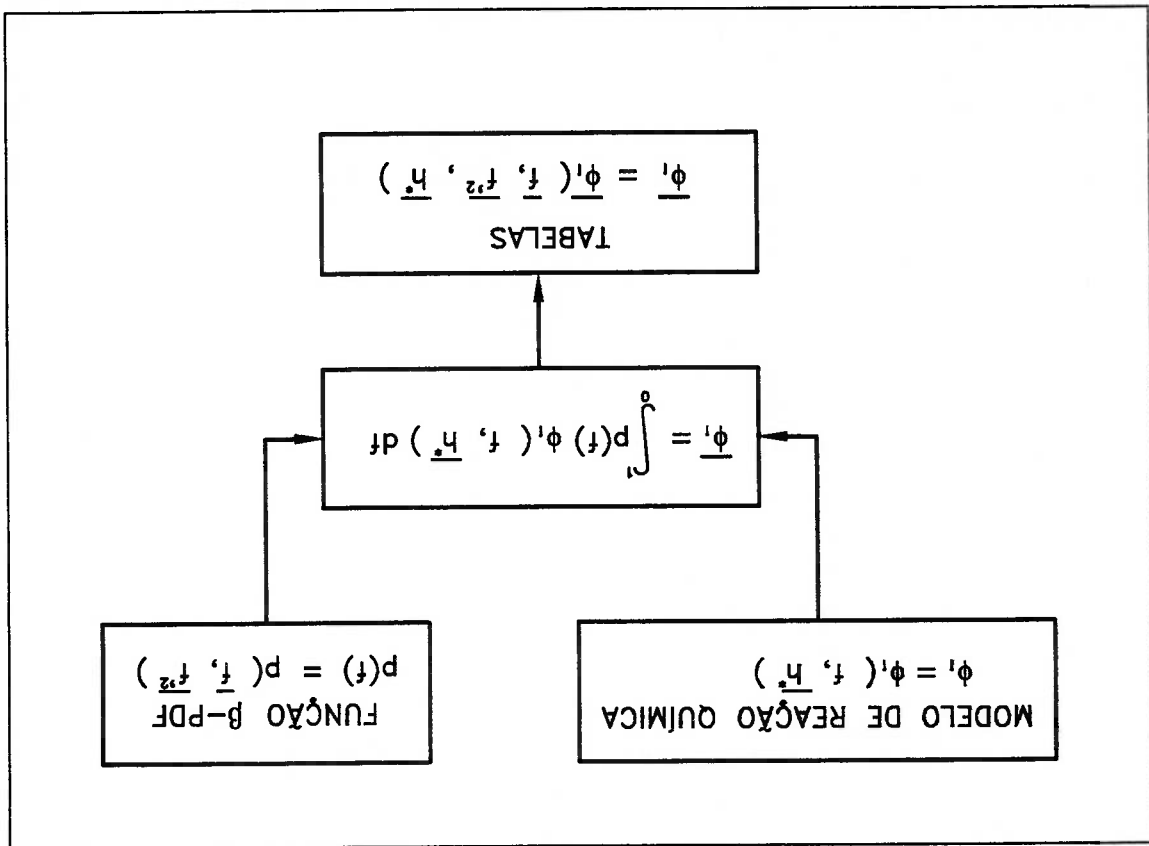


Figura 3.13: Ilustração do pré processamento para construção das tabelas para as variáveis ϕ em função de f , f_{12} e h^* .

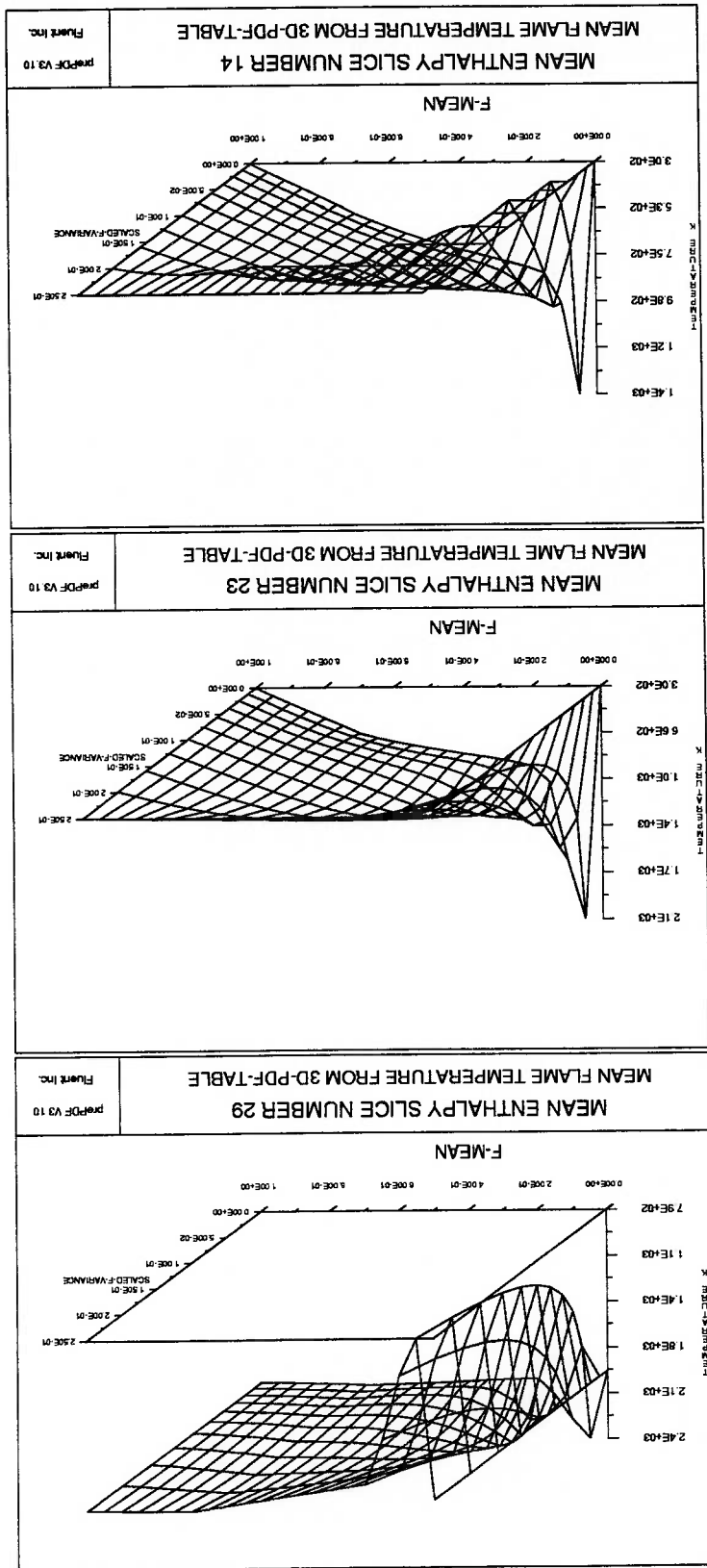


Figura 3.14: Ilustração gráfica das tabelas geradas no pré-processamento das variáveis ϕ .

3.6 MODELOS DE RADIAÇÃO

3.6.1 Equação da Transferência de Radiação (RTE)

Os modelos de radiação do código FLUENT baseiam-se na solução da equação de transferência de radiação (RTE). Esta equação descreve o campo de intensidade de radiação dentro de uma cavidade em função da localização, da direção (§) e do número de onda (η).

No vácuo, ou em meios não participantes, a intensidade de radiação espectral em qualquer direção, $I_{\eta,s}$, é constante.

$$I_{\eta,s} = \text{const} \quad (3.154)$$

Assim como o intensidade de radiação total, I_s

$$I_s = \text{const} \quad (3.155)$$

No entanto, em meios participantes a intensidade de radiação varia ao longo de uma determinada direção devido aos efeitos de absorção, emissão ou espalhamento.

Absorção

A absorção da intensidade de radiação espectral em uma determinada direção é diretamente proporcional à intensidade de radiação incidente ($I_{\eta,s}$) e à distância percorrida pelo feixe de radiação no meio considerado (ds).

$$dI_{\eta,s}^{abs} = -k_{p,\eta,s} I_{\eta,s} ds = -k_{p,\eta,s} p I_{\eta,s} ds \quad (3.156)$$

Onde:

$$\begin{aligned} k_{\eta,s} &= \text{coeficiente de absorção espectral na direção } s; \\ k_{p,\eta,s} &= \text{coeficiente de absorção espectral específico na direção } s; \\ p &= \text{pressão parcial do gás absorvedor.} \end{aligned}$$

A integração da equação 3.156 em uma dada direção sobre uma distância s resulta:

$$I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, s) = I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, 0) \exp \left(- \int_0^s k_{\eta, \hat{s}} ds \right) = I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, 0) \exp(-T_{\eta, \hat{s}}) \quad (3.157)$$

Onde:

$$T_{\eta, \hat{s}} = \text{espessura ótica espectral na direção } \hat{s}, \quad T_{\eta} = \int_0^s k_{\eta, \hat{s}} ds.$$

A absorvidade espectral direcional de um meio participante para uma determinada distância no interior deste é definida como:

$$\alpha_{\eta, \hat{s}} = \frac{I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, 0) - I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, s)}{I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, 0)} = 1 - \exp(-T_{\eta, \hat{s}}) \quad (3.158)$$

Emissão

A intensidade de radiação espectral emitida ao longo de um determinado caminho do feixe de radiação é dado por:

$$(dI_{\eta, \hat{s}})_{em} = k_{\eta, \hat{s}} I_{b, \eta} ds = k_{p, \eta, \hat{s}} p I_{b, \eta} ds \quad (3.159)$$

Onde:

$$I_{b, \eta} = \text{intensidade de radiação espectral emitida por um corpo negro.}$$

Somando a equação 3.156 com a 3.159 obtém-se a equação de transferência para meios absorvedores e emissores.

$$(dI_{\eta, \hat{s}})_{obs, em} = k_{\eta, \hat{s}} (I_{b, \eta} - I_{\eta, \hat{s}}) ds \quad (3.160)$$

A integração desta equação sobre uma distância s fornece:

$$I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, s) = I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, 0) \exp(-T_{\eta, \hat{s}}) + I_{b, \eta} [1 - \exp(-T_{\eta, \hat{s}})] \quad (3.161)$$

Considerando apenas os efeitos de emissão, $I_{\eta, \hat{s}}(\eta, \hat{s}, 0) = 0$, pode-se definir a emissividade espectral direcional do meio como sendo:

$$\epsilon_{\eta, \hat{s}} = \frac{I_{\eta, \hat{s}}^{bn}(\eta, \hat{s}, s)}{I_{\eta, \hat{s}}^{out} - \exp(-\tau_{\eta, \hat{s}}) I_{\eta, \hat{s}}^{bn}} \quad (3.162)$$

Espalhamento

O fenômeno de espalhamento produz dois tipos de efeitos sobre a intensidade de radiação ao longo de uma determinada direção \hat{s} : atenuação, devido ao espalhamento proveniente da direção \hat{s} para as demais direções; intensificação, devido ao espalhamento proveniente de outras direções para \hat{s} . O efeito de atenuação é chamado de espalhamento para fora e o efeito de intensificação é chamado de espalhamento para dentro.

A atenuação da intensidade de radiação devido ao espalhamento para fora é representada pela equação:

$$dI_{\eta, \hat{s}}^{s.out} = -\sigma_{\eta, \hat{s}} I_{\eta, \hat{s}} ds \quad (3.163)$$

Onde: $\sigma_{\eta, \hat{s}}$ = coeficiente de espalhamento do feixe de radiação.

A intensificação da intensidade de radiação devido ao espalhamento para dentro é representada pela equação:

$$dI_{\eta, \hat{s}}^{s.in}(\hat{s}) = ds \int_{\Omega_{\eta, \hat{s}_i}} \frac{\sigma_{\eta, \hat{s}_i}}{4\pi} I_{\eta, \hat{s}_i} \Phi_{\eta}(\hat{s}_i, \hat{s}) d\Omega_i \quad (3.164)$$

Onde: Φ_{η} = função de fase de espalhamento que descreve a probabilidade de um raio de direção \hat{s}_i ser espalhado para a direção \hat{s} .

Somando as equações (3.156) e (3.163) obtêm-se

$$dI_{\eta, \hat{s}}^{obs, s.out} = - (k_{\eta, \hat{s}} + \sigma_{\eta, \hat{s}}) I_{\eta, \hat{s}} ds = -\beta_{\eta, \hat{s}} I_{\eta, \hat{s}} ds \quad (3.165)$$

Onde: $\beta_{\eta, \mathbf{s}}$ = coeficiente de extinção do feixe de radiação na direção \mathbf{s} , $\beta_{\eta, \mathbf{s}} = k_{\eta, \mathbf{s}} + \sigma_{sn}$

Combinando as equações 3.159, 3.165 e 3.164 obtêm-se a equação de transferência de radiação:

$$\frac{dI_{\eta, \mathbf{s}}}{ds} = \mathbf{s} \cdot \Delta I_{\eta, \mathbf{s}} = k_{\eta, \mathbf{s}} I_{\eta, \mathbf{s}} - \beta_{\eta, \mathbf{s}} I_{\eta, \mathbf{s}} + \int_{4\pi} \frac{4\pi}{\sigma_{sn}} I_{\eta, \mathbf{s}_i}(\mathbf{s}_i) \Phi_{\eta}(\mathbf{s}_i, \mathbf{s}) d\Omega_i \quad (3.166)$$

3.6.2 Método de Ordenadas Discretas (DO)

O modelo de radiação de ordenadas discretas (DO) resolve a equação de transferência de radiação (RTE) para um número discreto de ângulos sólidos. Sendo cada ângulo associado a um vetor direcional \mathbf{s} referenciado a um sistema global de coordenadas cartesianas (x, y, z) . Quanto maior o número de ângulos discretos utilizados no método DO, maior a acurácia do método e, maior a demanda computacional. O número de equações de transporte resolvido pelo método DO é igual ao número de direções \mathbf{s} escolhido. O método de solução das equações de transporte da intensidade de radiação é idêntico ao utilizado na solução das equações do escoamento. A versão do método DO implementada no código FLUENT é chamada de esquema dos volumes finitos [18, 36, 39].

O código Fluent resolve a seguinte equação de transferência de radiação na direção \mathbf{s} em termos das coordenadas espaciais x_i :

$$\frac{dI}{dx_i} \cdot s_i = k_{\eta} I_i - \beta_{\eta} I + \int_{4\pi} \frac{4\pi}{\sigma_{sn}} I(\mathbf{s}_j) \Phi_{\eta}(\mathbf{s}_j, \mathbf{s}) d\Omega_j \quad (3.167)$$

onde, s_i são os componentes de \mathbf{s} e, a única propriedade de transporte radiativo direcional é a função de fase de espalhamento, Φ_{η} .

Discretização Angular e Fracionamento ("Fixelation")

A discretização angular no método DO é feita com a divisão de cada octante do espaço angular 4π em $N_{\theta} \times N_{\phi}$ ângulos sólidos de dimensão ω_i , chamados ângulos de controle. Os ângulos θ e ϕ são os ângulos polar e azimutal respectivamente, e são

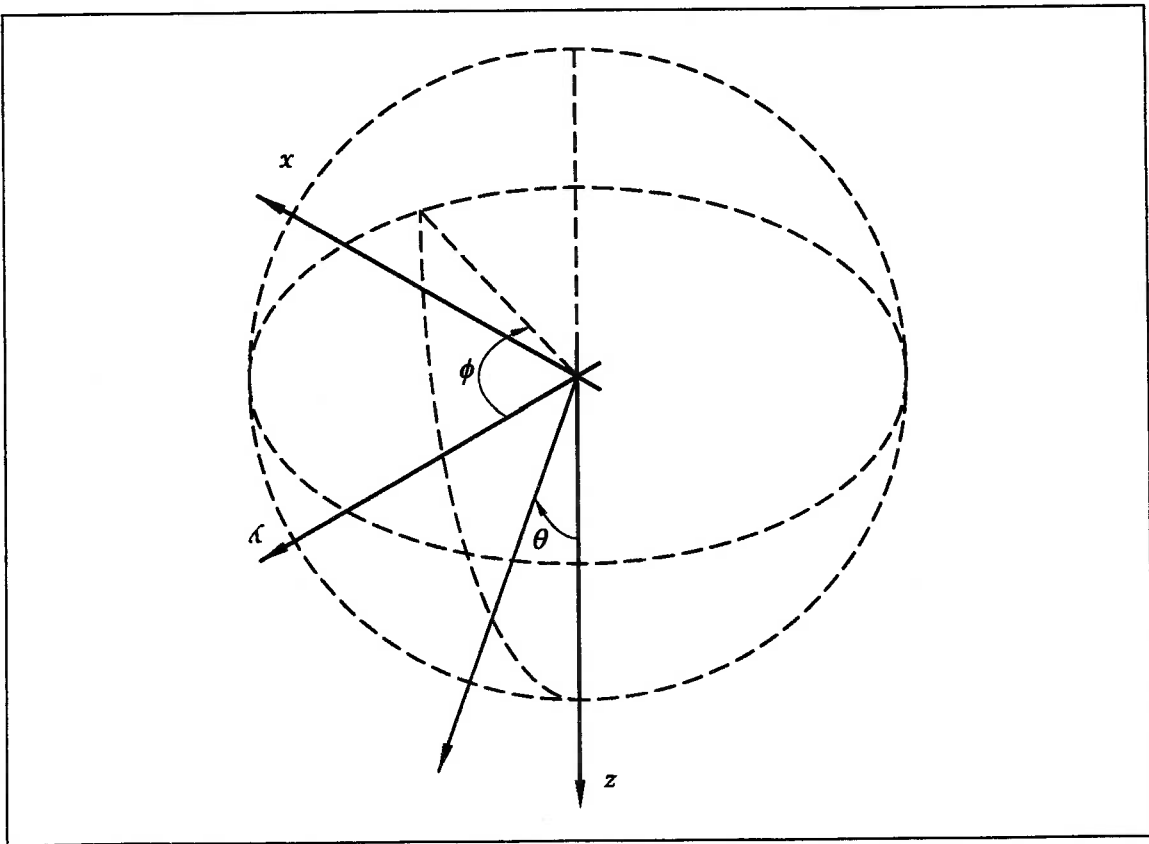


Figura 3.15: Sistema de coordenadas angulares

medidos a partir do sistema Cartesiano global (x, y, z) , conforme mostrado na Figura 3.15. As dimensões θ e ϕ dos ângulos de controle, $\Delta\theta$ e $\Delta\phi$, são constantes. Nos modelos bidimensionais, onde existem apenas 4 quadrantes, são resolvidas $4N_\theta N_\phi$ direções e, nos modelos tridimensionais são resolvidas $8N_\theta N_\phi$ direções.

Quando são usadas malhas cartesianas, é possível alinhar a discretização angular com as faces dos volumes de controle, conforme mostrado na Figura 3.16. No entanto, para malhas não cartesianas não é possível obter este alinhamento, gerando, assim, o problema do ângulo de controle misto. A Figura 3.17 mostra o problema do ângulo de controle misto para o caso bidimensional.

Considerando o caso tridimensional, mostrado na Figura 3.18, a face do volume de controle intercepta a esfera representando o espaço angular gerando ângulos de controles mistos. Nestes ângulos, uma fração do fluxo de radiação possui valores positivos, e a fração restante possui valores negativos. Para quantificar estas frações do fluxo de radiação, o ângulo de controle é fracionado em $N_{\theta p} \times N_{\phi p}$ partes, conforme mostrado na Figura 3.19.

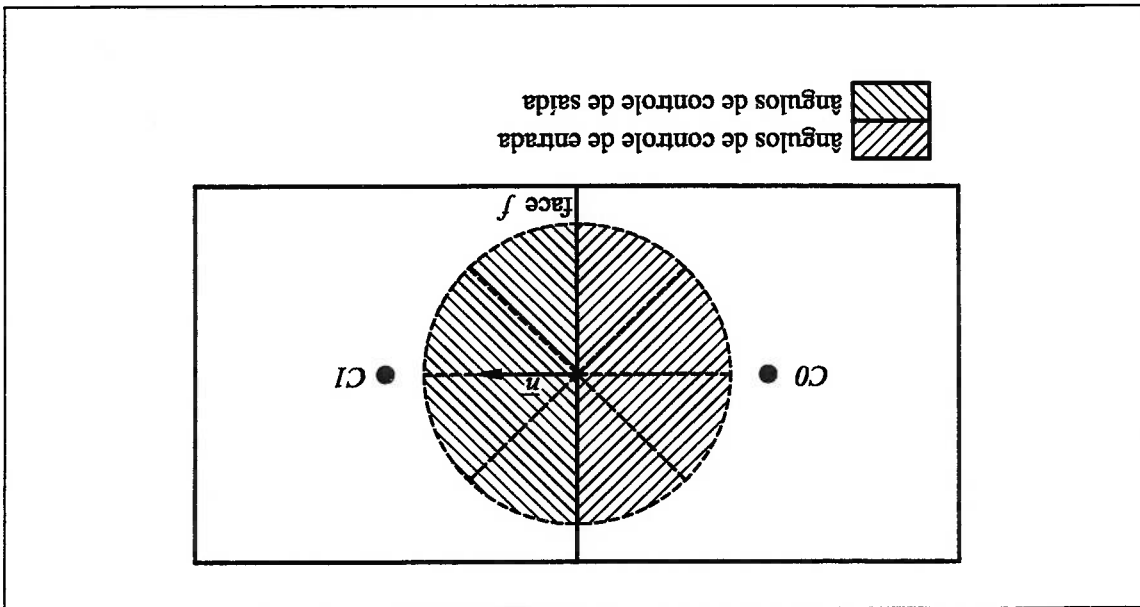


Figura 3.16: Alinhamento do sistema global de coordenada angular com as faces do volume de controle.

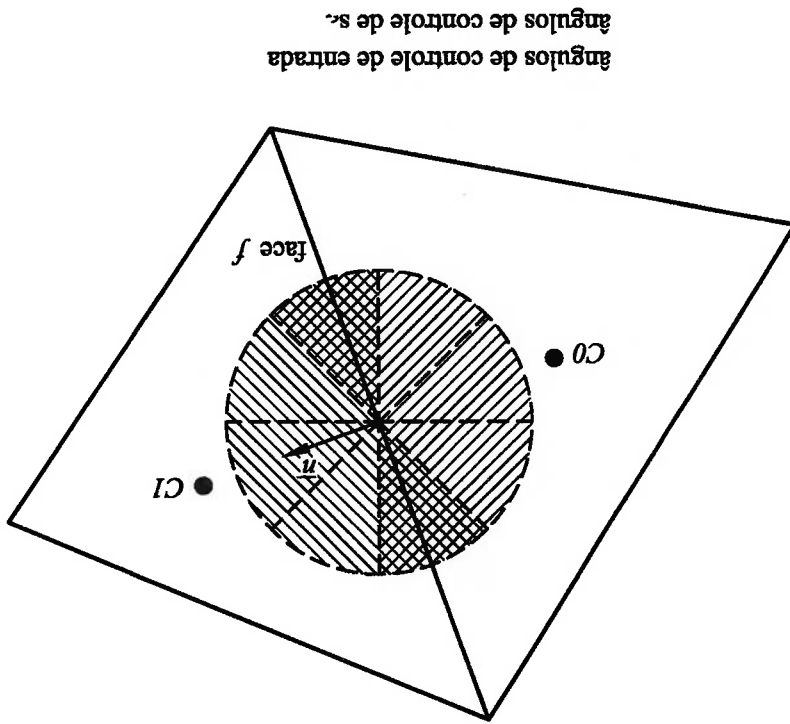


Figura 3.17: Ângulo de controle misto em um sistema global de coordenada angular desalinhado com as faces do volume de controle.

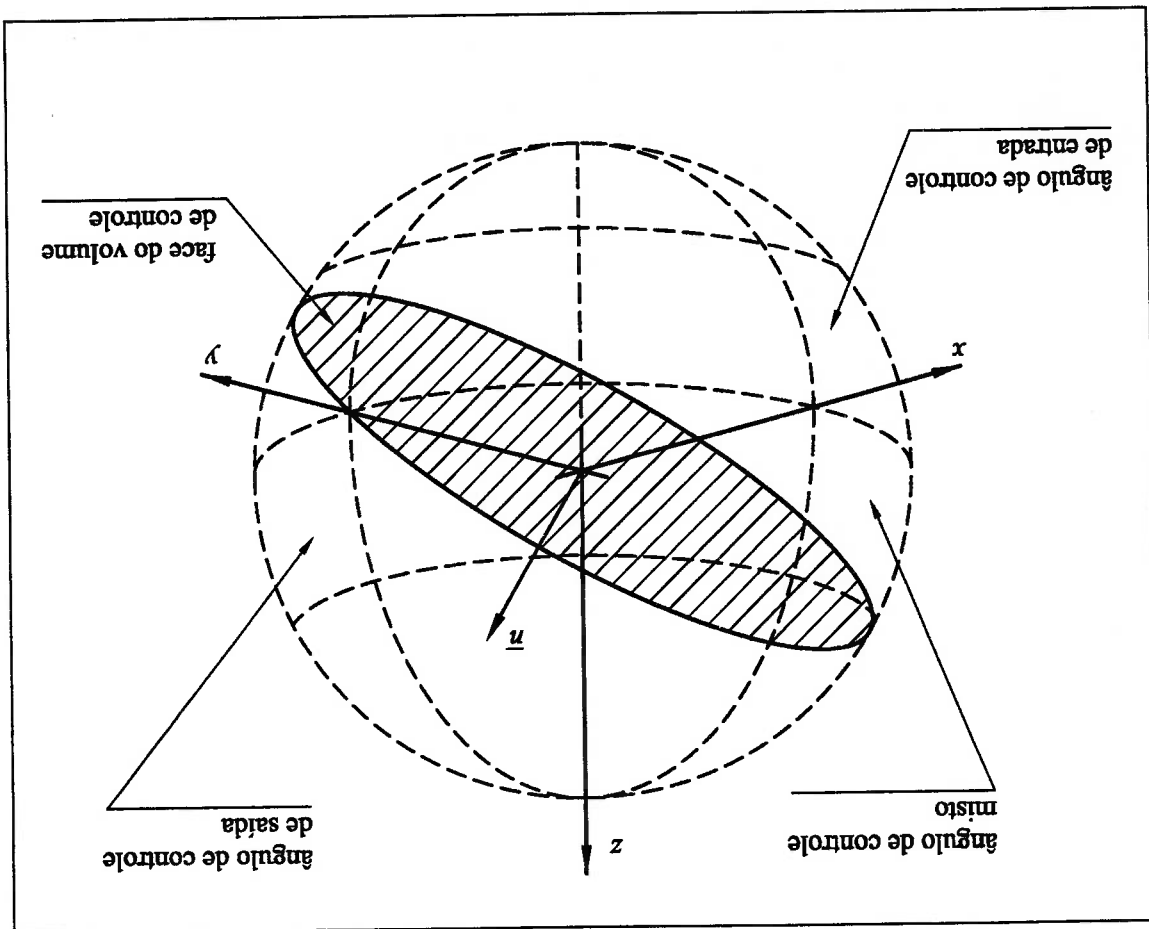


Figura 3.18: Intersecção da face de um volume de controle com a esfera representante do espaço angular tridimensional.

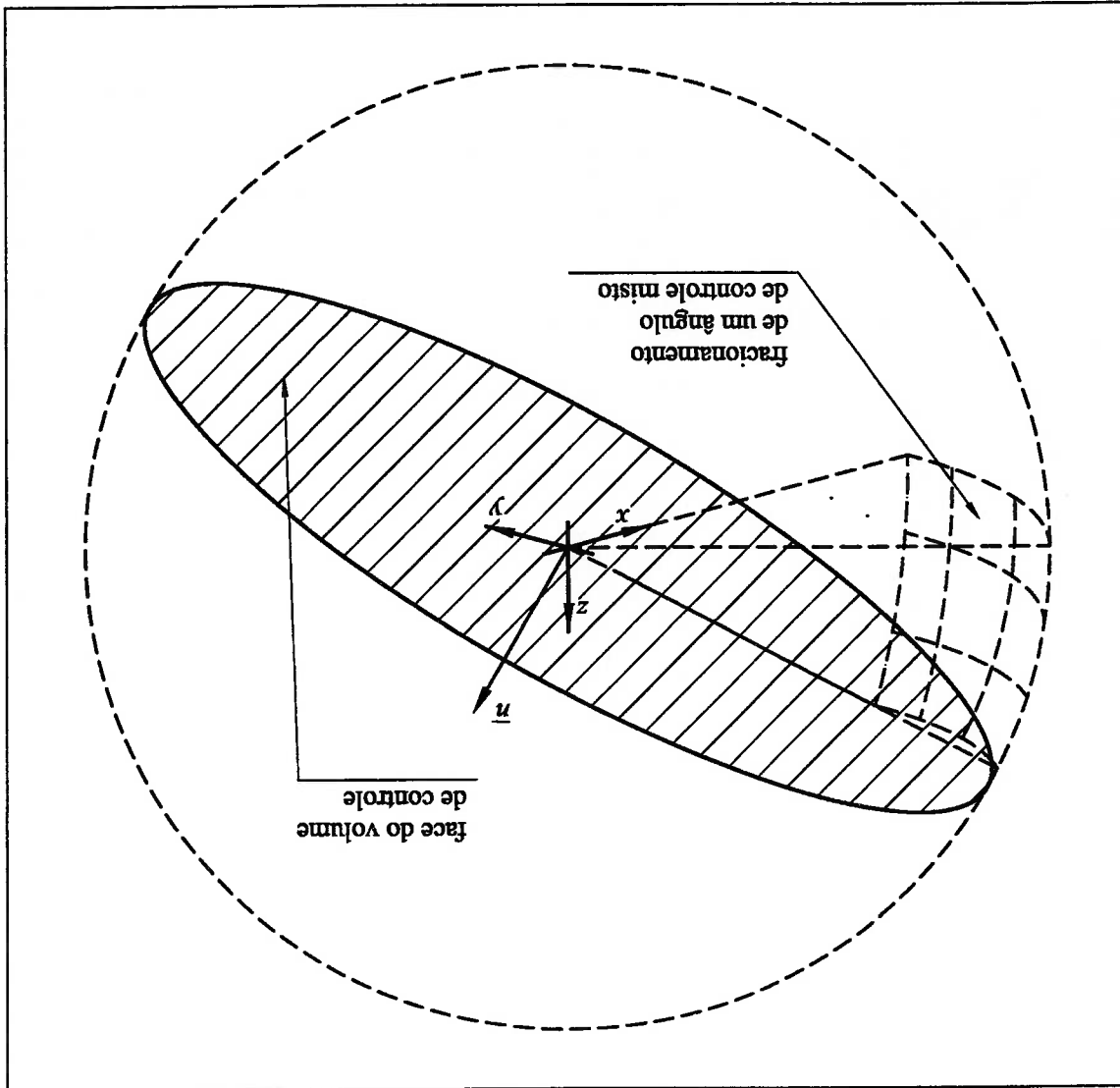


Figura 3.19: Fracionamento ("pixelation") de um ângulo de controle tridimensional.

Condições de Contorno

A intensidade de radiação incidente em um determinado ponto na superfície de parede é integrada para obter o fluxo de calor devido à radiação incidente, q_{in} .

$$q_{in} = \int_{\mathbf{s} \cdot \mathbf{n} > 0} I_{in} \mathbf{s} \cdot \mathbf{n} d\Omega \quad (3.168)$$

Onde:

- Ω = ângulo sólido hemisférico;
- I_{in} = intensidade radiativa do raio incidente;
- \mathbf{s} = vetor direcional do raio incidente;
- \mathbf{n} = vetor normal à superfície no sentido externo à cavidade;

No caso de paredes difusas e cinzentas, o fluxo de calor total que deixa a superfície, q''_{out} , é calculado como sendo a soma da parcela refletida de q''_{in} com o poder emissivo da superfície.

$$q''_{out} = (1 - \epsilon_w) q''_{in} + \epsilon_w \sigma T_w^4 \quad (3.169)$$

Onde:

- T_w = temperatura da superfície no ponto de incidência do raio;
- ϵ_w = emissividade da superfície;

A equação (3.169) fornece a condição de contorno para intensidade de radiação que emerge de uma superfície.

$$I_0 = \frac{q''_{out}}{\pi} \quad (3.170)$$

No caso de paredes com reflexão especular e/ou condições de contorno de simetria, a intensidade do raio refletido, de direção \mathbf{s}_r , correspondente ao raio incidente, de direção \mathbf{s} , é dada por:

$$I_w(\mathbf{s}_r) = I_w(\mathbf{s}) \quad (3.171)$$

Os fluxos de calor totais nas superfícies de entrada e saída do escoamento são calculadas da mesma forma que nas paredes difusas. Usualmente, o código Fluent utiliza uma emissividade igual a 1, 0 para estas superfícies. Este código também permite utilizar temperaturas diferentes para o escoamento e para a superfície radiativa de entrada e/ou saída.

3.6.3 Modelo de Soma de Gases Cinzentos (WSGGM)

A principal hipótese do modelo WSGGM é que a emissividade total correspondente a um comprimento de feixe de radiação, s , pode ser representada pela seguinte equação:

$$\varepsilon = \sum_{N_G}^{i=0} a_{\varepsilon,i}(T) [1 - \exp(-k_{p,i} ds)] \quad (3.172)$$

Onde:

- N_G = número de gases cinzentos utilizados;
- $a_{\varepsilon,i}$ = coeficiente do gás cinzento i ;
- $k_{p,i}$ = coeficiente de absorção específico do gás cinzento i ;
- p = soma das pressões parciais do gases absorvedores de radiação;
- s = comprimento do feixe de radiação considerado.

A equação 3.172 pode ser interpretada da seguinte forma:

Do fluxo de radiação que deixa uma zona e e chega a uma zona r , a fração $a_{\varepsilon,i}$ é transferida através de um gás cinzento com coeficiente de absorção específico $k_{p,i}$.

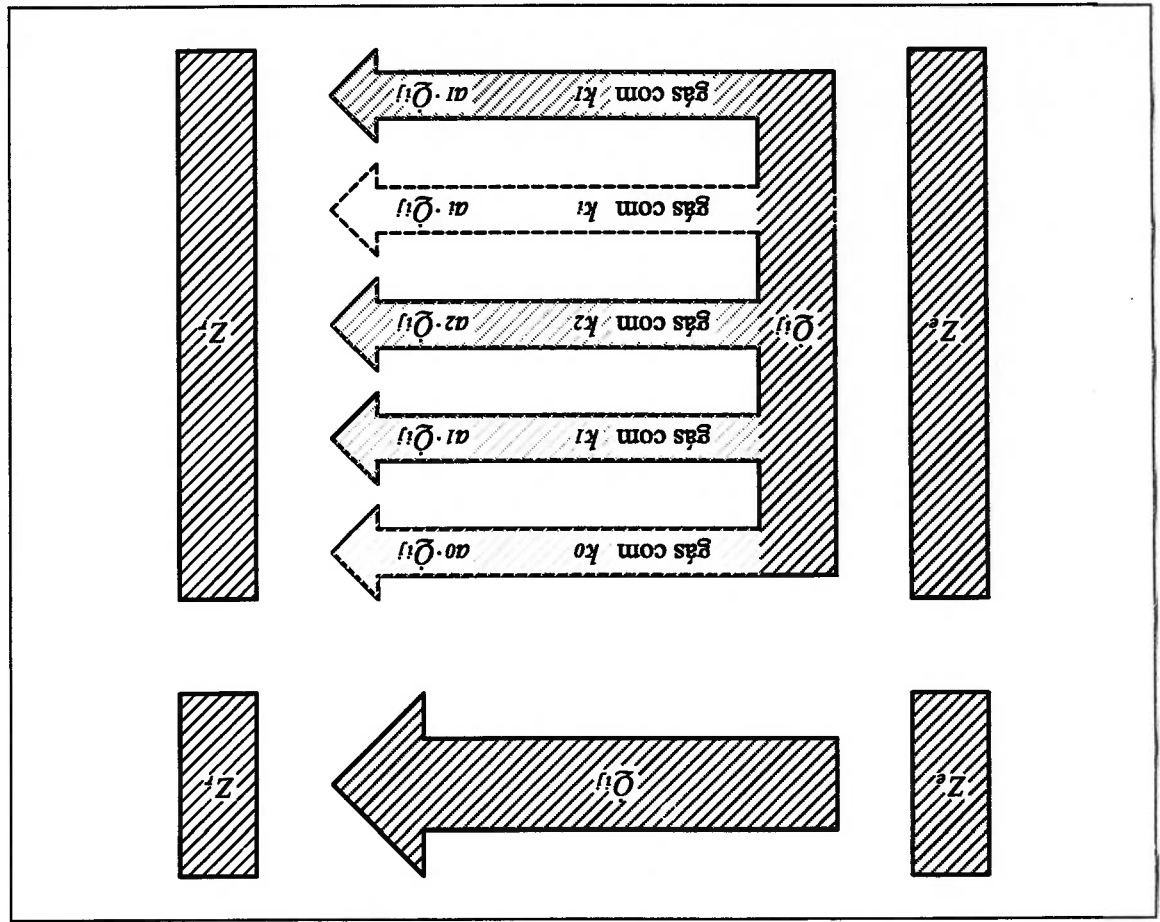
A Figura 3.20 ilustra melhor o que foi dito.

No caso de gases de combustão sem fuligem, onde os principais gases absorvedores são H_2O e CO_2 , existem janelas em determinadas faixas do espectro nas quais estes gases não são absorvedores. Nestes casos, utiliza-se o coeficiente $a_{\varepsilon,0}$ para representar a fração da potência total que é transferida por estas janelas.

$$a_{\varepsilon,0} = 1 - \sum_{N_G}^{i=1} a_{\varepsilon,i} \quad (3.173)$$

Os coeficientes $a_{\varepsilon,i}$ são aproximados por uma função polinomial da seguinte forma:

Figura 3.20: Distribuição da fração do fluxo de radiação que deixa uma zona e chega a uma zona r pelos gases cinzentos do WSGGM.



$$a_{\epsilon,i}(T) = \sum_{j=0}^J b_{\epsilon,i,j} T^j \quad (3.174)$$

onde, J é o grau do polinômio utilizado.

Os coeficientes $b_{\epsilon,i,j}$ e $k_{p,i}$ são obtidos ajustando a função 3.172 a tabelas de emissividades total obtidas experimentalmente [19,28]. O código FLUENT utiliza os coeficientes dados na referência [19] no seguinte caso: $0,001 \leq ps \leq 10,0$ [atm · m] e $600 \leq T \leq 2.400$ K. Nos casos onde $T > 2.400$ K, os coeficientes contidos na referência [41] são utilizados.

Se $k_{p,i} ps \gg 1$ para todos os gases i , então a equação 3.172 pode ser aproximada por

$$\epsilon = \sum_{Ng}^{i=0} a_{\epsilon,i} k_{p,i} p s \quad (3.175)$$

Neste caso, o WSGGM é equivalente a um modelo de gás cinzento com coeficiente de absorvidade, k_g , dado por:

$$k_g = \sum_{Ng}^{i=0} a_{\epsilon,i} k_{p,i} p \quad (3.176)$$

onde k_g não depende do comprimento do feixe de radiação s .

No caso geral, k_g é aproximado como sendo:

$$k_g = \frac{s}{\ln(1 - \epsilon)} \quad (3.177)$$

onde ϵ é calculado utilizando o WSGGM dado pela equação 3.172.

O código FLUENT utiliza a equação 3.176 quando $s \leq 10^{-4}$ m e, utiliza a equação 3.177 quando $s > 10^{-4}$ m. Quanto ao comprimento s , o código FLUENT permite escolher entre um comprimento característico do sistema ou o comprimento

característico da célula. A primeira alternativa é mais apropriada quando o sistema simulado é homogêneo e a informação desejada é o fluxo de calor na borda do domínio. A segunda alternativa é mais apropriada quando se deseja obter perfis de temperatura no interior do escoamento. No caso de combustão em fornalhas, a escolha de s como sendo o comprimento característico da célula é mais adequada.

Deve-se ressaltar que a modelagem do coeficiente de absorvidade segundo WSGGM implementada no código FLUENT não simula o comportamento de um gás real. Isto decorre do fato da absorvidade do gás, α , ser considerada igual à emissividade do gás, ϵ , condição verdadeira apenas em sistemas com temperatura uniforme. Para que o modelo WSGGM simule o comportamento de um gás real, é necessário calcular a absorvidade do gás baseada na temperatura do emissor de radiação e a emissividade baseada na temperatura local do gás. Esta abordagem foi adotada na referência [3].

O manual do usuário do código FLUENT [20] afirma que a hipótese $\alpha = \epsilon$ é válida para meios com espessura óptica reduzida e com temperatura de parede muito diferente da temperatura do gás. No entanto, os comentários feitos por Hottel; Cohen [26] são mais completos a respeito da validade desta hipótese. Nesta referência, Hottel; Cohen [26] primeiramente consideram o caso da troca de calor por radiação entre volumes adjacentes. Neste caso, se a absorvidade do volume receptor é calculada com base na temperatura deste, o erro cometido é pequeno, pois as temperaturas destes volumes não diferem muito. No caso da troca de calor entre volumes distantes, onde as temperaturas são muito diferentes, o cálculo da troca de calor baseado na temperatura do receptor não causa grandes erros no cálculo global das trocas de calor, pois a potência trocada por estes volumes é pequena. Quanto à temperatura de parede, Hottel afirma que quando esta temperatura é muito elevada ou muito inferior em relação a temperatura do gás, então o processo de troca de calor é dominado, respectivamente, pela emissão da parede ou pela emissão do gás. Nestes casos, é recomendável calcular o coeficiente de absorvidade do gás com base na temperatura do elemento que controla as trocas de calor. Por exemplo, se a temperatura da parede é muito menor que a temperatura do gás, a determinação da absorvidade com base na temperatura do gás causará erros no cálculo da potência emitida pelas paredes e absorvida pelo gás. No entanto, esta potência é muito pequena em relação à potência emitida pelo gás e absorvida pelas paredes e pelo gás. Desta forma, o erro líquido das trocas de calor por radiação é pequeno. Hottel; Cohen [26] sugerem que a temperatura de parede pode ser considerada muito pequena quando a potência emissiva desta é igual àquela emitida por um corpo negro a uma temperatura inferior a dois terços da temperatura do gás.

Capítulo 4

DADOS UTILIZADOS

4.1 Dados Utilizados para Aplicação do Modelo

A unidade e a composição do ar de combustão adotadas neste trabalho são mostradas, respectivamente, nas Tabelas 4.1 e 4.2. As Tabelas 4.3 e 4.4 apresentam os valores adotados para a composição e as propriedades, respectivamente, do combustível e dos produtos de combustão.

Tabela 4.1: Unidade do ar na entrada do ventilador de ar de combustão.

Variável		Unidade	Valor
condição na entrada do ventilador	pressão estática	$kPa\ man.$	0,000
		$kPa\ abs.$	101,325 (B)
	temperatura	$^{\circ}C$	8,00 (A)
		K	281,15
umidade relativa	$\%$	80 (A)	
	$kPa\ man.$	0,000	
condição de saturação	pressão estática	$kPa\ abs.$	101,325 (B)
		$^{\circ}C$	4,72
	temperatura	K	277,87
		kPa	$8,56 \cdot 10^{-1}$
pressão de vapor			

Fontes: (A) International Meteorological Climate Summary apud. The

Washington Post Company.
(B) Pressão na condição normal.

Tabela 4.2: Composição do ar de combustão.

Valor	Unidade	Variável
7,90E - 1	-	fração molar de N ₂
2,10E - 1	-	fração molar de O ₂
7,833E - 1	-	fração molar de N ₂
2,082E - 1	-	fração molar de O ₂
8,444E - 3	-	fração molar de H ₂ O
2,876E + 1	kg/kMol	massa molecular do ar
1,283	kg/m ³	densidade normal do ar

Tabela 4.3: Composição e propriedades do gás natural.

Espécie Química	Massa Molecular $\left(\frac{kg}{kMol}\right)^{(B)}$	AC_{st} $\left(\frac{m_n^3 ar}{m_n^3 comb}\right)$	PCI $\left(\frac{MJ}{kMol}\right)$	PCI $^{(B)}$ $\left(\frac{MJ}{kg}\right)$	ρ $\left(\frac{kg}{m_n^3}\right)$	Wobbe $\left(\frac{MJ}{m_n^3}\right)$	AC_{st}/PCI $\left(\frac{m_n^3 ar}{MJ}\right)$	Fração Molar $^{(A)}$
N_2	28,013	0,00	0	0,000	1,250	0,0	0,0000	1,46E-2
CO_2	44,010	0,00	0	0,000	1,964	0,0	0,0000	5,00E-4
CH_4	16,043	9,60	802	50,010	0,716	48,1	0,2683	9,44E-1
C_2H_6	30,070	16,81	1428	47,484	1,342	62,5	0,2639	3,22E-2
C_3H_8	44,094	24,01	2044	46,352	1,967	73,9	0,2633	6,00E-3
C_4H_{10}	58,124	31,22	2657	45,714	2,593	83,7	0,2633	2,00E-3
C_5H_{12}	72,151	38,42	3272	45,351	3,219	92,5	0,2632	7,00E-4
TOTAL								
Massa Molecular (kg/kMol)								
$AC_{st}(m_n^3 ar/m_n^3 comb)$								
$AC_{st}(kg ar/kg comb)$								
PCI (MJ/kMol)								
PCI (MJ/kg)								
ρ (kg/m $_n^3$)								
Wobbe (MJ/m $_n^3$)								
$AC_{st}/PCI(m_n^3 ar/MJ)$								
16,975								
9,842								
16,673								
823								
48,496								
0,757								
48,0								
0,2680								

Fontes: $^{(A)}$ [40].
 $^{(B)}$ [46].

Tabela 4.4: Composição e propriedades dos produtos de combustão do gás natural.

Coeficiente de excesso de ar		1,00	1,05	1,10	1,15	1,20
Temperatura de chama		2042	1970	1904	1843	1785
adiabática ^(a)		2315	2244	2177	2116	2058
<i>Moles O₂/Moles comb</i>		0,000	0,102	0,205	0,307	0,410
<i>Moles N₂/Moles comb</i>		7,724	8,109	8,495	8,880	9,266
<i>Moles CO₂/Moles comb</i>		1,038	1,038	1,038	1,038	1,038
<i>Moles H₂O/Moles comb</i>		2,102	2,106	2,110	2,114	2,118
<i>Moles prod./Moles comb</i>		10,864	11,356	11,848	12,340	12,832
<i>O₂</i>		0,00	9,02E-3	1,73E-2	2,49E-2	3,19E-2
<i>N₂</i>		7,11E-1	7,14E-1	7,17E-1	7,20E-1	7,22E-1
<i>CO₂</i>		9,56E-2	9,14E-2	8,76E-2	8,41E-2	8,09E-2
<i>H₂O</i>		1,93E-1	1,85E-1	1,78E-1	1,71E-1	1,65E-1
<i>O₂</i>		35,31	35,20	35,09	34,98	34,88
<i>N₂</i>		33,47	33,37	33,26	33,17	33,07
<i>CO₂</i>		54,81	54,58	54,36	54,14	53,93
<i>H₂O</i>		44,14	43,83	43,53	43,24	42,97
médio		37,57	37,26	36,97	36,70	36,45
<i>Moles prod./Moles comb</i>		8,762	9,250	9,738	10,226	10,714
<i>O₂</i>		0,00	1,11E-2	2,10E-2	3,01E-2	3,83E-2
<i>N₂</i>		8,81E-1	8,77E-1	8,72E-1	8,68E-1	8,65E-1
<i>CO₂</i>		1,19E-1	1,12E-1	1,07E-1	1,02E-1	9,69E-2
Base seca	<i>Moles prod./Moles comb</i>					
	Fração Molar					
Base úmida	<i>c_{p,m}</i> ^{(b)(A)} (kJ/kMolK)					
	Fração Molar					

Notas: ^(a) Os efeitos de dissociação não foram considerados no cálculo desta temperatura de chama adiabática.

^(b) Calor específico médio entre 298 K e a temperatura de chama adiabática calculada conforme nota ^(a).

Fonte: ^(A) [46].

Os valores de emissividades das paredes internas da câmara de combustão, adotados nesta dissertação, são mostrados na Tabela 4.5.

Tabela 4.5: Emissividades das paredes internas da câmara de combustão.

Parede	Emissividade
Camisas d'água	0,8 (A)
Bloco difusor do queimador	0,2 (B)
Cone de saída e soleira	0,7

Fontes: (A) [10].
(B) [7].

A potência fornecida via entalpias associadas à combustão e às vazões de ar de combustão e gás combustível (H_F) é calculada com base no poder calorífico inferior (PCI) a 298 K. A temperatura de entrada do ar de combustão e do gás combustível foi adotada como sendo 298 K. A Tabela 4.6 apresenta, para os casos reativos com o queimador operando no modo central radial, os valores adotados para: H_F , taxa de calor total líquido transferido para as camisas de água da fornalha (\dot{Q}_{rc}), potência perdida via fluxo de gases efluentes (H_g), potência perdida através das paredes da fornalha (\dot{Q}_{refr}), vazão mássica de gás combustível (\dot{m}_{gn}) e vazão mássica de ar de combustão (\dot{m}_{ar}). Os valores referentes à potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 5% foram calculados através da razão entre \dot{Q}_{rc} e a eficiência térmica da fornalha (η_f). O valor de \dot{Q}_{rc} foi calculado através da integral dos fluxos de calor transferidos para as camisas d'água da fornalha. Os fluxos de calor transferidos para a parede da fornalha e a eficiência térmica são fornecidos na referência [10]. A Tabela 4.6 também apresenta os valores de η_f , temperatura de saída dos gases da fornalha (T_s) e do coeficiente de troca de calor por convecção (h^{conv}), fornecidos na referência [10].

Tabela 4.6: Principais variáveis de entrada das simulações de 1 Zona de Gás de Hottel para os casos reativos no modo central radial.

Caso	$h_{conu}^{(A)}$ $\left(\frac{W}{m^2 K}\right)$	$T_s^{(A)}$ (K)	$\eta_h^{(A)}$ (%)	\dot{H}_F (kW)	\dot{Q}_{rc} (kW)	$\dot{H}_s^{(d)}$ (kW)	$\dot{Q}_{refr}^{(e)}$ (kW)	$\dot{m}_{gn}^{(f)}$ $\left(\frac{kg}{s}\right)$	$\dot{m}_{ar}^{(g)}$ $\left(\frac{kg}{s}\right)$	$c_{p,m}^{(h)(B)}$ $\left(\frac{kW}{kg K}\right)$
CR000_400_05	15	944	63,7	455,3 ^(a)	290,0 ^{(b)(A)}	136,4	28,8	9,366E-3	1,641E-1	1,199
CR045_400_05	20	900	65,8	460,5 ^(a)	303,0 ^{(b)(A)}	128,0	29,5	9,474E-3	1,660E-1	1,192
CR090_400_05	23	865	68,6	456,3 ^(a)	313,0 ^{(b)(A)}	119,0	24,2	9,386E-3	1,645E-1	1,186
CR225_400_05	30	797	74,8	456,4 ^(a)	341,4 ^{(b)(A)}	104,1	10,9	9,388E-3	1,645E-1	1,175
CR000_400_20	17	934	61,0	456,2 ^(a)	278,3 ^(a)	150,7	27,2	9,386E-3	1,880E-1	1,182
CR225_400_20	34	833	70,8	519,1 ^(a)	367,6 ^(a)	142,8	8,8	1,068E-2	2,139E-1	1,167
CR000_300_05	12	893	64,7	360,9 ^(a)	233,5 ^(a)	99,1	28,3	7,425E-3	1,301E-1	1,191
CR225_300_05	25	728	74,7	349,5 ^(a)	261,1 ^(a)	68,3	20,2	7,189E-3	1,260E-1	1,164

Notas: (a) valores obtidos através da equação (3.44), $\eta_h = \frac{\dot{Q}_{rc}}{\dot{H}_F}$

(b) valores obtidos através da integral dos fluxos de calor transferidos para as camisas d'água da fornalha.

(c) valores obtidos através da aplicação do modelo de 1 Zona de Gás de Hottel, conforme item 5.1.4.

(d) potência perdida via fluxo de gases efluentes, $\dot{H}_s = (\dot{m}_{ar} + \dot{m}_{gn}) c_{p,m} (T_s - T_0)$

(e) potência perdida através das paredes da fornalha, $\dot{H}_{refr} = \dot{H}_F - (\dot{Q}_{rc} + \dot{H}_s)$

(f) vazão mássica de gás combustível, $\dot{m}_{gn} = \frac{\dot{H}_F}{PCI}$

(g) vazão mássica de ar de combustão, $\dot{m}_{ar} = AC_{st} \lambda \dot{m}_{gn}$

(h) calor específico médio dos produtos de combustão entre T_0 e T_s

Fontes: (A) [10].

(B) [46].

4.2 Dados Utilizados na Análise dos Resultados

Para localização da posição axial dos perfis radiais analisados neste trabalho, é necessário adotar um sistema de coordenadas. Assim sendo, será adotado um sistema de coordenadas cilíndrico, com origem na seção de saída do bloco difusor do queimador, com eixo axial (x) coincidente com o eixo de simetria deste e orientação do eixo x no sentido do escoamento principal. A Tabela 4.7 mostra as variáveis disponíveis, utilizadas na análise dos resultados desta dissertação.

Tabela 4.7: Perfis radiais das variáveis medidas e suas respectivas posições axiais.

Caso	Perfil Radial	
	Variável	Posição axial (mm)
C045 e C225	velocidades axial e tangencial	-100; -80; -60; -40; -20; 30; 50; 100; 200; 500; 1000
	fração de mistura	-100; -80; -60; -40; -20

Nos casos CR000_400_05, CR045_400_05, CR090_400_05 e CR225_400_05, as seguintes medições e valores calculados também são utilizados:

- medição da temperatura de saída dos produtos de combustão;
- medição do fluxo de calor total (convecção + radiação) nas camisas d'água da fornalha;
- cálculo da eficiência térmica da fornalha;
- cálculo do coeficiente de transferência de calor por convecção entre os gases e a parede da fornalha

Nos casos CR000_400_20, CR000_300_05, CR225_400_20 e, CR225_300_05, a presente dissertação utiliza as medições de temperatura de saída dos produtos de combustão e o cálculo da eficiência térmica

Capítulo 5

APLICAÇÃO DOS MODELOS

5.1 Condições de Contorno

5.1.1 Superfície de Entrada do Ar de Combustão

Os perfis de velocidades axial e tangencial na superfície de entrada do ar de combustão foram admitidos como sendo lineares. A velocidade radial foi admitida nula. A Figura (5.1) ilustra as variáveis que definem estes perfis e a Tabela (5.1) mostra os valores destas variáveis para cada caso estudado. As condições de contorno de turbulência nesta superfície foram estimadas através das seguintes equações:

$$k = 0,03 U_{cm}^2 \quad (5.1)$$

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{0,0025 D_h} \quad (5.2)$$

onde, D_h é o diâmetro hidráulico da passagem do escoamento.

A temperatura do ar foi adotada como sendo 298 K e sua composição foi adotada conforme mostrado na Tabela (4.2).

As condições de contorno para radiação foram as seguintes:

- temperatura para trocas de calor por radiação: igual à do escoamento;

- emissividade: 1;
- tipo de distribuição direcional da intensidade de radiação emergente: difuso.

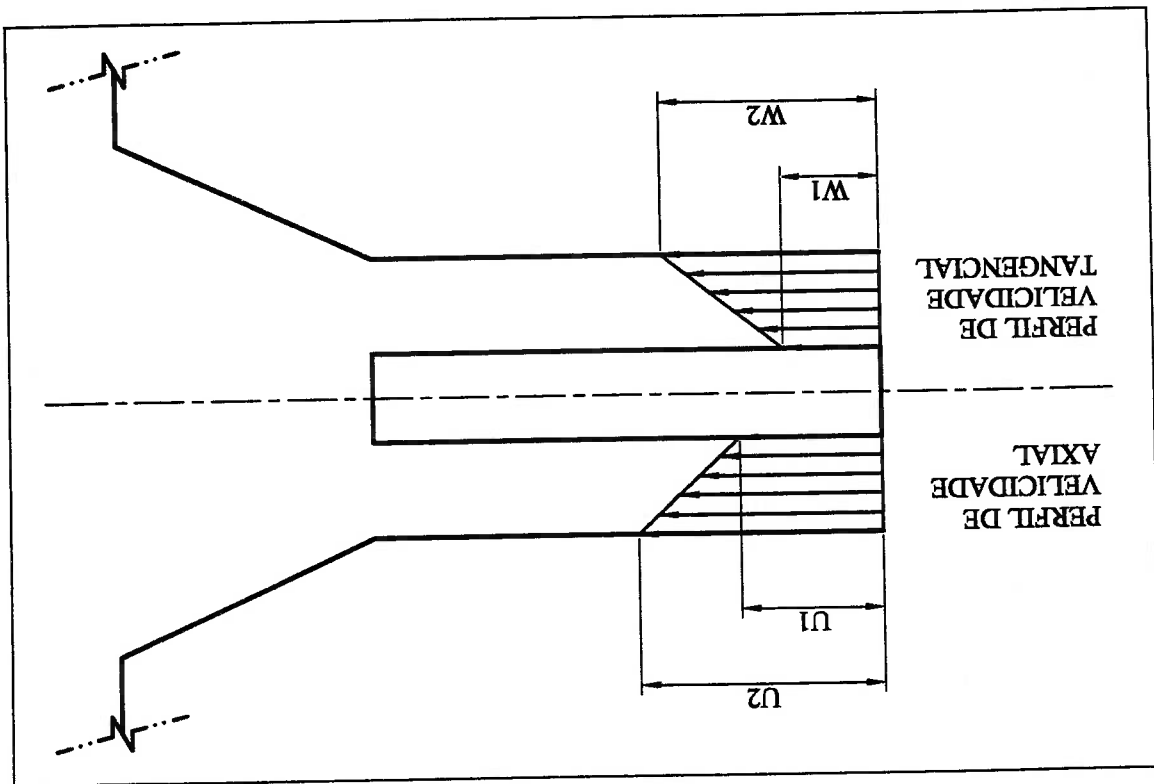


Figura 5.1: Ilustração dos perfis de velocidades axial e tangencial na superfície de entrada de ar de combustão .

5.1.2 Superfície de Entrada de Gás Natural

As condições de contorno para a superfície de entrada de gás natural foram as seguintes:

- perfil de velocidade: constante;
- direção do vetor velocidade: radial;
- vazão mássica: conforme Tabela (4.6);
- turbulência: conforme equações 5.1 e 5.2;
- temperatura dos gases: 298K;

Tabela 5.1: Condições de contorno para a superfície de entrada de ar de combustão.

Caso	U1 (m/s)	U2 (m/s)	W1 (m/s)	W2 (m/s)	S (a) (-)
C045	16,94	16,94	6	6	0,25
C225	16,94	16,94	10	40	1,26
CR045_400_05	16,64	16,64	5,895	5,895	0,25
CR000_300_05	13,04	13,04	0	0	0,00
CR000_400_05	16,45	16,45	0	0	0,00
CR000_400_20	18,85	18,85	0	0	0,00

Nota: (a) Número de "swirl" calculado com as equações (3.24), (3.28) e (3.27); com base no raio externo do canal de ar .

- temperatura para trocas de calor por radiação: igual à do escoamento;
- emissividade: 1;
- tipo de distribuição direcional da intensidade de radiação emergente: difuso.

5.1.3 Superfície de Saída de Gases

Foi adotada pressão estática absoluta de 101,325 kPa na borda da superfície de saída de gases. A pressão estática no interior da superfície de saída foi calculada conforme a equação a seguir:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} \quad (5.3)$$

Onde:

- = p pressão estática;
- = r raio;
- = ρ massa específica;
- = w velocidade tangencial.

As condições de contorno para radiação foram as seguintes:

- temperatura para trocas de calor por radiação: igual à do escoamento;
- emissividade: 1;

- tipo de distribuição direcional da intensidade de radiação emergente: difuso.

5.1.4 Superfícies de Parede

As condições de contorno de velocidade e turbulência para as superfícies de parede são as seguintes:

- velocidade: 0 m/s ;
- rugosidade: 0 m ;
- $\partial_n k: 0$;

Para as células adjacentes às paredes, foram adotadas as seguintes condições de contorno de turbulência:

- G_k : equação 3.132
- ϵ : equação 3.133

As paredes nos casos reativos foram consideradas difusas e suas emissividades foram adotadas conforme mostrado na Tabela (4.5). As paredes do canal de ar, bloco difusor, soleira e cone de saída foram admitidas como sendo adiabáticas. A condição de contorno adotada para as camisas d'água foi temperatura constante, conforme justificado no item a seguir.

Temperatura de Parede das Camisas d'água - Modelo de 1 Zona de Gás de Hotel

Nesta dissertação, as simulações CFD da fornalha HTFS/NEL têm como objetivo final determinar os perfis de fluxo de calor nas paredes resfriadas a água da fornalha. Portanto, a utilização dos perfis de fluxo de calor fornecidos na referência [10] não podem ser utilizados como condição de contorno. Assim sendo, a condição de contorno escolhida para estas paredes foi a temperatura destas. Devido ao não fornecimento do valor variável nas referências consultadas, foi necessário aplicar o modelo de 1 Zona de Gás de Hotel (vide item 3.2.4) para a sua estimativa.

A temperatura da água de resfriamento deve estar, obrigatoriamente, entre as temperaturas ambiente e de ebulição a pressões próximas à da atmosfera. Variações

próximas desta faixa de temperaturas têm pouca influência no rendimento térmico (ou eficiência reduzida) da fornalha, conforme pode ser visualizado através dos gráficos das Figuras 6.66 e 6.65. Portanto, é possível adotar um único valor para a temperatura da superfície da parede das camisas d'água para todos os casos.

A variável d está relacionada com a uniformidade da temperatura da fornalha, ou seja, com a temperatura de afastamento, conforme descrito no desenvolvimento da equação (3.56). A uniformidade da temperatura na fornalha está relacionada com o número de "swirl". Portanto, foi adotada uma função linear em relação ao número de "swirl" para representar a variável d :

$$d = A_d + B_d \cdot S \tag{5.4}$$

Onde:

A_d	=	coeficiente da função linear;
B_d	=	coeficiente da função linear;
S	=	número de "swirl".

O comportamento das fornalhas é descrito pela equação (3.57), cujos termos são definidos pelas equações (3.56) e (3.45) a (3.52). Considerando os casos:

- CR000_400_05, CR045_400_05, CR090_400_05 e CR225_400_05;

tem-se que as incógnitas deste conjunto de equações são as variáveis T_1 , A_d , B_d e $U_r A_r$; e as variáveis conhecidas são: H_F , η_t , T_s e h_{conv} .

Com isto, obtêm-se um conjunto de 4 equações em função de T_1 , A_d e B_d e 4 equações para 4 diferentes valores de $U_r A_r$. As variáveis T_1 , A_d e B_d são obtidas através da minimização da seguinte função objetivo:

$$\Phi = \sum_{i=1}^4 \left(\frac{Q_{rc,exp,i}}{Q_{rc,1Zn,i} - Q_{rc,exp,i}} \right)^2 \tag{5.5}$$

Onde:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{rc,exp,i} &= \text{valor da taxa de calor transferido às camisas d'água no caso } i, \text{ dado pelas medições experimentais;} \\ \dot{Q}_{rc,1Zn,i} &= \text{valor da taxa de calor transferido às camisas d'água no caso } i, \text{ dado pelo modelo de 1 Zona de Gás de Hotel.} \\ &= 1, 2, 3 \text{ e } 4 \text{ referem-se, respectivamente, aos ca-} \\ &\text{sos: CR000_400_05, CR045_400_05, CR090_400_05 e} \\ &\text{CR225_400_05;} \end{aligned}$$

A determinação dos valores de $U_r A_r$ é executada algebricamente após a determinação de T_1 , A_d e B_d .

Com relação aos casos:

- CR000_400_20, CR225_400_20, CR000_300_05 e CR225_300_05;

tem-se as variáveis H_r e $U_r A_r$ como incógnitas. Para determiná-las, é necessário utilizar as variáveis conhecidas:

- T_1 e d , obtidos através dos casos:

- CR000_400_05, CR045_400_05, CR090_400_05 e CR225_400_05;

- η_r , T_s e h_{conv} , fornecidos pela referência [10] para os casos:

- CR000_400_20, CR225_400_20, CR000_300_05 e CR225_300_05;

na solução das equações (3.57), (3.58), (3.56) e (3.52).

Através deste procedimento, foi possível estimar a temperatura de parede para os casos reativos como sendo igual a 386 K.

As Tabelas 6.5 e 6.6 apresentam os valores das principais variáveis que descrevem o comportamento da fornalha nos casos reativos com o queimador operando no modo central radial. As Figuras 6.65 e 6.66 apresentam a localização destes casos nos gráficos Q_g x D' e η_r x $D'd$.

5.2 Malha

5.2.1 Casos Isotérmicos

Caso C045

Entre as diversas malhas testadas neste trabalho, as malhas que utilizaram o esquema de distribuição ilustrado na Figura 5.2 foram as que melhor se comportaram em termos de independência e convergência. Este esquema de distribuição foi elaborado através da análise dos resultados de simulações anteriores. Os objetivos adotados para a elaboração deste esquema de distribuição foram os seguintes:

- alinhamento das linhas de corrente de escoamento em relação às faces das células;
- aumento do refinamento da malha nas regiões com maiores gradientes.

Deve-se ressaltar que a divisão do domínio em partes correspondentes às diversas regiões da formilha (vide Figura 3.1) facilitaram o cumprimento destes objetivos.

Os resultados de simulações do caso C045 mostrados neste trabalho referem-se às seguintes malhas:

malha C045_1a: malha com 19.690 volumes e um refinamento próximo às paredes considerado adequado;

malha C045_1b: malha com 22.630 volumes, com um refinamento próximo às paredes considerado excessivo e um refinamento da região central do escoamento semelhante à malha C045_1a;

malha C045_1c: malha com 18.310 volumes, com um refinamento próximo às paredes considerado grosseiro e um refinamento da região central do escoamento semelhante à malha C045_1a;

malha C045_2: malha com 78.760 volumes gerada a partir da divisão ao meio dos lados dos volumes da malha C045_1a.

Caso C225

As malhas utilizadas nas simulações do caso C225 adotaram um esquema de distribuição semelhante ao mostrado para o caso C045, Figura 5.2. Neste trabalho, somente os resultados referentes às seguintes malhas são apresentados.

malha C225_1a: malha com 19.690 volumes e um refinamento próximo às paredes considerado adequado;

malha C225_2: malha com 78.760 volumes gerada a partir da divisão ao meio dos lados dos volumes da malha C045_1a.

5.2.2 Casos Reativos

Casos CR000 e CR045

Foram testadas duas malhas com a distribuição esquematizada na Figura 5.3:

malha CR000_1a e CR045_1a: malhas com 22.680 volumes cada;

malha CR000_2 e CR045_2: malha com 90.720 volumes cada;

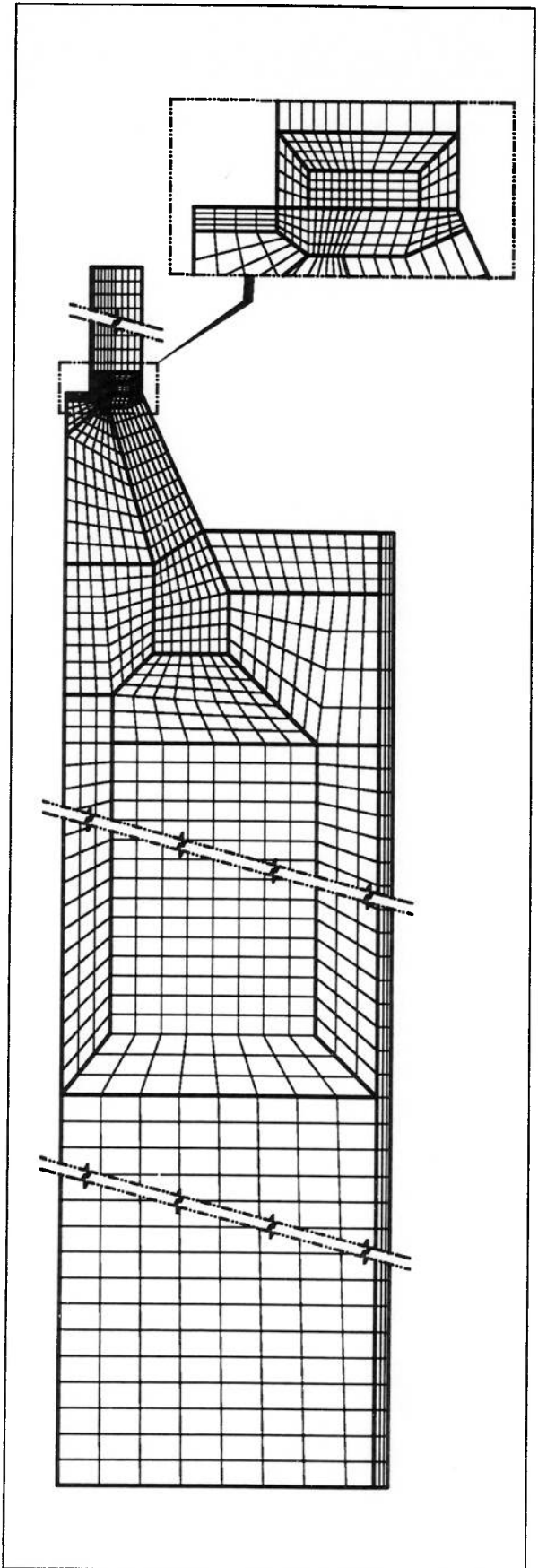


Figura 5.2: Esquema de distribuição dos volumes das malhas C045_1a, C045_1b, C045_1c e C045_2.

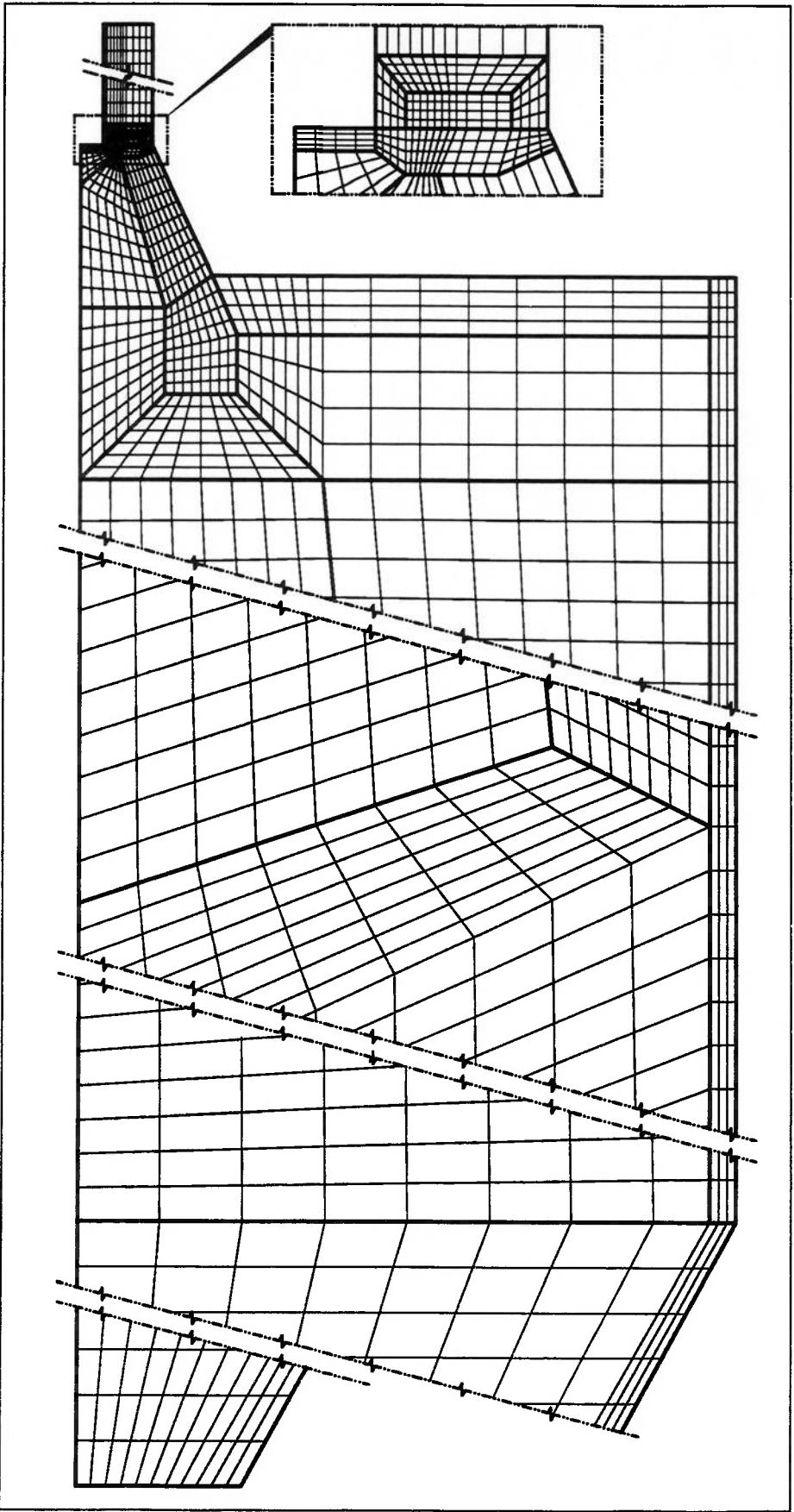


Figura 5.3: Esquema de distribuição dos volumes das malhas CR045_1 e CR045_2.

5.3 RESUMO DOS PARÂMETROS ADOTADOS

5.3.1 Modelos de Turbulência

A Tabela (5.2) apresenta os modelos de turbulência testados nas simulações dos escoamentos isotérmicos e reativos.

Tabela 5.2: Modelos de turbulência testados.

Modelo de Turbulência	Sigla	Constantes
$k - \epsilon$ std	ke	$C_{1\epsilon} = 1,44$ $C_{2\epsilon} = 1,92$ $C_{\mu} = 0,09$ $\sigma_k = 1,00$ $\sigma_{\epsilon} = 1,30$ $S_{C\epsilon} = 0,7$
$k - \epsilon$ rlz	rlz	$C_{1\epsilon} = 1,44$ $C_2 = 1,9$ $\sigma_k = 1,00$ $\sigma_{\epsilon} = 1,20$ $S_{C\epsilon} = 0,7$
$k - \epsilon$ mg	mg	$C_{1\epsilon} = 1,42$ $C_{2\epsilon} = 1,68$ $C_{\mu} = 0,0845$ $S_{C\epsilon} = 0,7$
transporte das tensões de Reynolds	rsm	$C_{1\epsilon} = 1,44$ $C_{2\epsilon} = 1,92$ $C_{\mu} = 0,09$ $C_1 = 1,8$ $C_2 = 0,6$ $C_1' = 0,5$ $\sigma_k = 0,82$ $\sigma_{\epsilon} = 1,30$ $S_{C\epsilon} = 0,7$ $C_2' = 0,3$ $\kappa = 0,41$ $Pr_t = 0,85$

5.3.2 Modelo de Escoamento Turbulento Reactivo

O modelo adotado para o escoamento turbulento reativo foi o seguinte:

- Turbulência: conforme Tabela 5.2;
- Transporte de espécies químicas: tração de mistura;
- Reação química: equilíbrio químico;
- Acoplamento Reação-Turbulência: β -PDF;

conforme apresentado no item 3.5

As espécies químicas consideradas no modelo de reação foram as seguintes: N_2 , O_2 , H_2O , CO_2 , CH_4 , C_2H_6 , C_3H_8 , C_4H_{10} , C_5H_{12} , CO , OH , H_2 , H e C .

5.3.3 Modelo de Radiação

O modelo de radiação adotado foi o de ordenadas discretas com a seguinte discretização: $N_\theta = 2$; $N_\phi = 3$; $N_{\theta\phi} = 3$

Capítulo 6

RESULTADOS

Neste item, os dados de simulação obtidos são apresentados juntamente com alguns dados experimentais. A identificação dos dados de simulação seguirá a convenção adotada nas Tabelas 2.1 e 5.2; e item 5.2 com o campo referente à configuração de queimador e ao número de "swirl" suprimidos. A identificação dos dados experimentais seguirá a convenção adotada na Tabela 2.1 seguido pelos seguintes termos:

exp_n : referente aos dados experimentais medidos no semi eixo radial negativo da fornalha;

exp_p : referente aos dados experimentais medidos no semi eixo radial positivo da fornalha;

exp : referente a dados experimentais medidos, ou a dados médios entre os valores de exp_n e exp_p ;

Os modelos de turbulência testados com o código Fluent apresentaram resultados muito semelhantes para os casos com número de "swirl" nominal 0, 0 e 0,45. Nos casos com número de "swirl" nominal 2, 25, somente o modelo $k - \epsilon$ std atingiu a convergência. Portanto, os resultados de simulação dos perfis de velocidade, tração de mistura e fluxo de calor para a parede apresentados neste trabalho referem-se apenas ao modelo $k - \epsilon$ std.

6.1 Casos Isotérmicos

6.1.1 Grandezas Integrais

Tabela 6.1: Vazão mássica do caso C045 (kg/s).

posição axial	C045_exp	C045_ka	C045_kib	C045_keic	C045_ke2
-100	0,212862	0,183706	0,183700	0,183705	0,184664
-80	0,173627	0,184312	0,184301	0,184312	0,184933
-60	0,203098	0,184197	0,184227	0,184198	0,184746
-40	0,201466	0,183827	0,183949	0,183829	0,184488
-20	0,202025	0,181861	0,181911	0,181863	0,183780
30	0,211693	0,186466	0,186494	0,186584	0,185838
50	0,236413	0,184979	0,185401	0,184448	0,185111
100	0,316323	0,186331	0,186263	0,186043	0,185736
200	0,222340	0,186193	0,186125	0,186338	0,185767
500	0,227140	0,186221	0,186074	0,186891	0,185799
1000	0,286633	0,186284	0,186290	0,185849	0,185993

Tabela 6.2: Força devido ao fluxo axial de quantidade de movimento axial do caso C045 (N).

posição axial	C045_exp	C045_ka	C045_kib	C045_keic	C045_ke2
-100	4,157172	3,742604	3,747016	3,742613	3,778722
-80	3,760596	3,929458	3,940080	3,929460	3,955319
-60	4,396997	3,877467	3,896127	3,876767	3,909944
-40	4,179691	3,918939	3,942403	3,915606	3,957839
-20	4,373548	4,032832	4,055484	4,026636	4,087654
30	2,841711	4,482869	4,534557	4,469568	4,581386
50	2,981794	4,065258	4,138185	4,032488	4,176642
100	2,423411	2,251854	2,277114	2,213143	2,278884
200	2,118721	2,370994	2,396991	2,278122	2,396699
500	0,768949	1,847755	1,901225	1,464504	1,904381
1000	0,408975	0,250059	0,259272	0,195438	0,260844

Tabela 6.3: Torque devido ao fluxo axial de momento da quantidade de movimento tangencial do caso C045 ($N \cdot m$)

posição axial	C045_exp	C045_ka	C045_klb	C045_klc	C045_ke2
-100	0,036387	0,038162	0,038260	0,038162	0,038231
-80	0,023549	0,038121	0,038242	0,038122	0,038116
-60	0,026803	0,037947	0,038071	0,037952	0,037904
-40	0,031798	0,037902	0,038022	0,037914	0,037832
-20	0,017649	0,037649	0,037751	0,037675	0,037810
30	0,041195	0,036932	0,037103	0,035528	0,036574
50	0,024059	0,035296	0,035698	0,033397	0,035274
100	0,065731	0,033929	0,034367	0,031473	0,033901
200	0,034169	0,030668	0,031410	0,026598	0,031020
500	0,018709	0,018282	0,019060	0,017600	0,018829
1000	0,033867	0,007444	0,007064	0,012432	0,006964

Tabela 6.4: Número de swirl do caso C045.

posição axial	C045_exp	C045_ka	C045_klb	C045_klc	C045_ke2
-100	0,159141	0,185392	0,185649	0,185392	0,183952
-80	0,097541	0,151110	0,151182	0,151115	0,150103
-60	0,083049	0,133333	0,133128	0,133374	0,132073
-40	0,092104	0,117089	0,116759	0,117226	0,115725
-20	0,043958	0,101695	0,101400	0,101922	0,100761
30	0,060402	0,034327	0,034093	0,033121	0,033263
50	0,033619	0,036177	0,035943	0,034509	0,035190
100	0,113015	0,062780	0,062885	0,059254	0,061985
200	0,067197	0,053895	0,054599	0,048647	0,053928
500	0,101376	0,041225	0,041771	0,050075	0,041197
1000	0,345043	0,124042	0,113527	0,265055	0,111244

6.1.2 Perfis

Caso C045

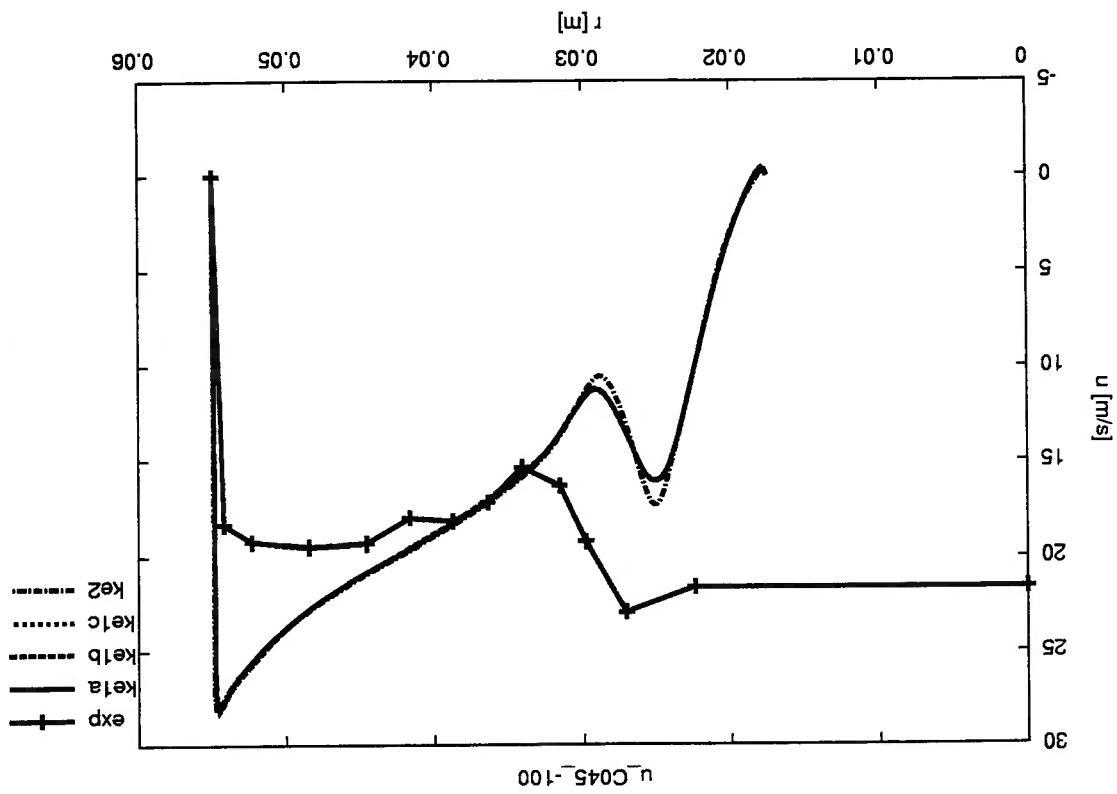


Figura 6.1: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -100$ mm.

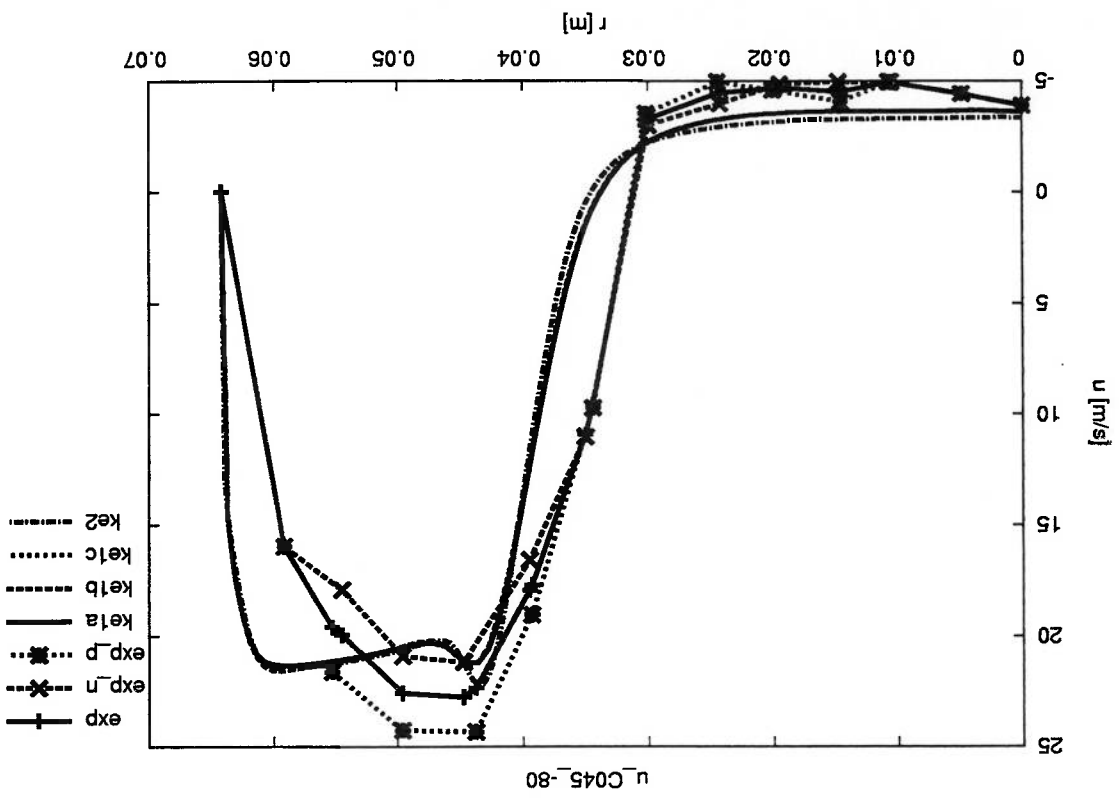


Figura 6.2: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -80$ mm.

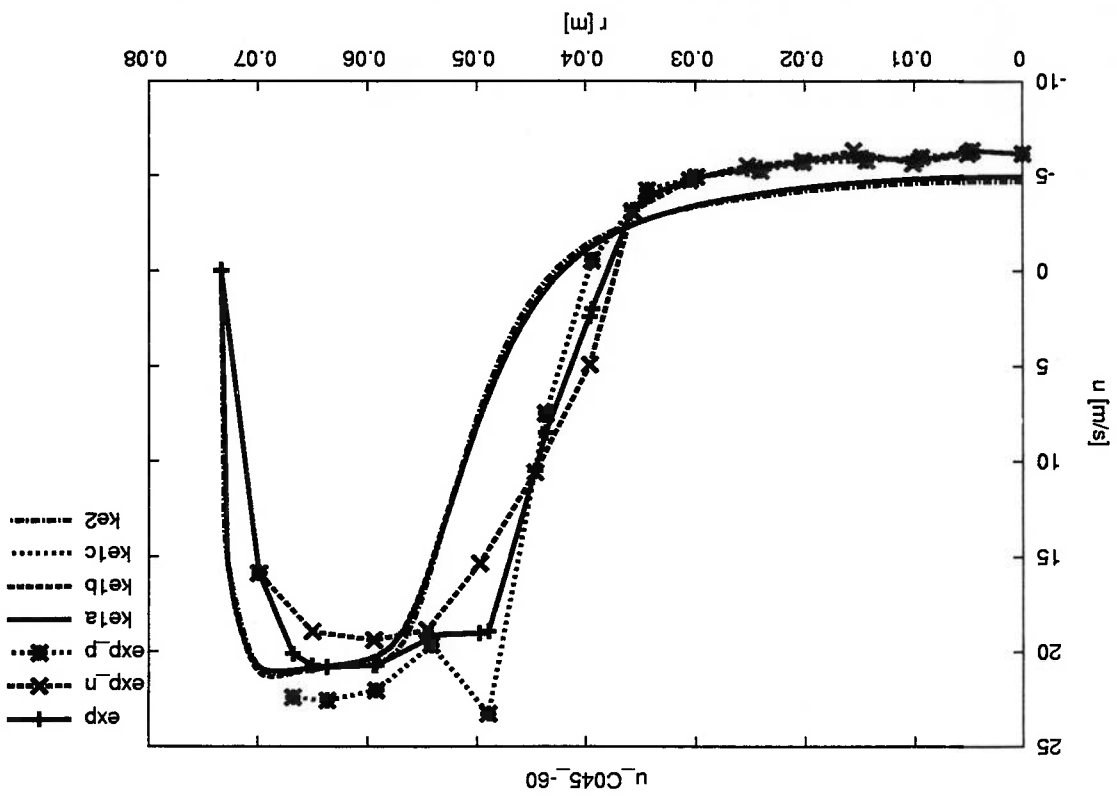


Figura 6.3: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -60$ mm.

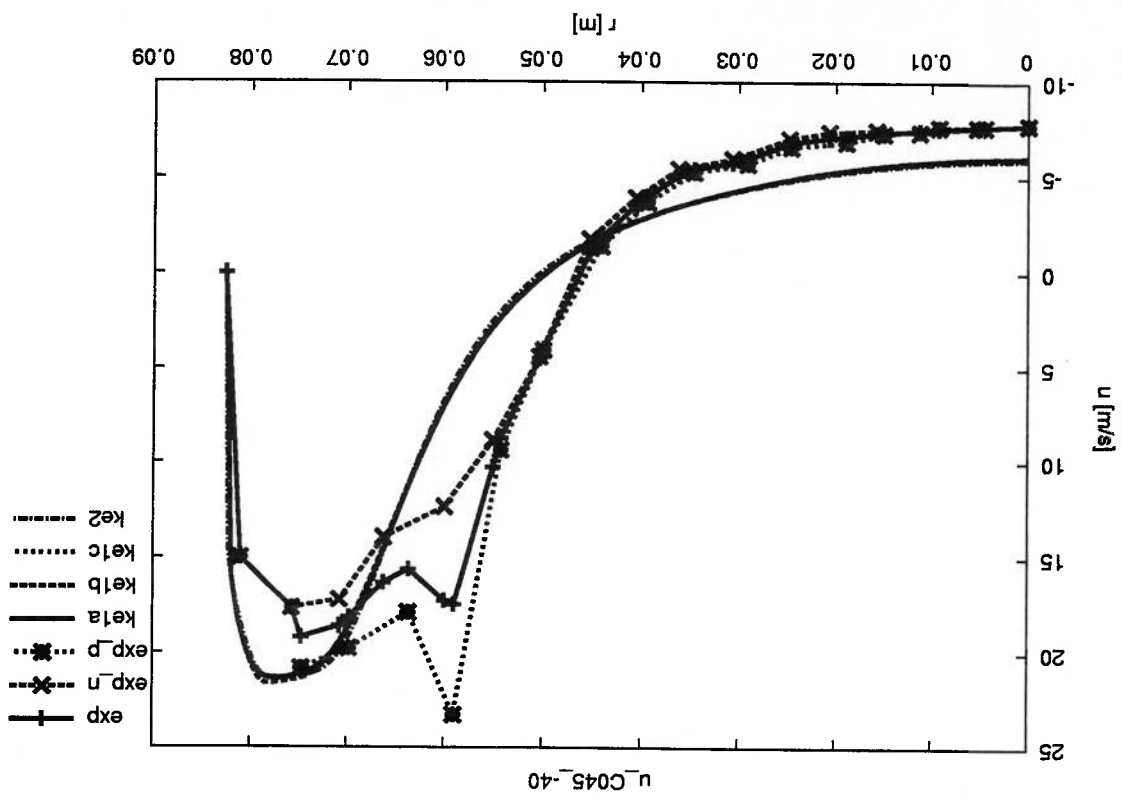


Figura 6.4: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -40$ mm.

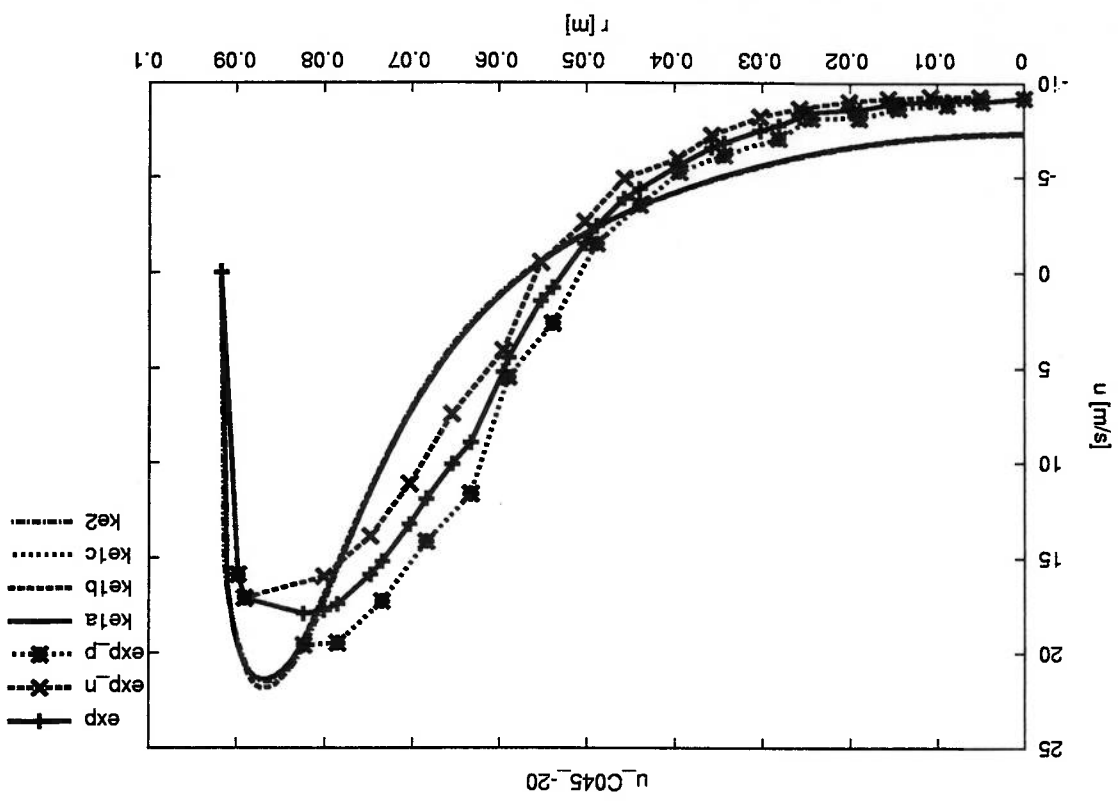


Figura 6.5: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = -20$ mm.

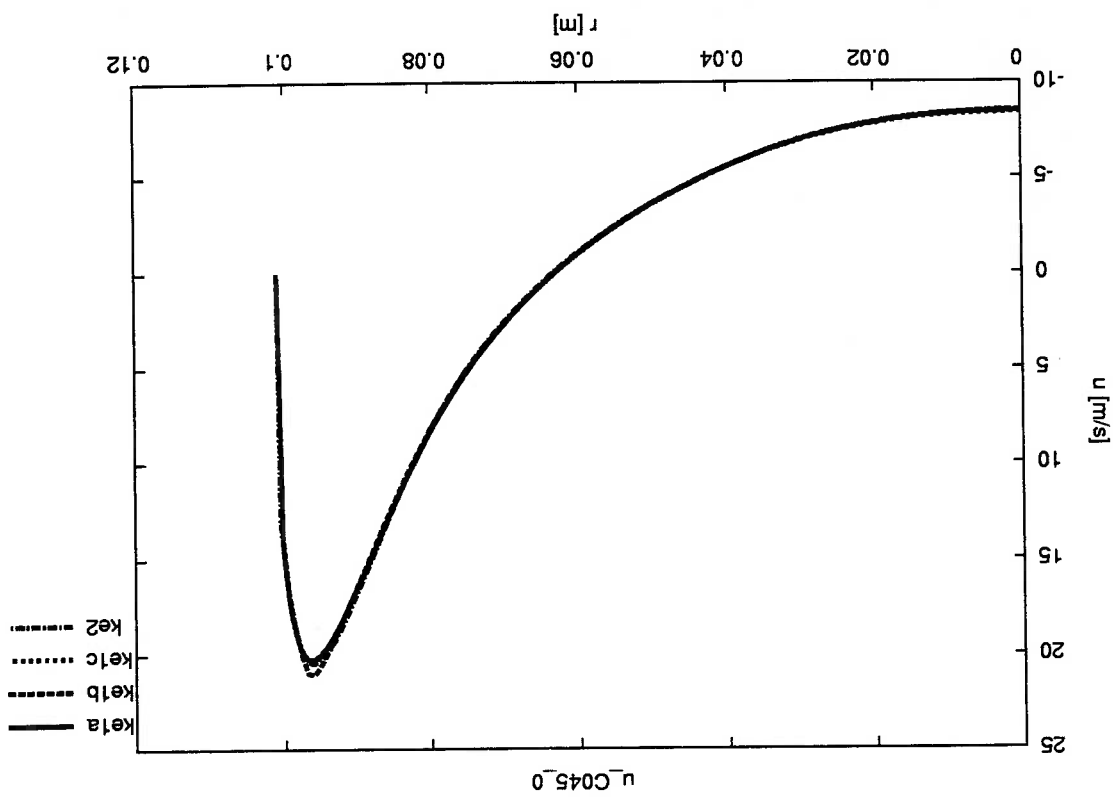


Figura 6.6: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 0$ mm.

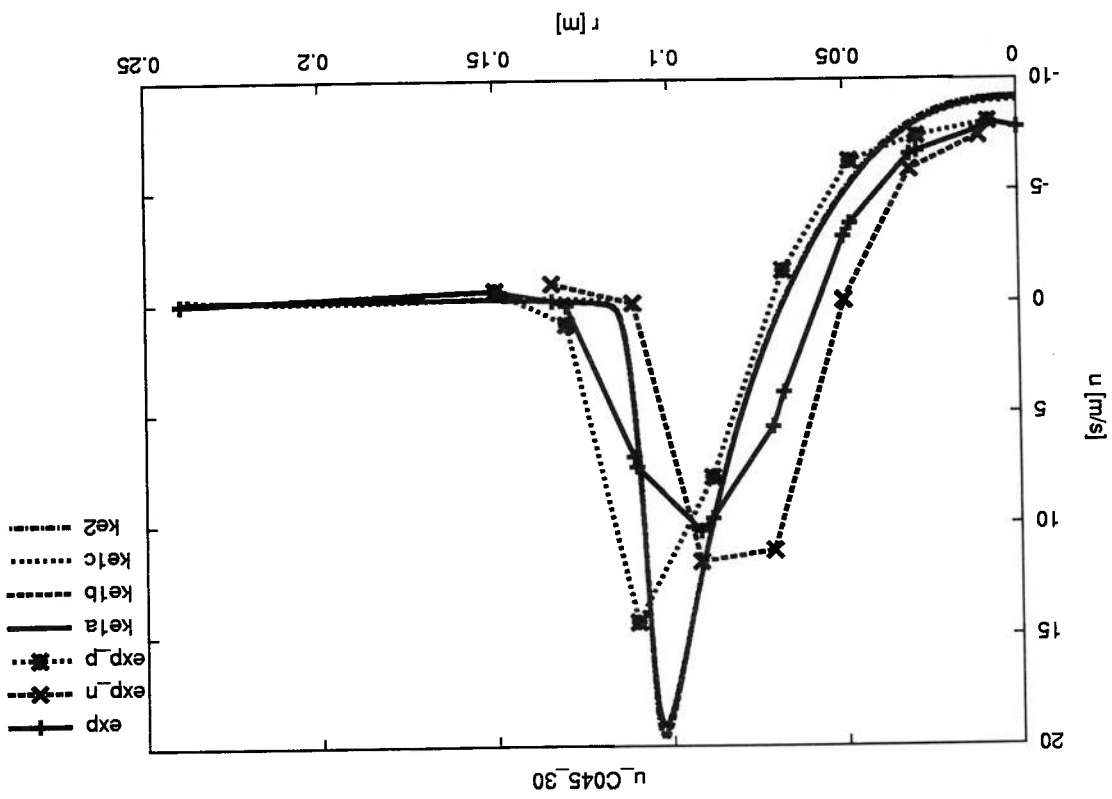


Figura 6.7: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 30$ mm.

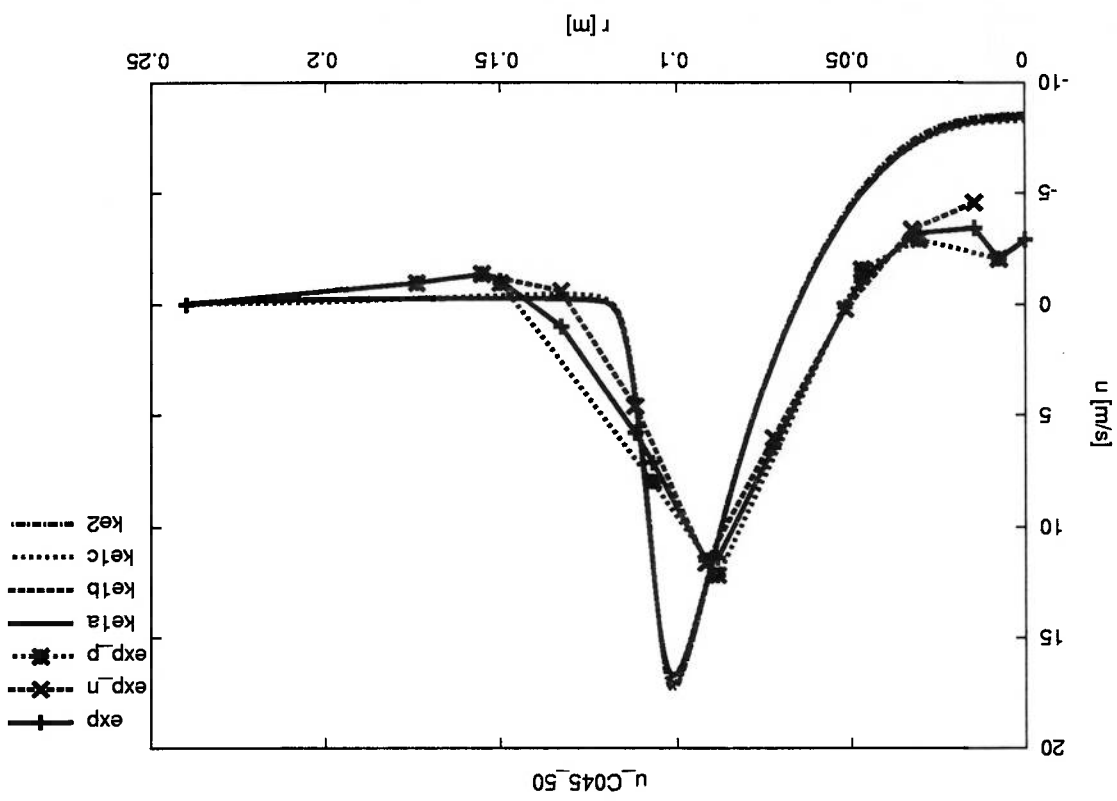


Figura 6.8: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 50$ mm.

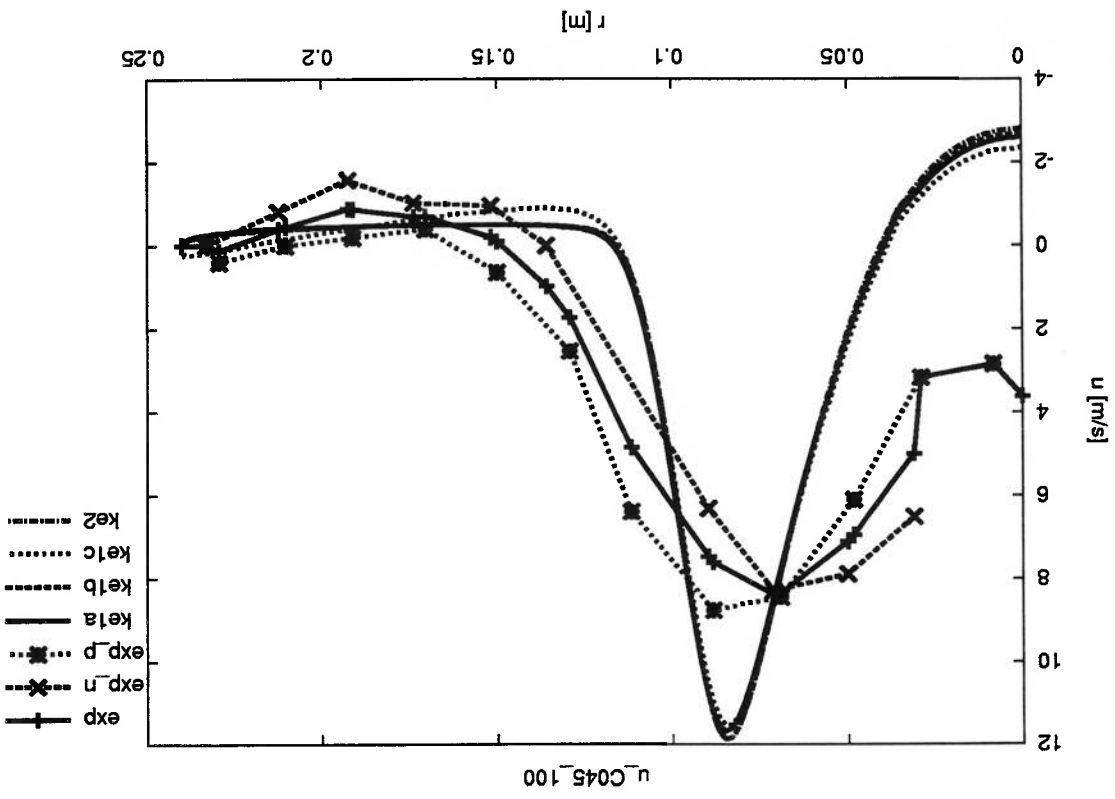


Figura 6.9: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 100$ mm.

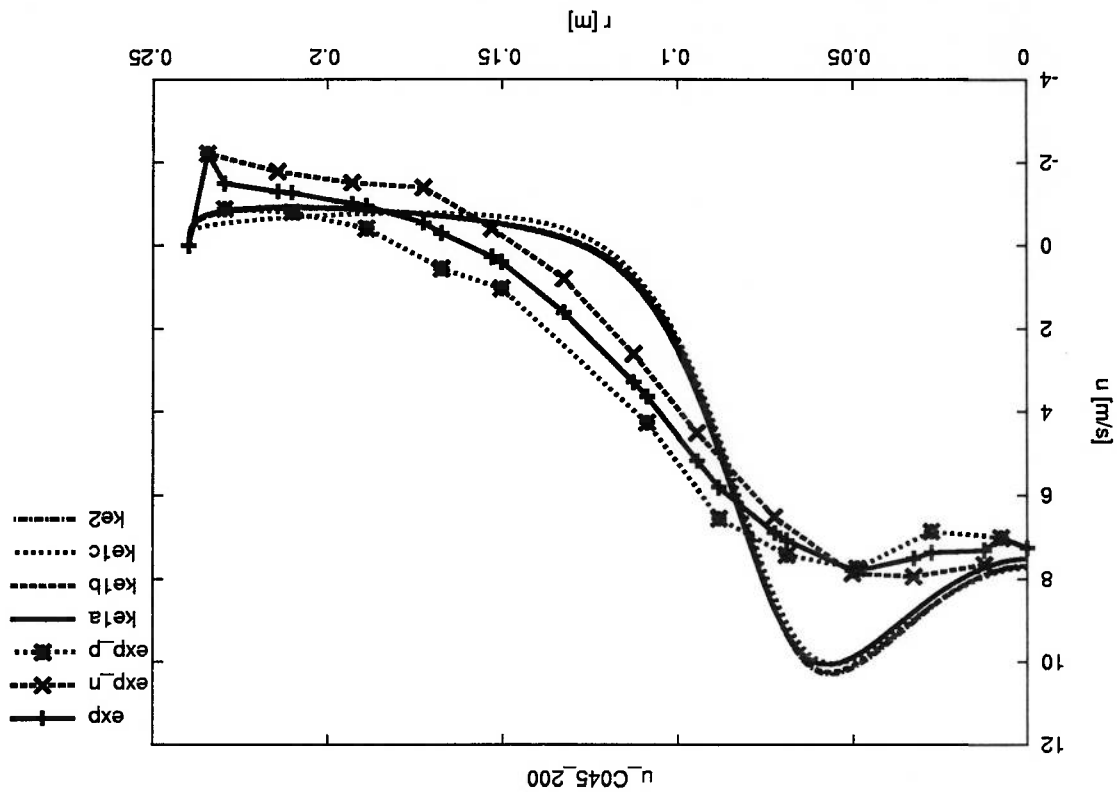


Figura 6.10: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 200$ mm.

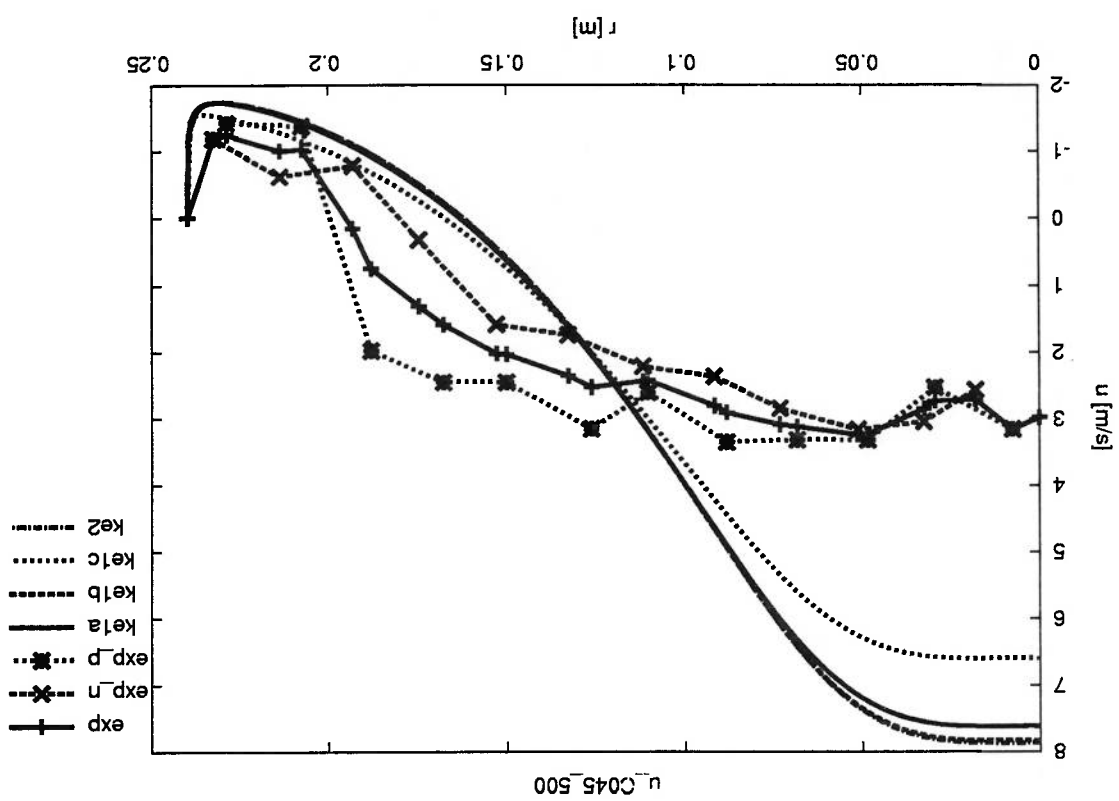


Figura 6.11: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 500$ mm.

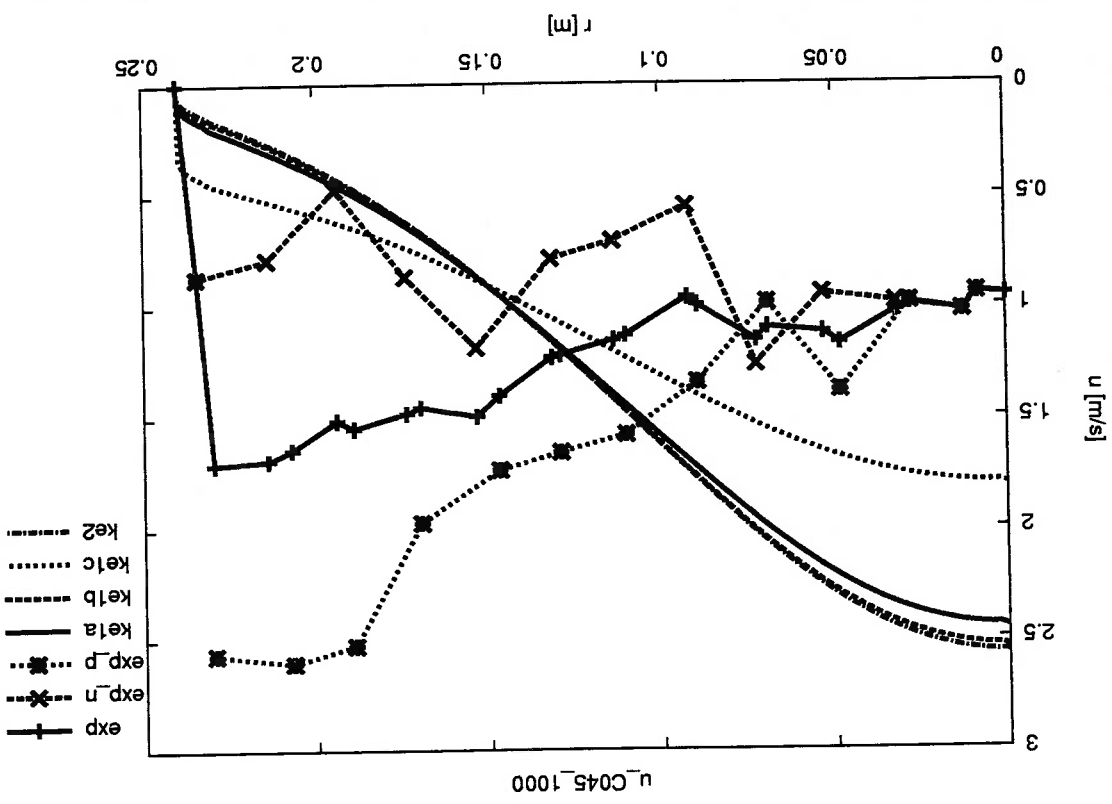


Figura 6.12: Perfil de velocidade axial do caso C045 no plano $x = 1000$ mm.

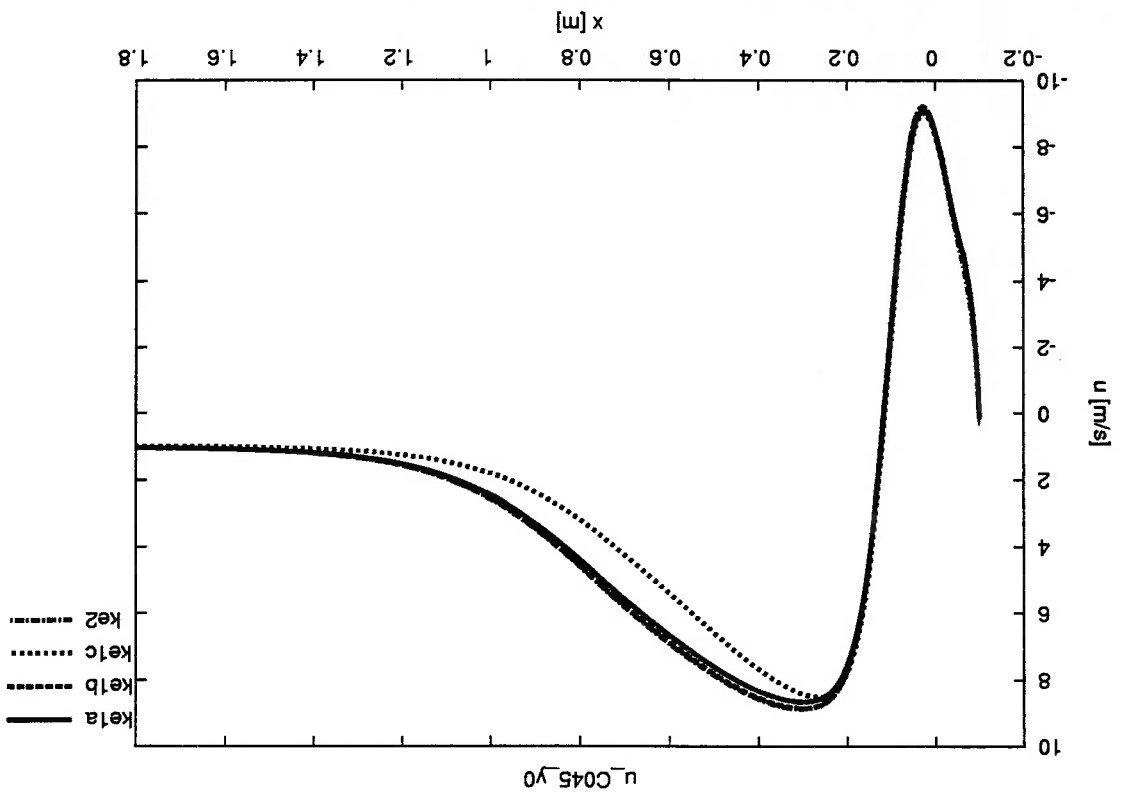


Figura 6.13: Perfil de velocidade axial do caso C045 ao longo do eixo axial.

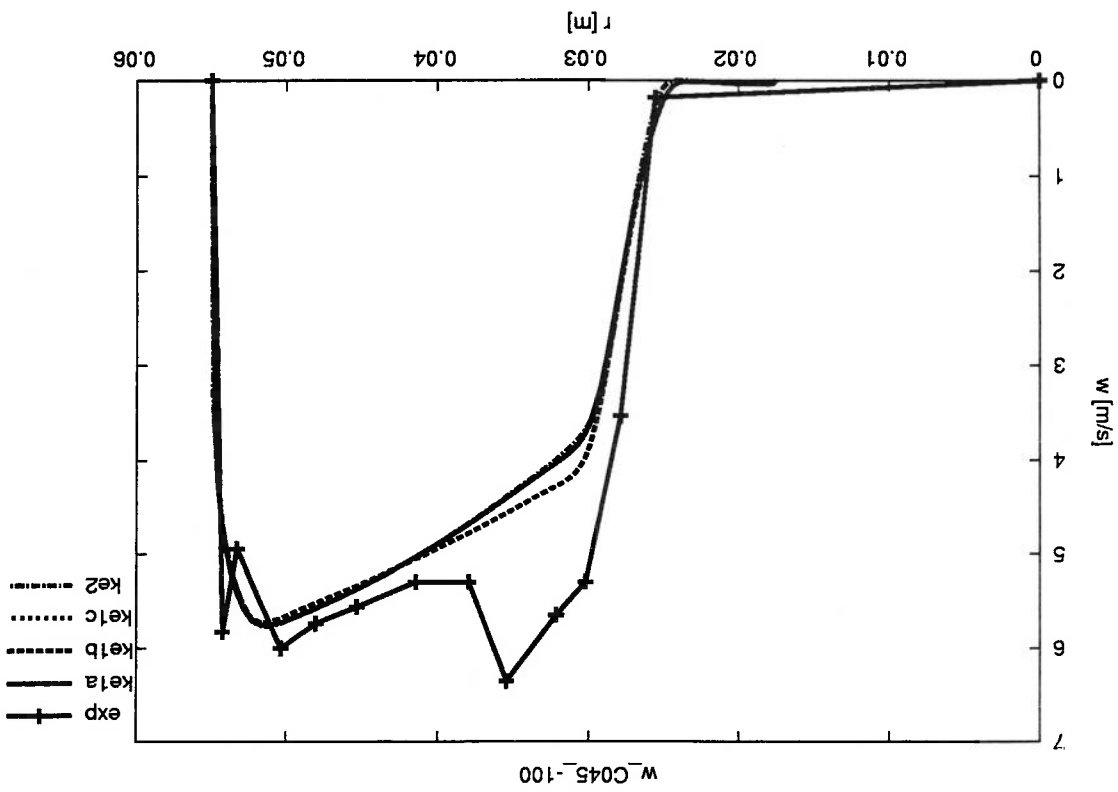


Figura 6.14: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -100$ mm.

Figura 6.16: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -60 \text{ mm}$.

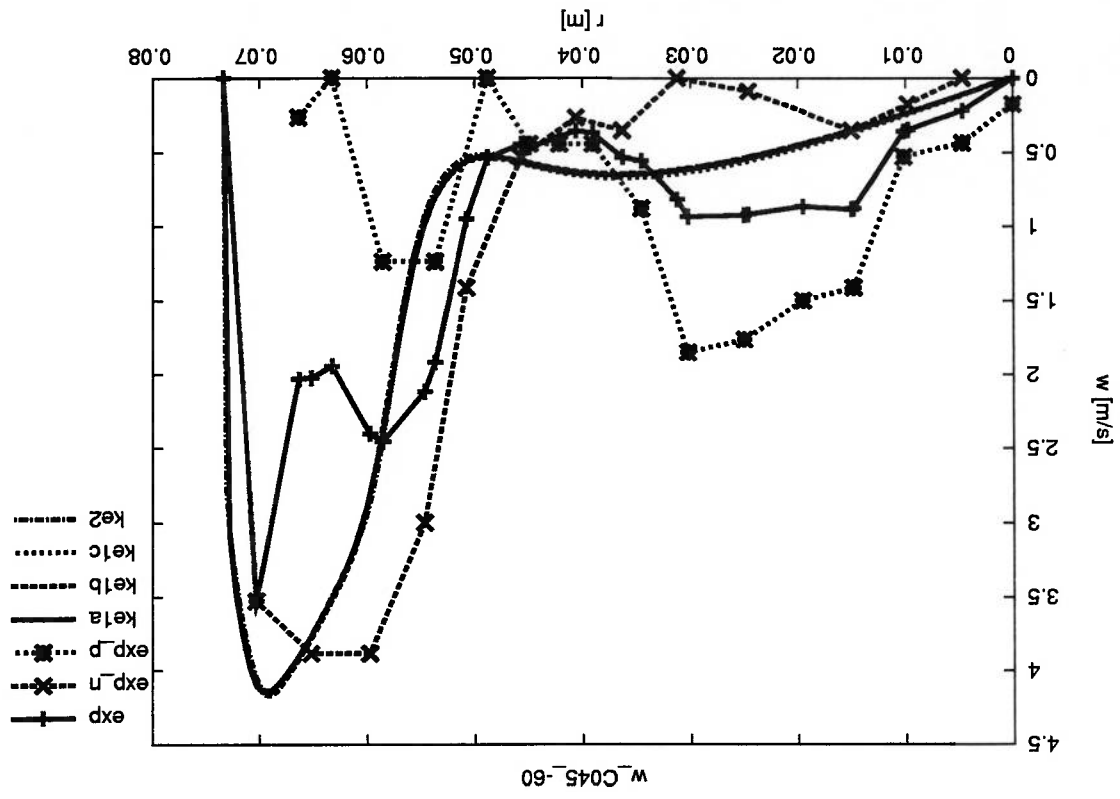


Figura 6.17: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -40 \text{ mm}$.

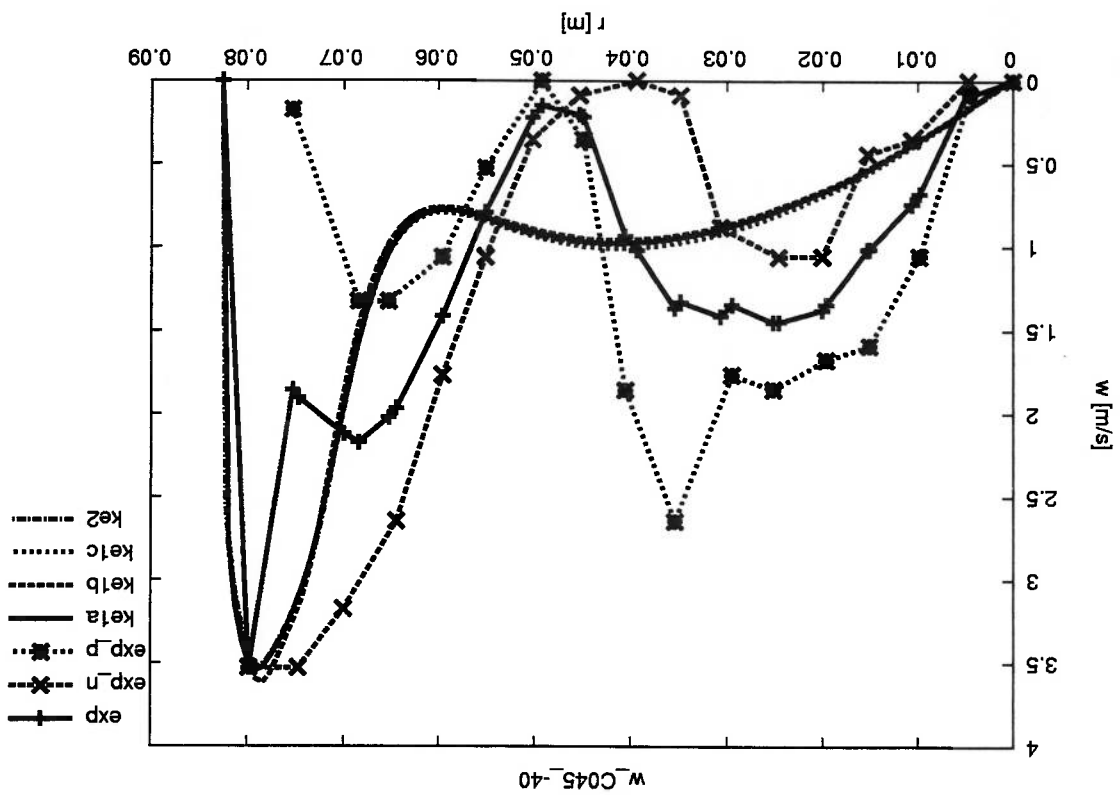
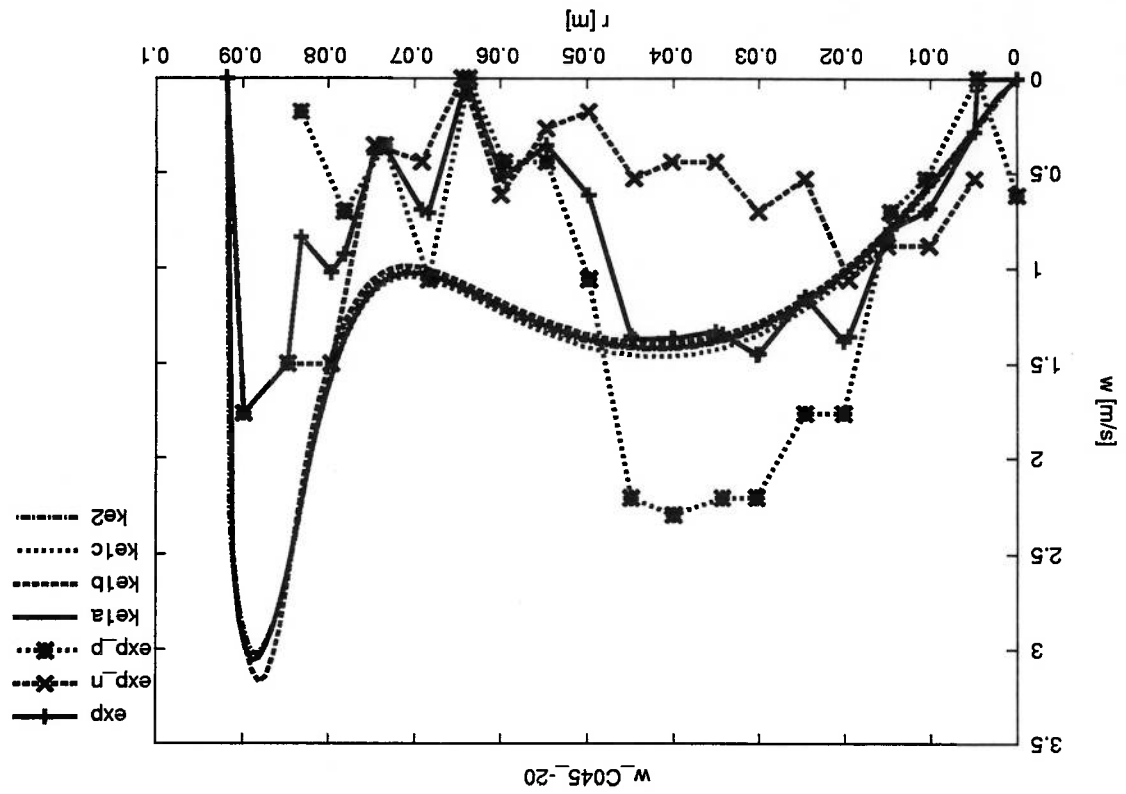


Figura 6.18: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = -20 \text{ mm}$.



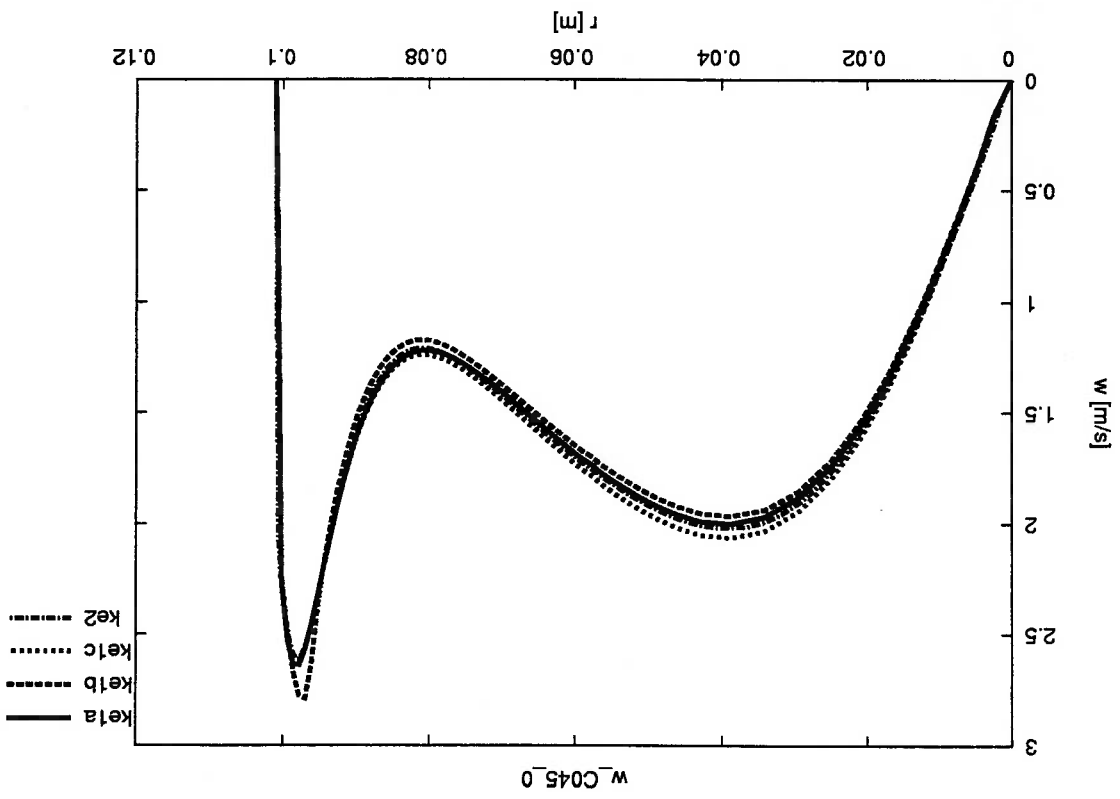
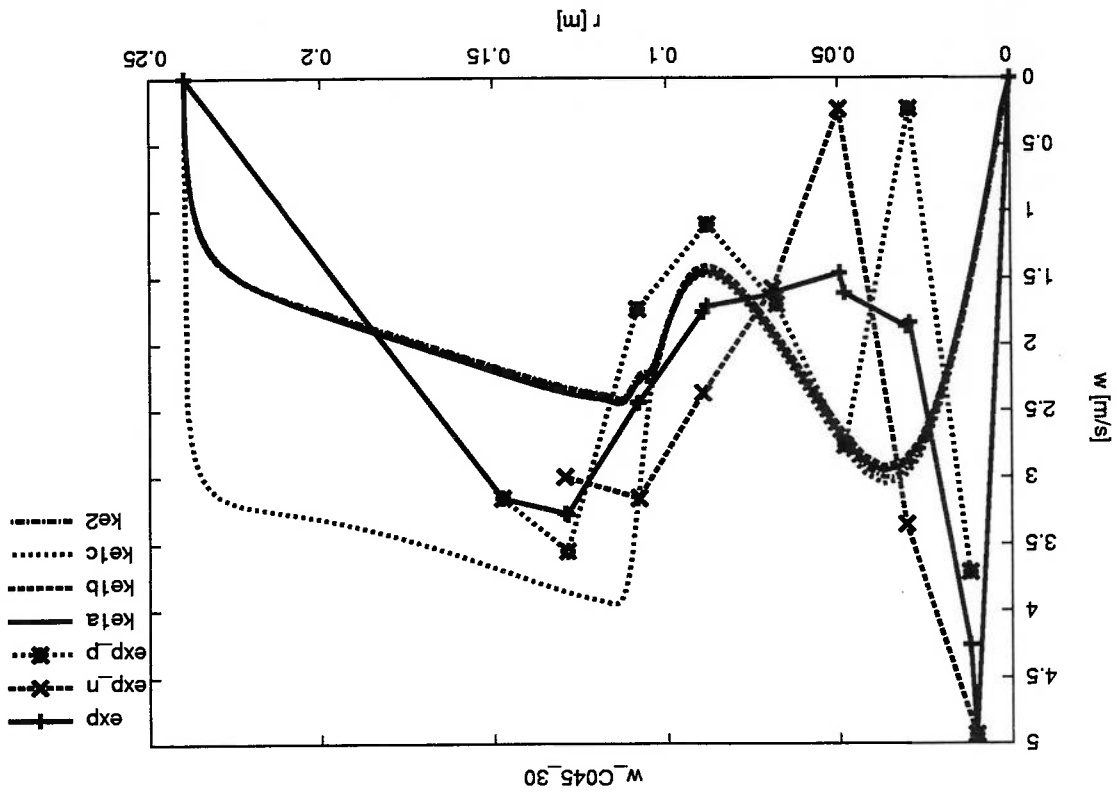


Figura 6.19: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 0$ mm.

Figura 6.20: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 30 \text{ mm}$.



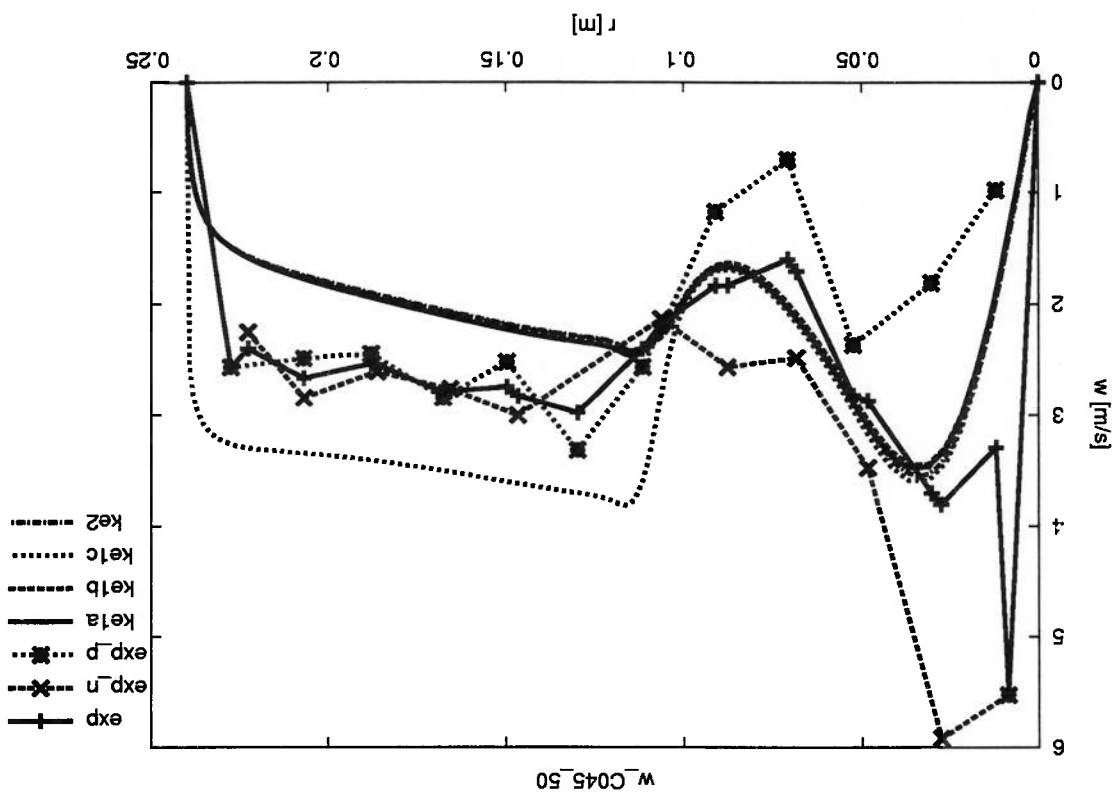


Figura 6.21: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 50 \text{ mm}$.

Figura 6.22: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 100 \text{ mm}$.

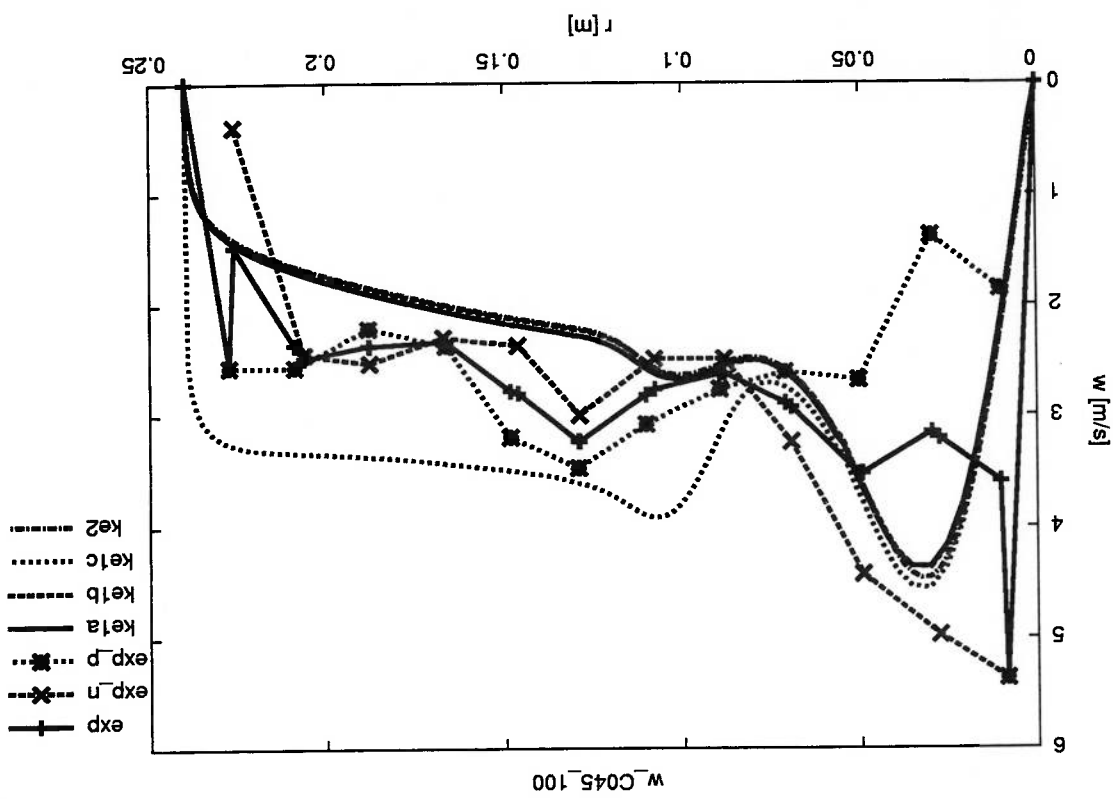


Figura 6.23: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 200 \text{ mm}$.

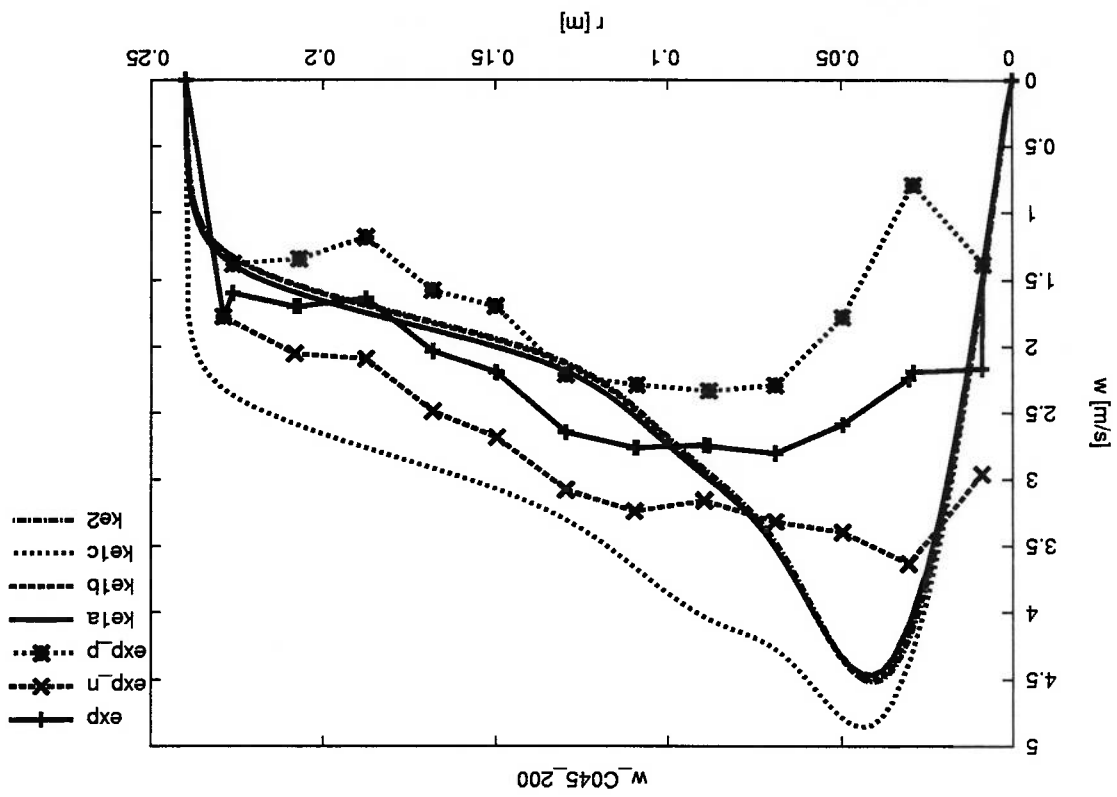


Figura 6.24: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 500 \text{ mm}$.

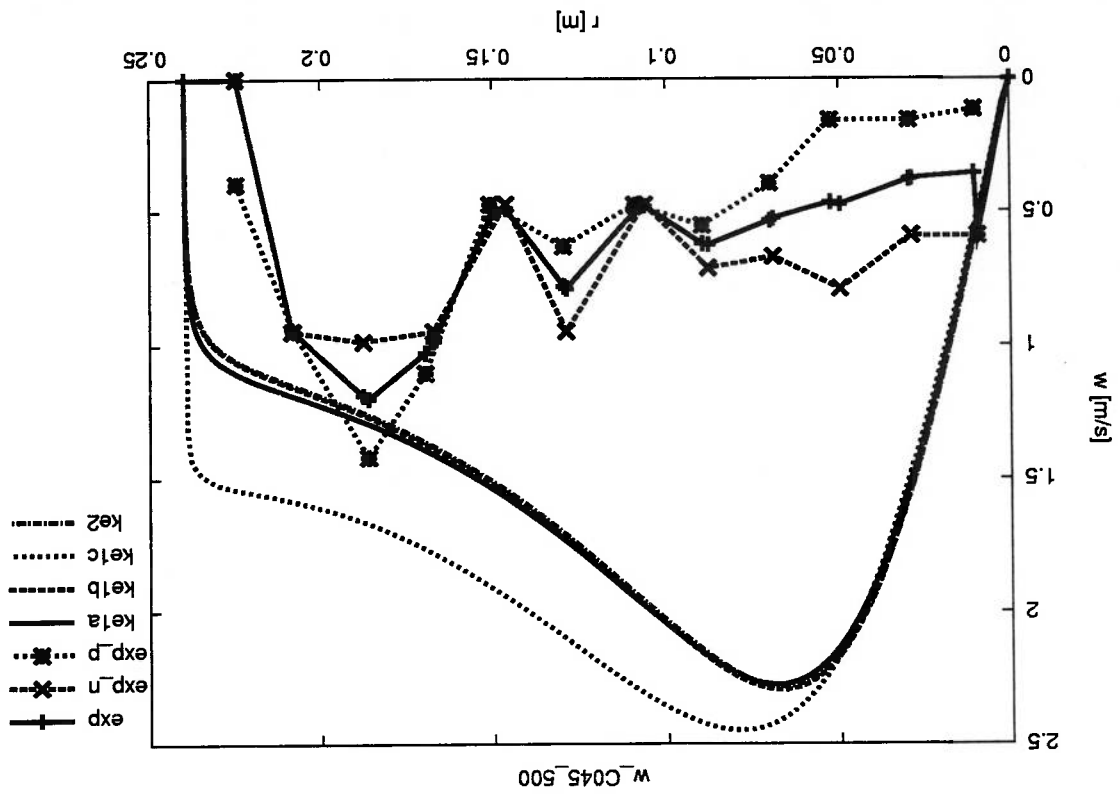
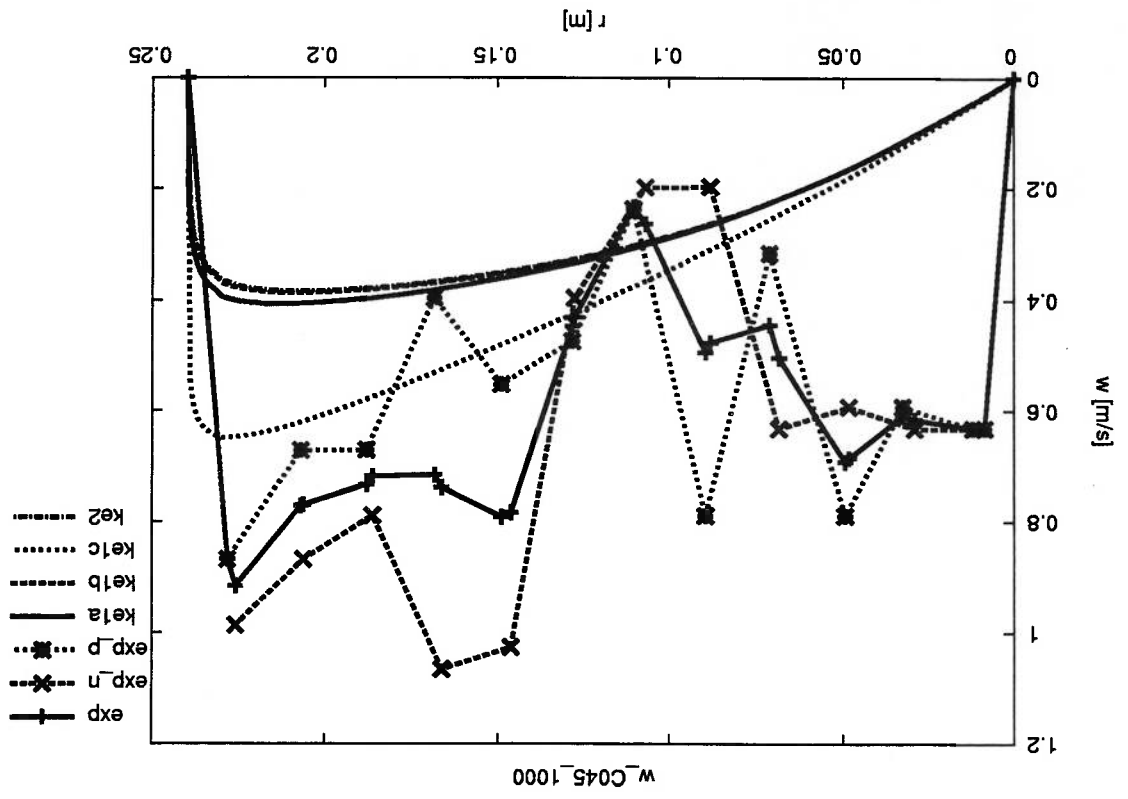


Figura 6.25: Perfil de velocidade tangencial do caso C045 no plano $x = 1000 \text{ mm}$.



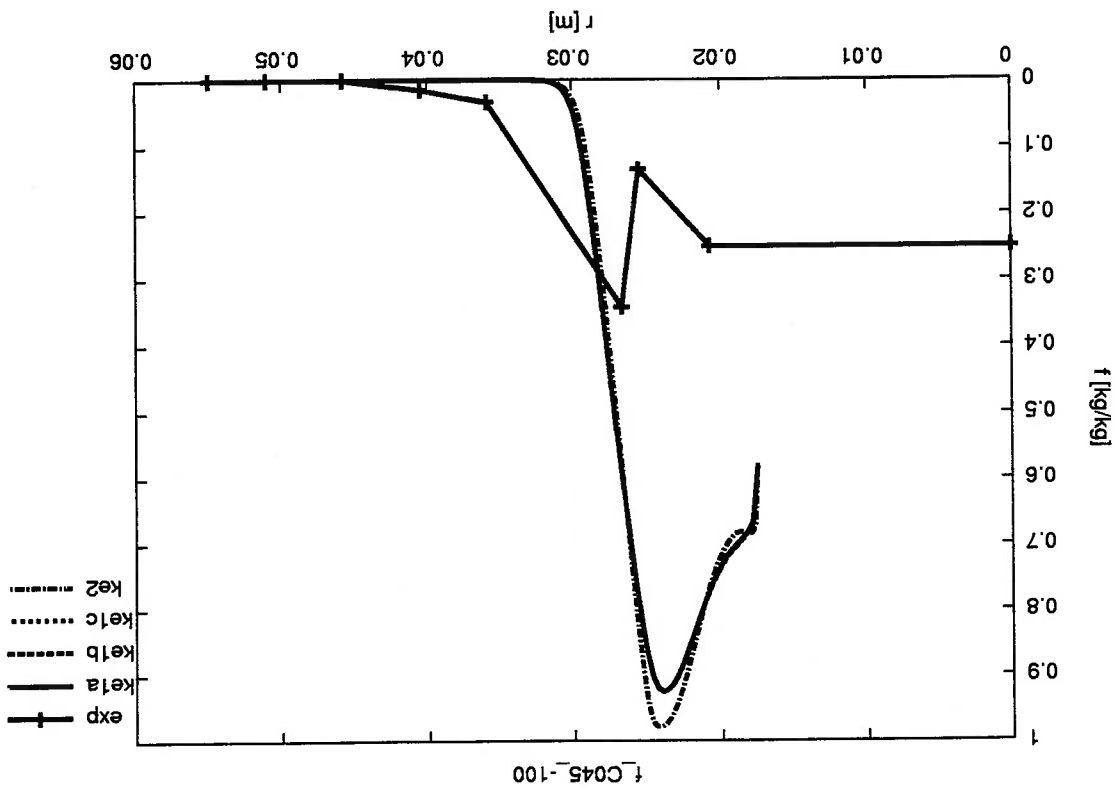


Figura 6.26: Perfil de fragção de mistura do caso C045 no plano $x = -100$ mm.

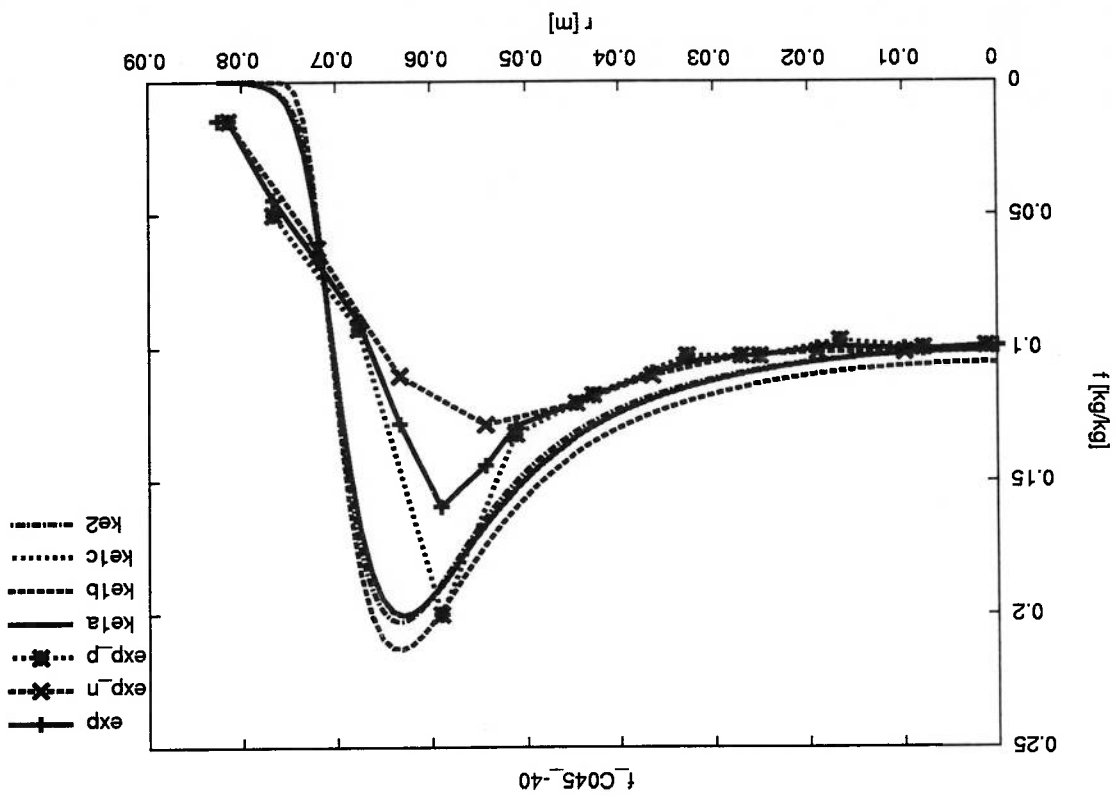


Figura 6.29: Perfil de tração de mistura do caso C045 no plano $x = -40$ mm.

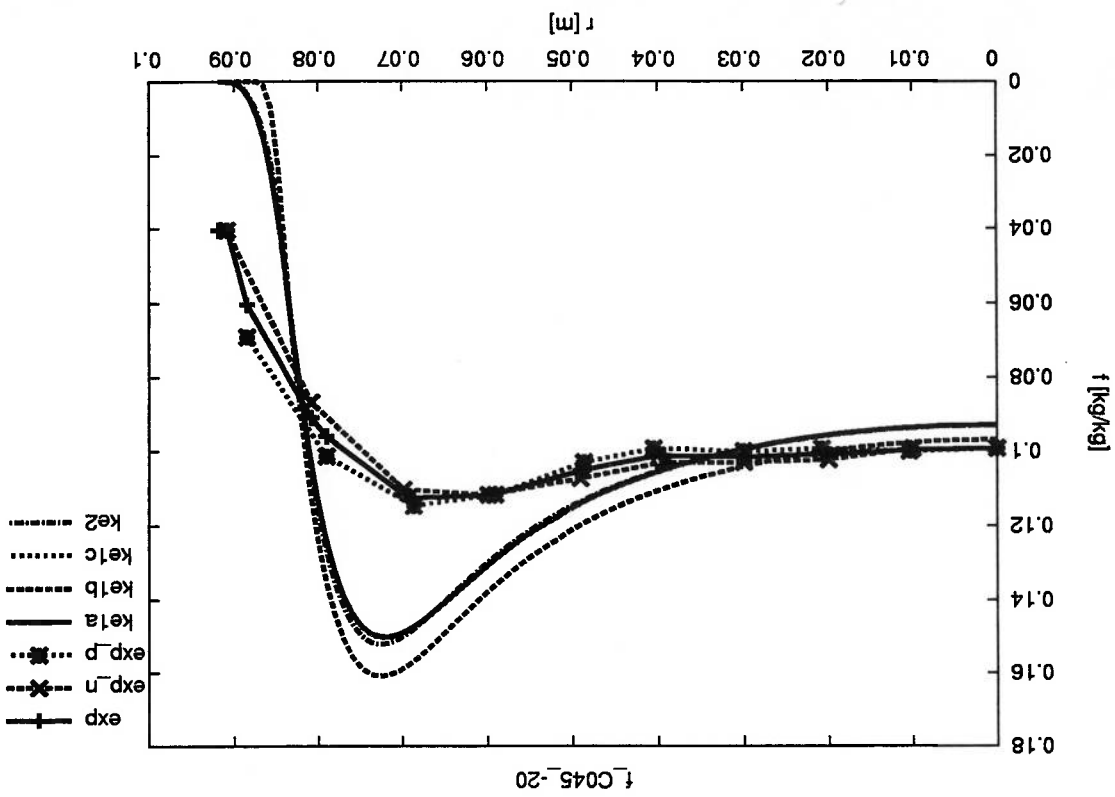


Figura 6.30: Perfil de fração de mistura do caso C045 no plano $x = -20$ mm.

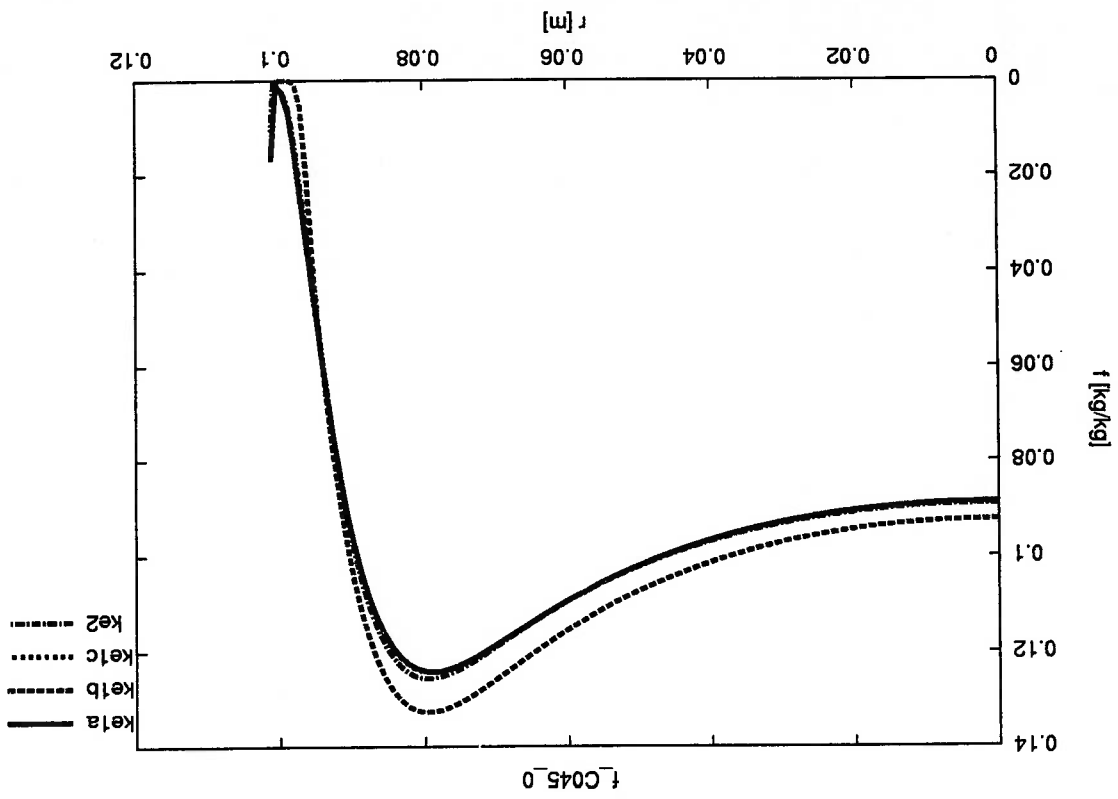


Figura 6.31: Perfil de fração de mistura do caso C045 no plano $x = 0 \text{ mm}$.

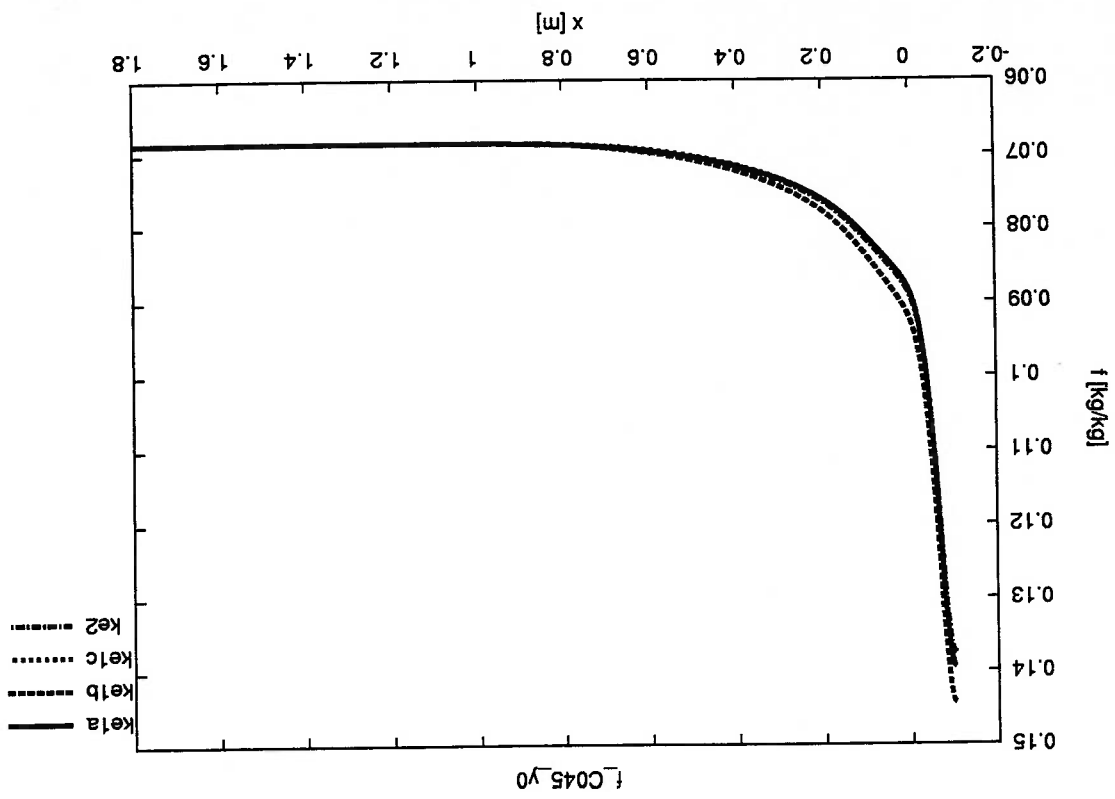


Figura 6.32: Perfil de fração de mistura do caso C045 ao longo do eixo axial.

Caso C225

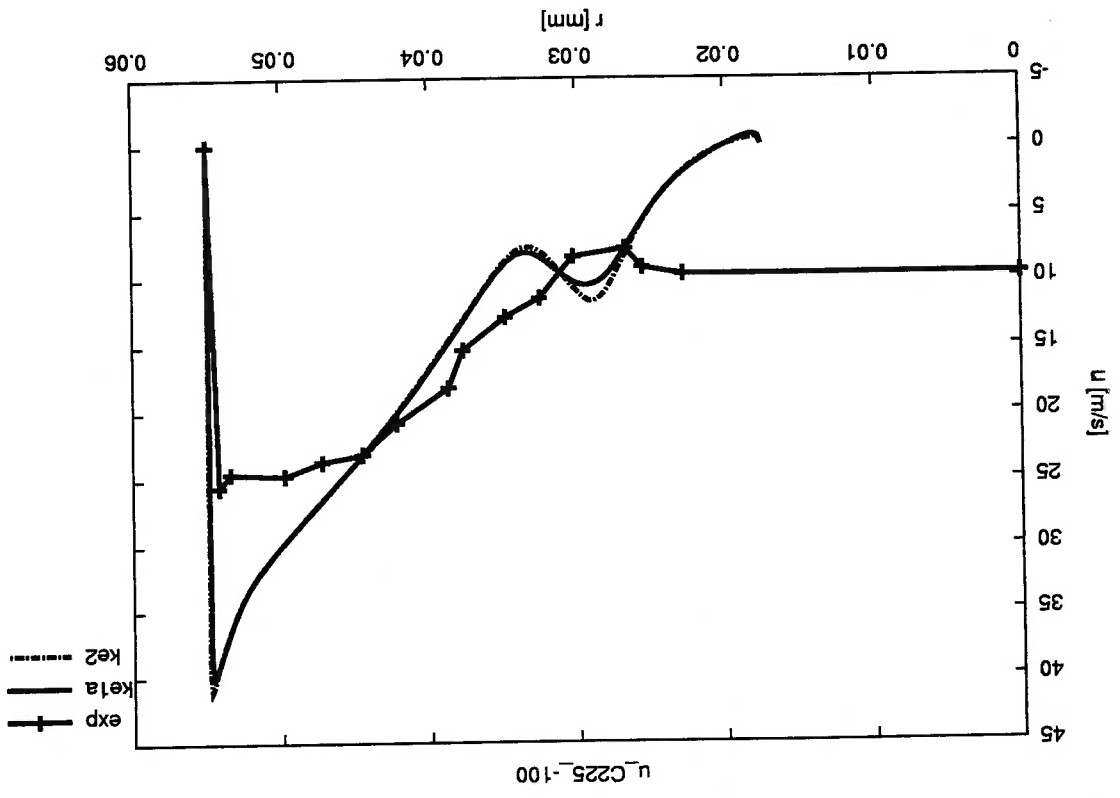


Figura 6.33: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -100$ mm.

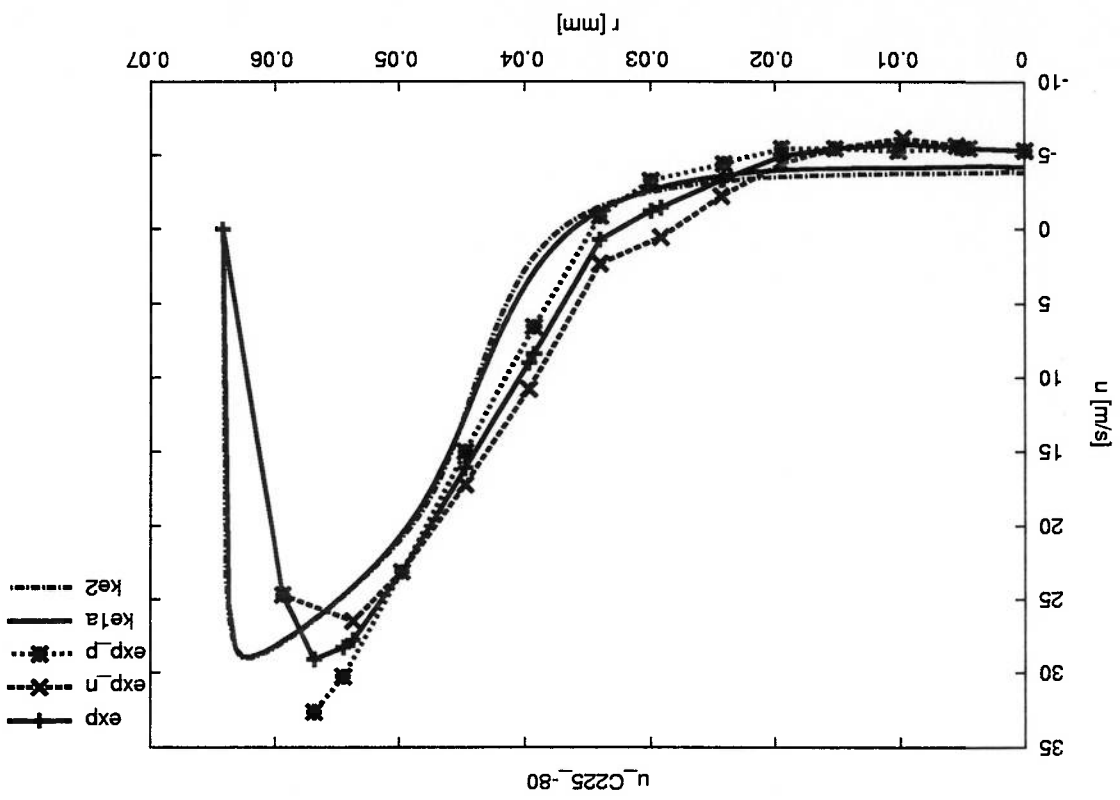


Figura 6.34: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -80$ mm.

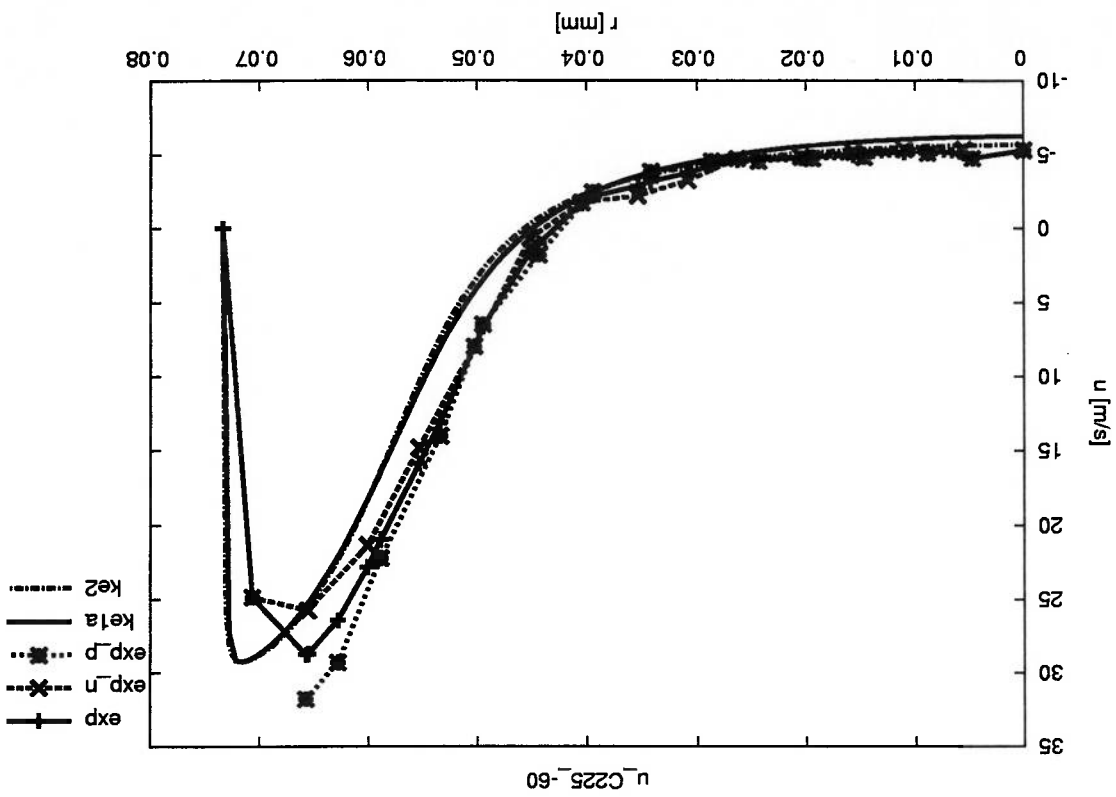


Figura 6.35: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -60$ mm.

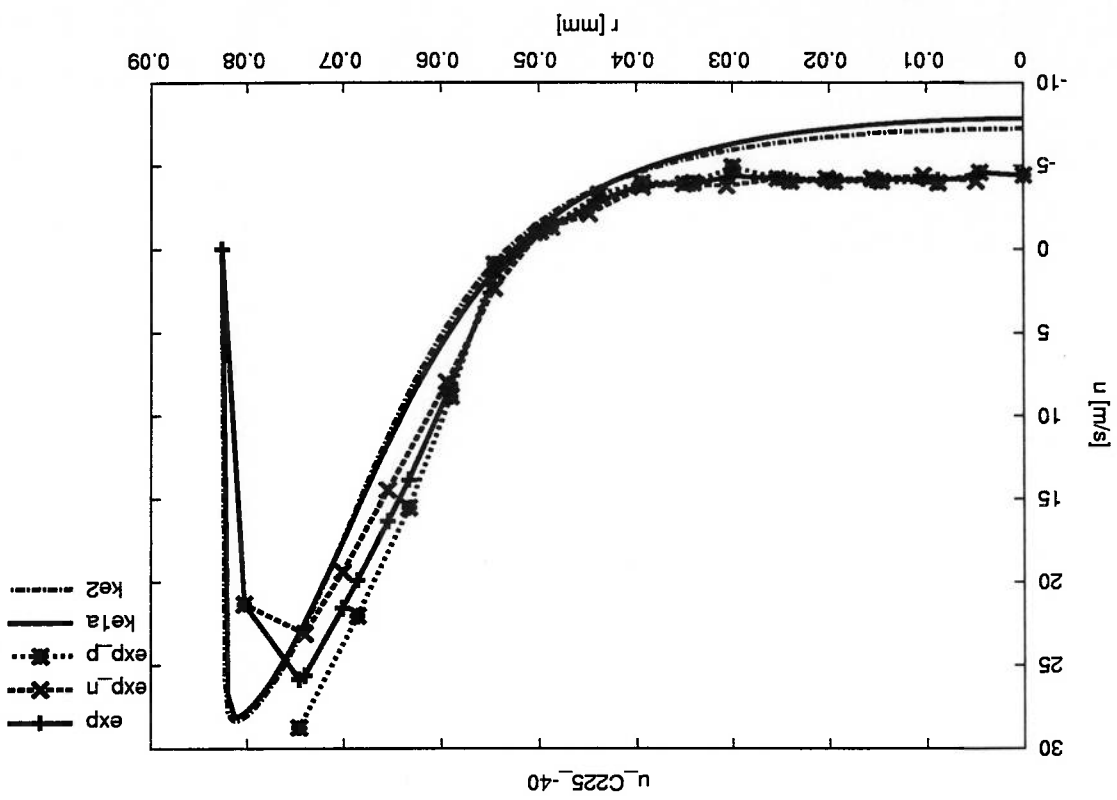


Figura 6.36: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -40$ mm.

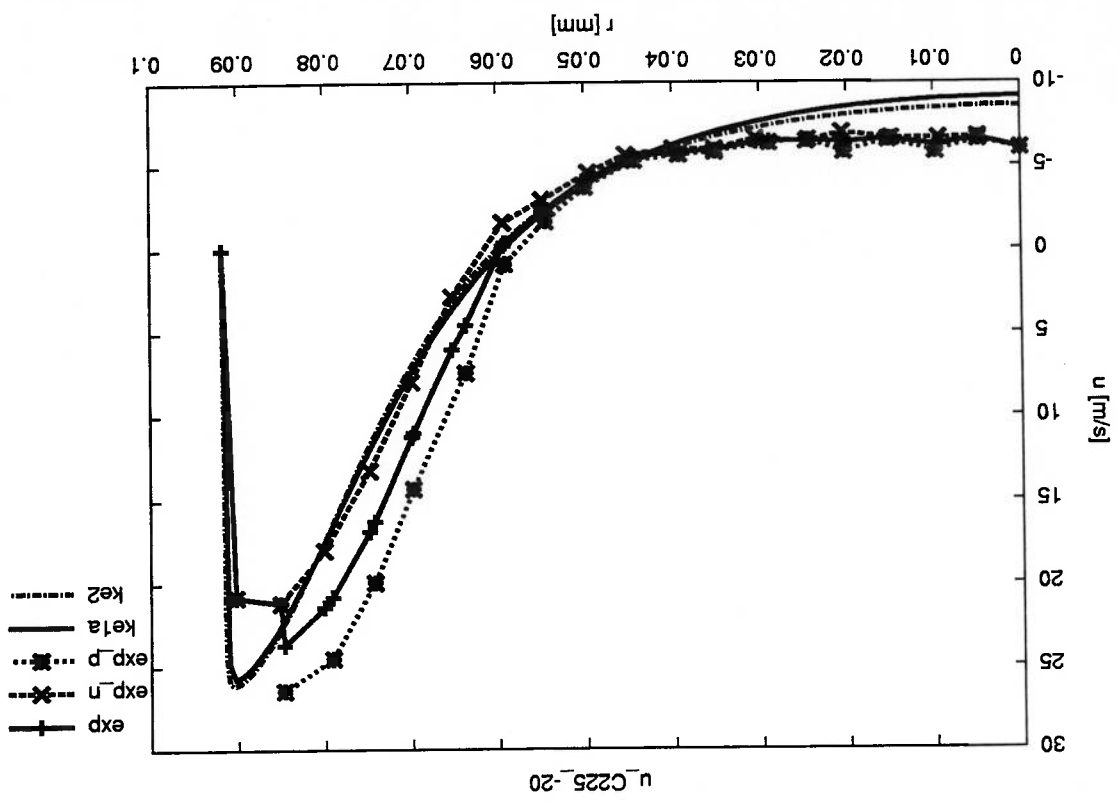


Figura 6.37: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = -20$ mm.

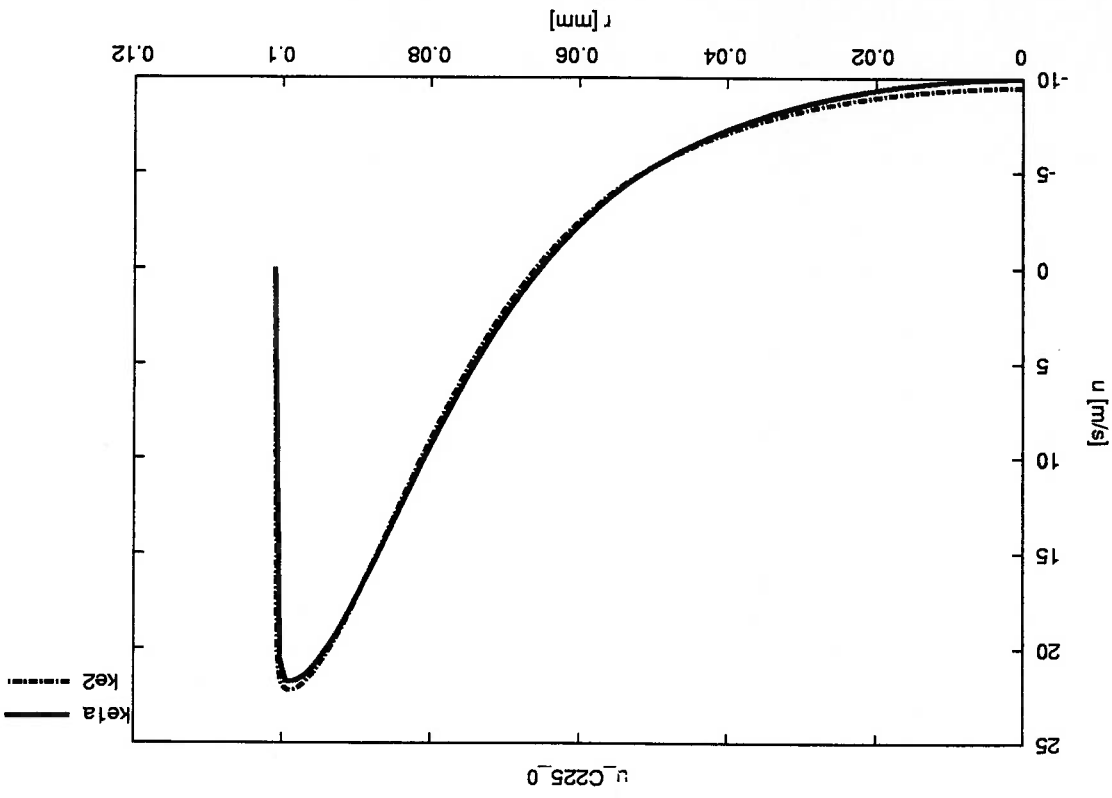


Figura 6.38: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 0$ mm.

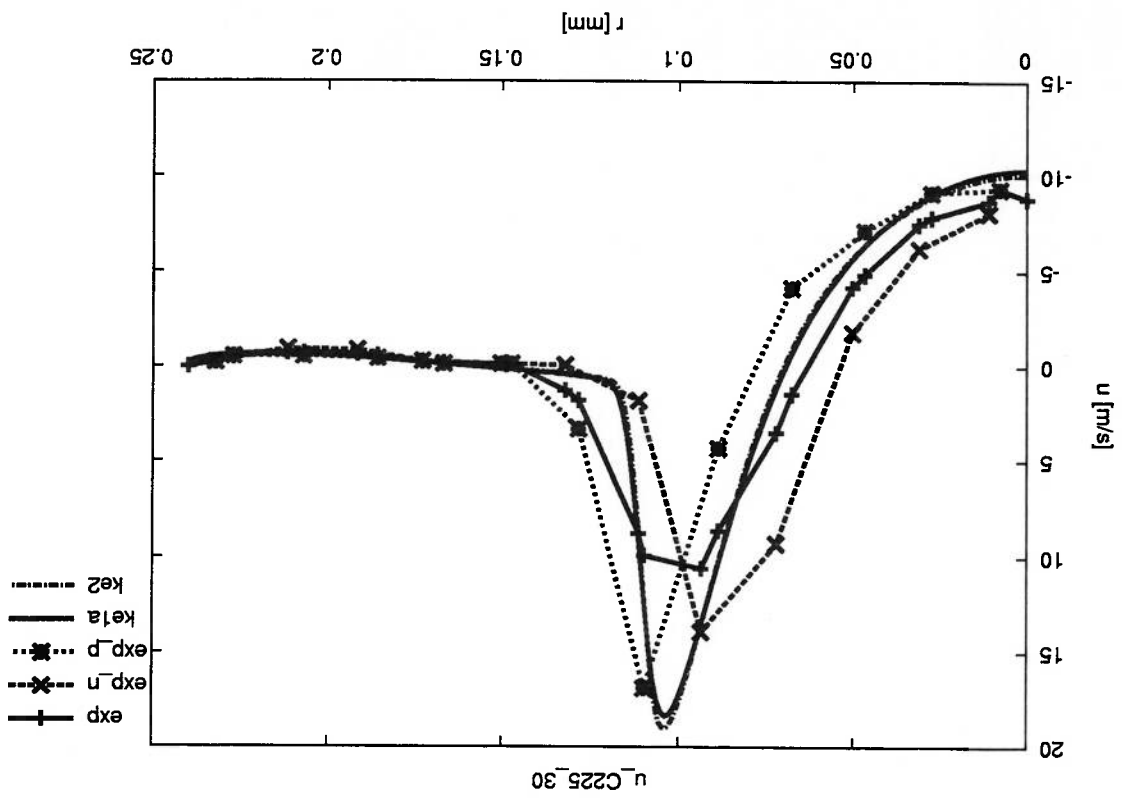


Figura 6.39: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 30$ mm.

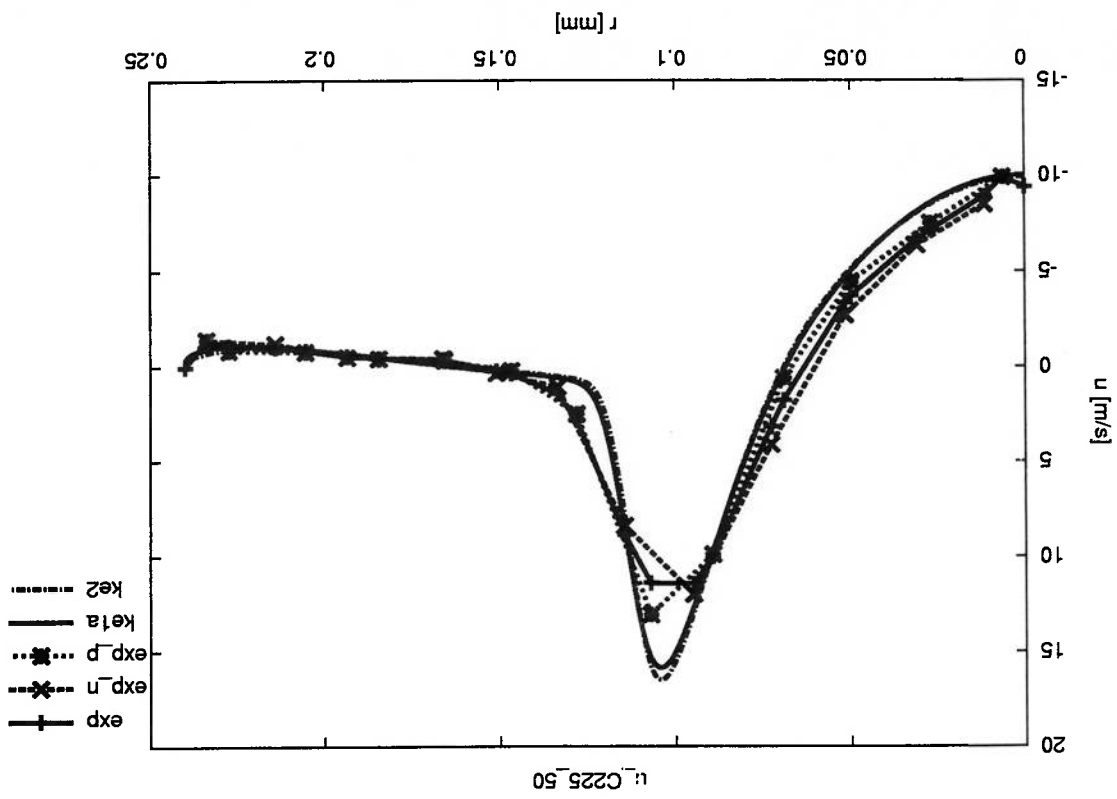


Figura 6.40: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 50$ mm.

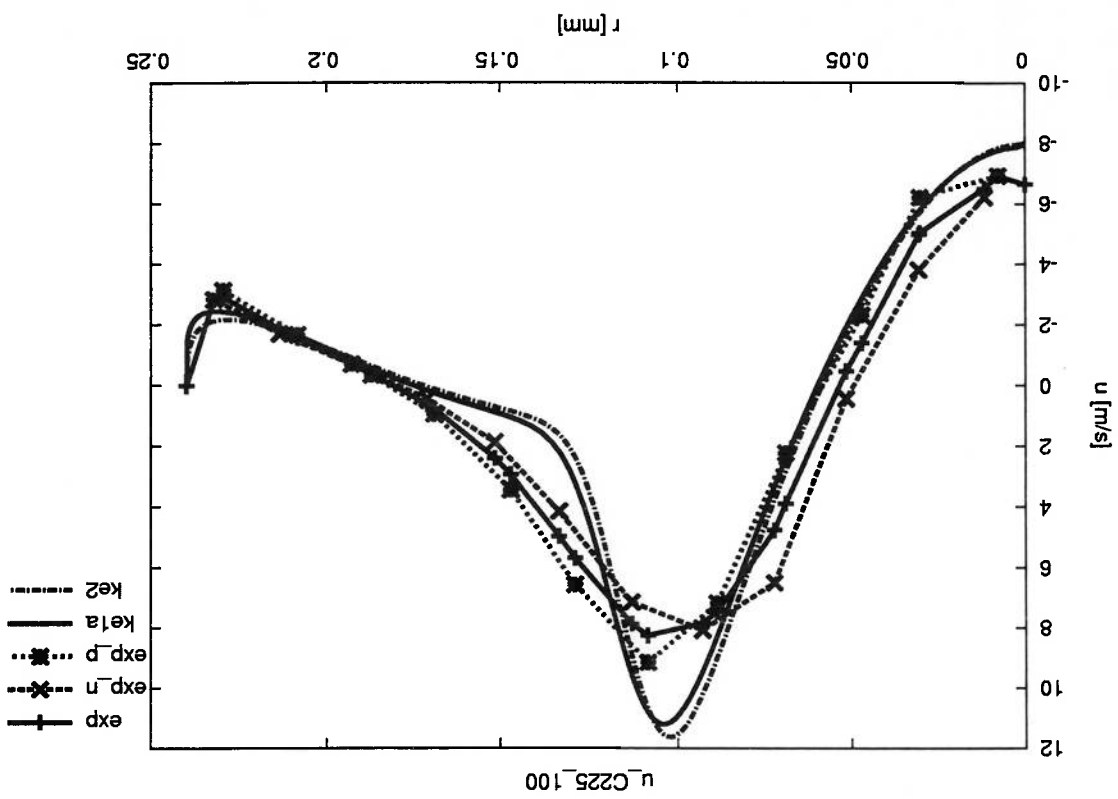


Figura 6.41: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 100$ mm.

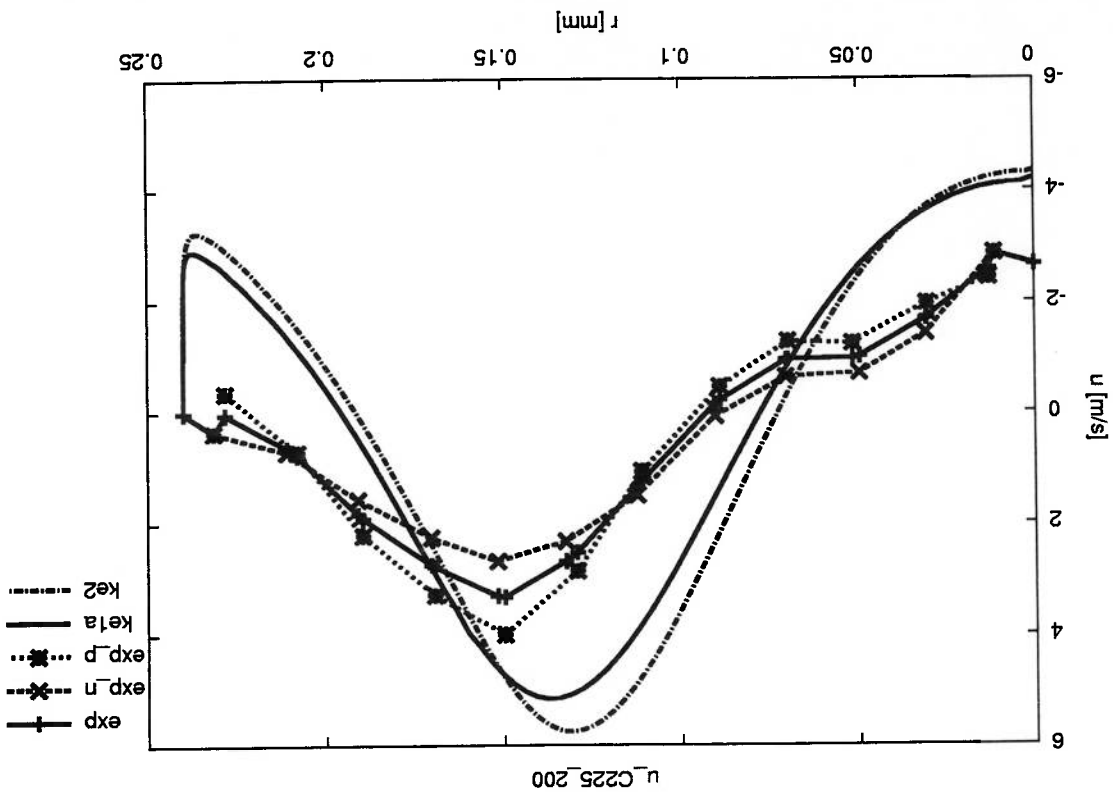


Figura 6.42: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 200$ mm.

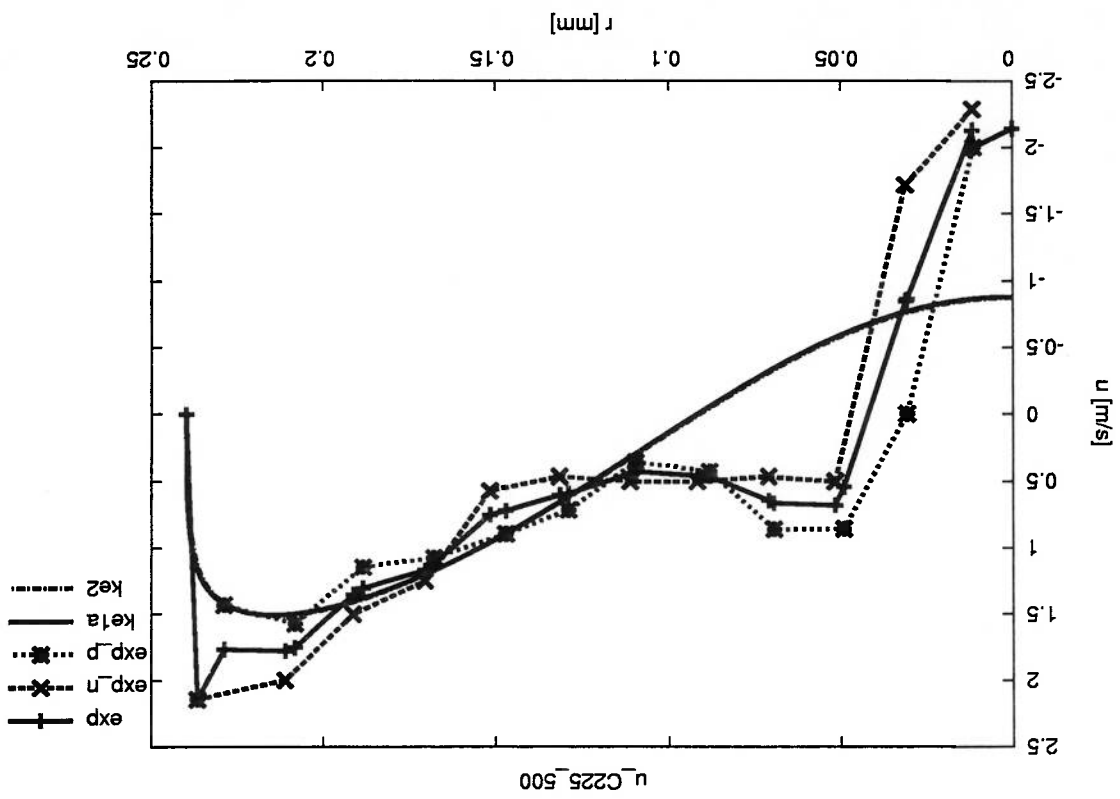


Figura 6.43: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 500$ mm.

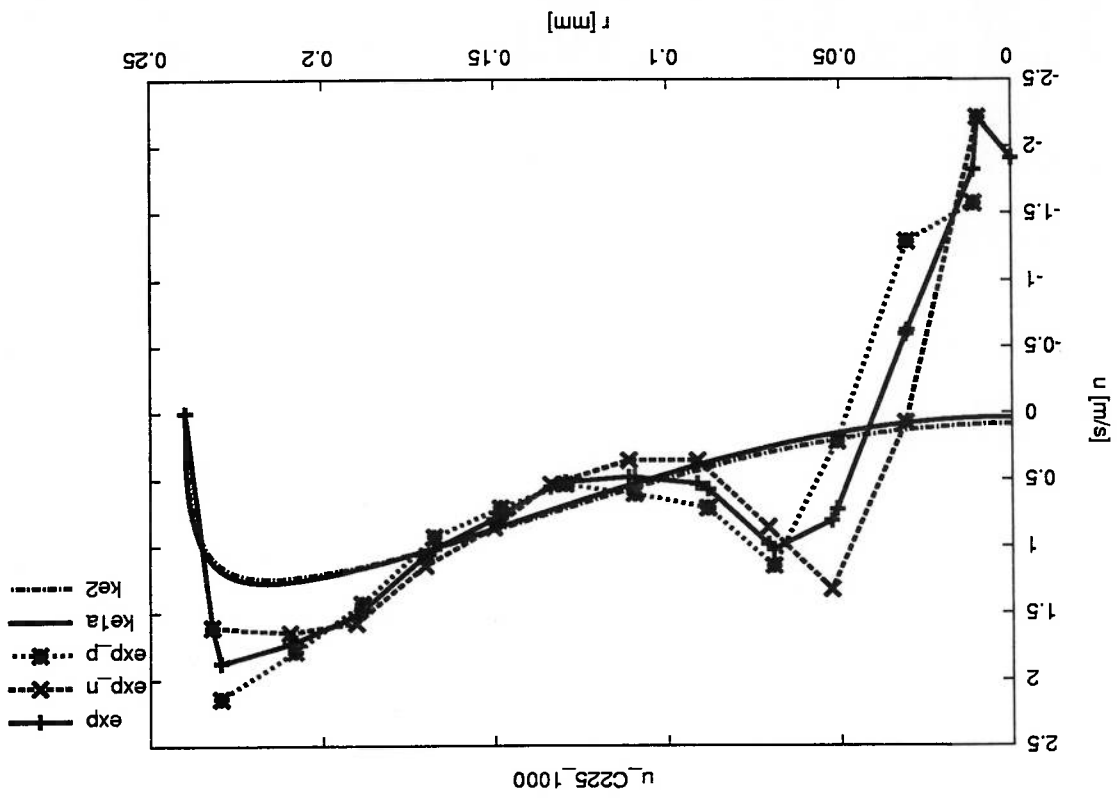


Figura 6.44: Perfil de velocidade axial do caso C225 no plano $x = 1000$ mm.

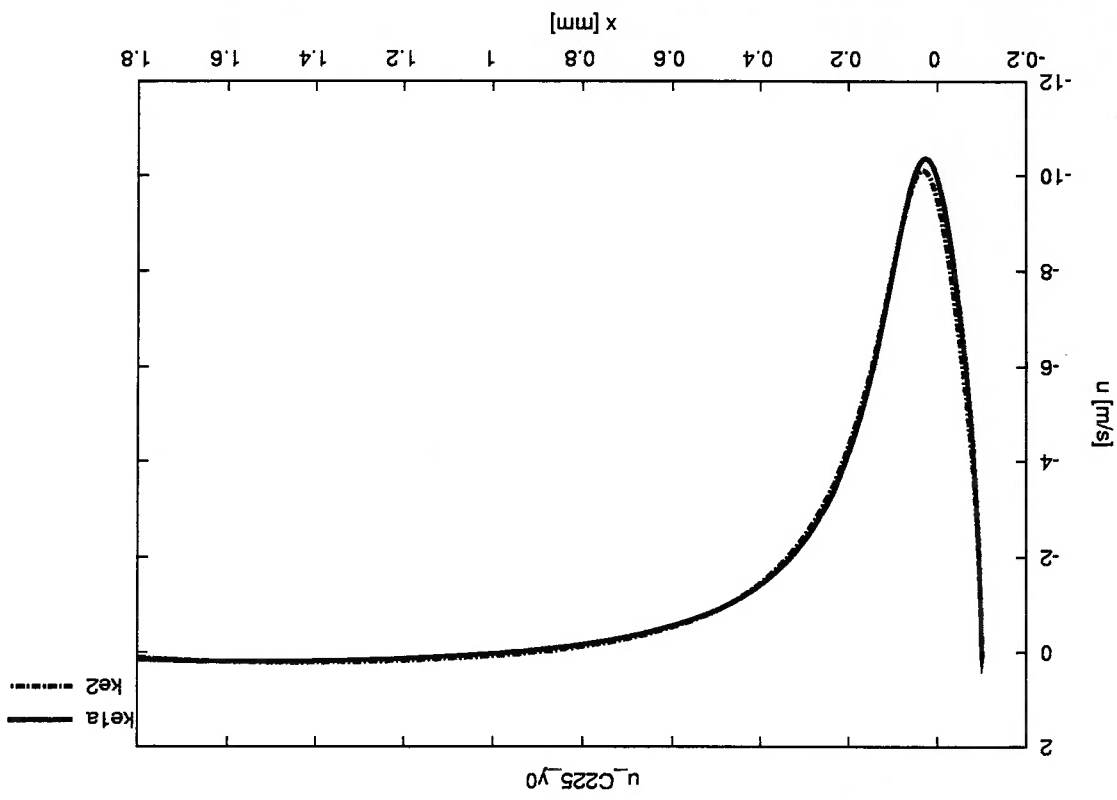


Figura 6.45: Perfil de velocidade axial do caso C225 ao longo do eixo axial.

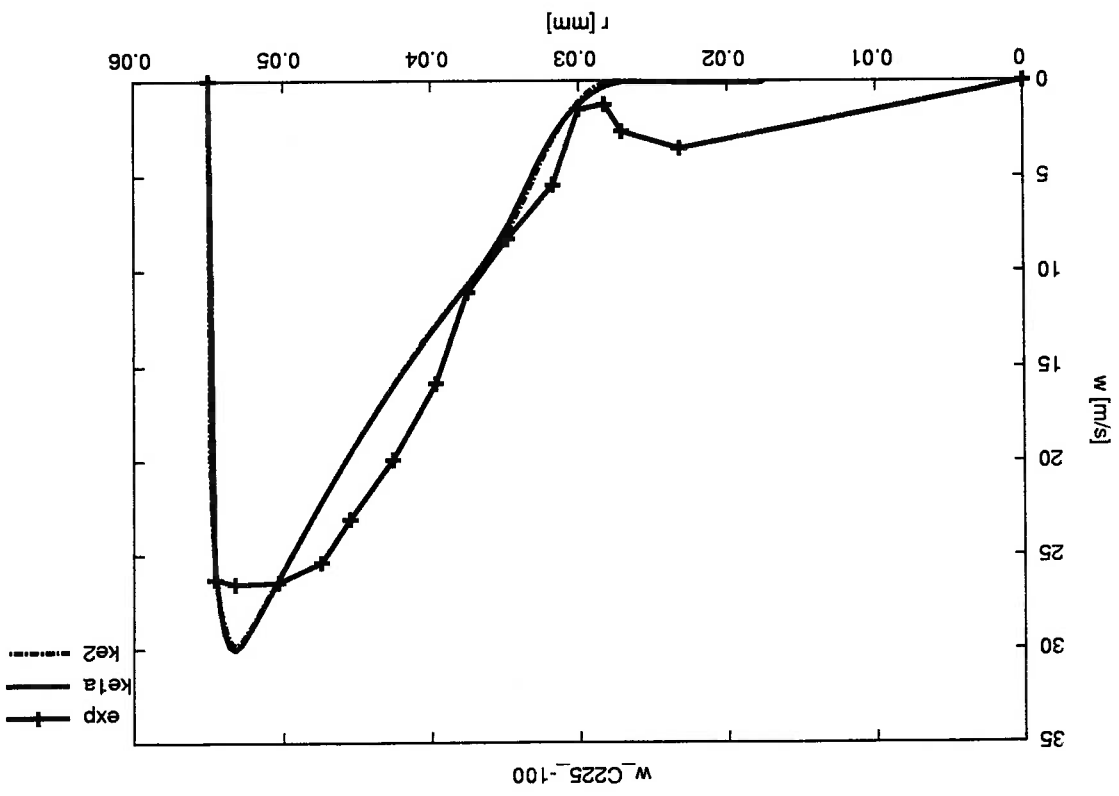


Figura 6.46: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -100$ mm.

Figura 6.47: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -80 \text{ mm}$.

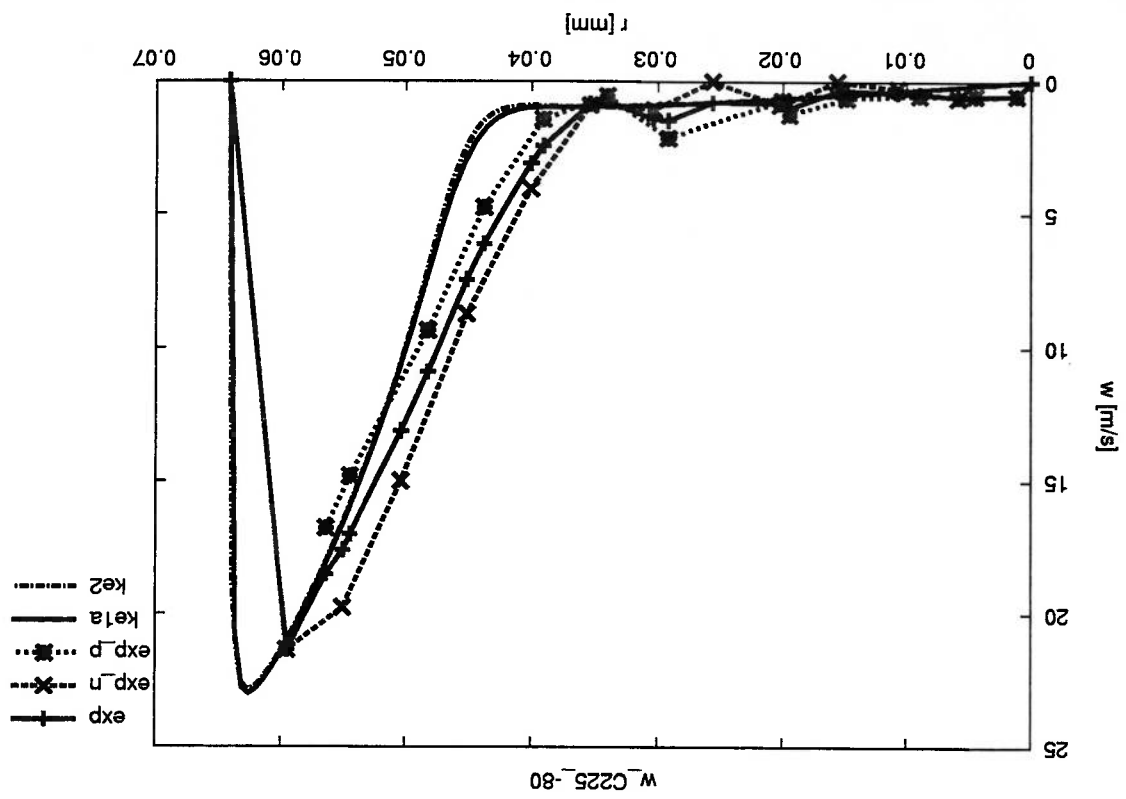


Figura 6.48: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -60 \text{ mm}$.

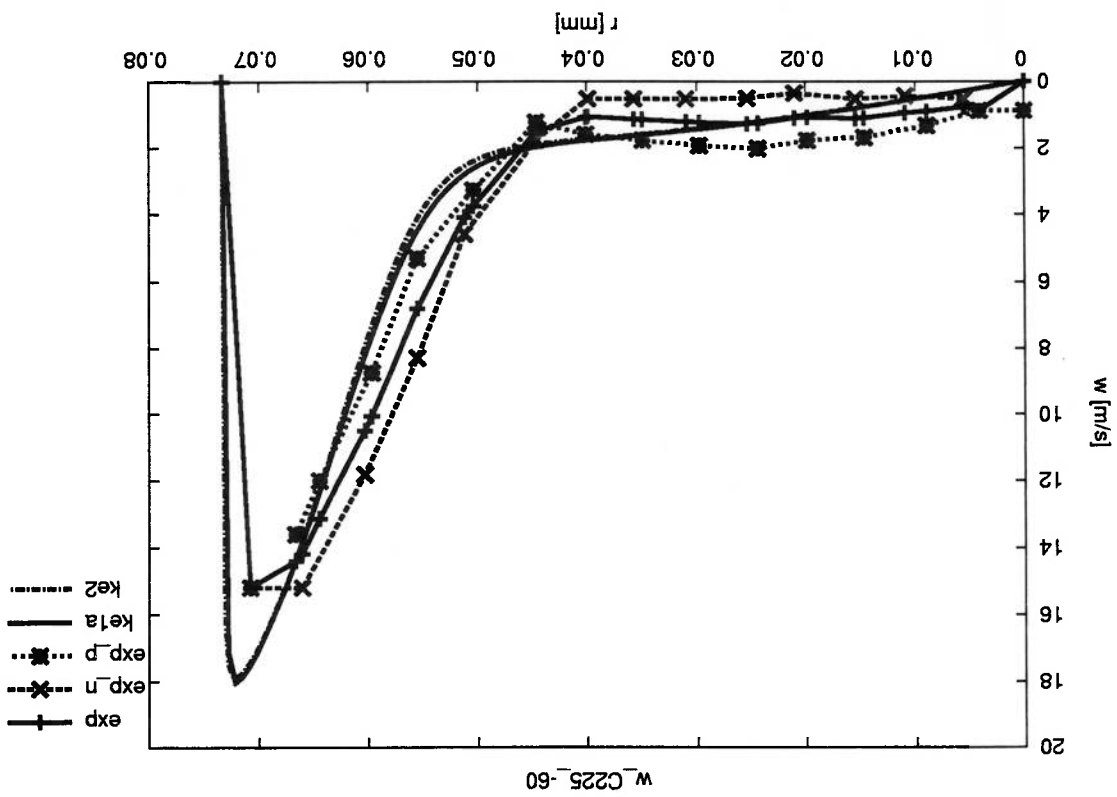


Figura 6.49: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -40 \text{ mm}$.

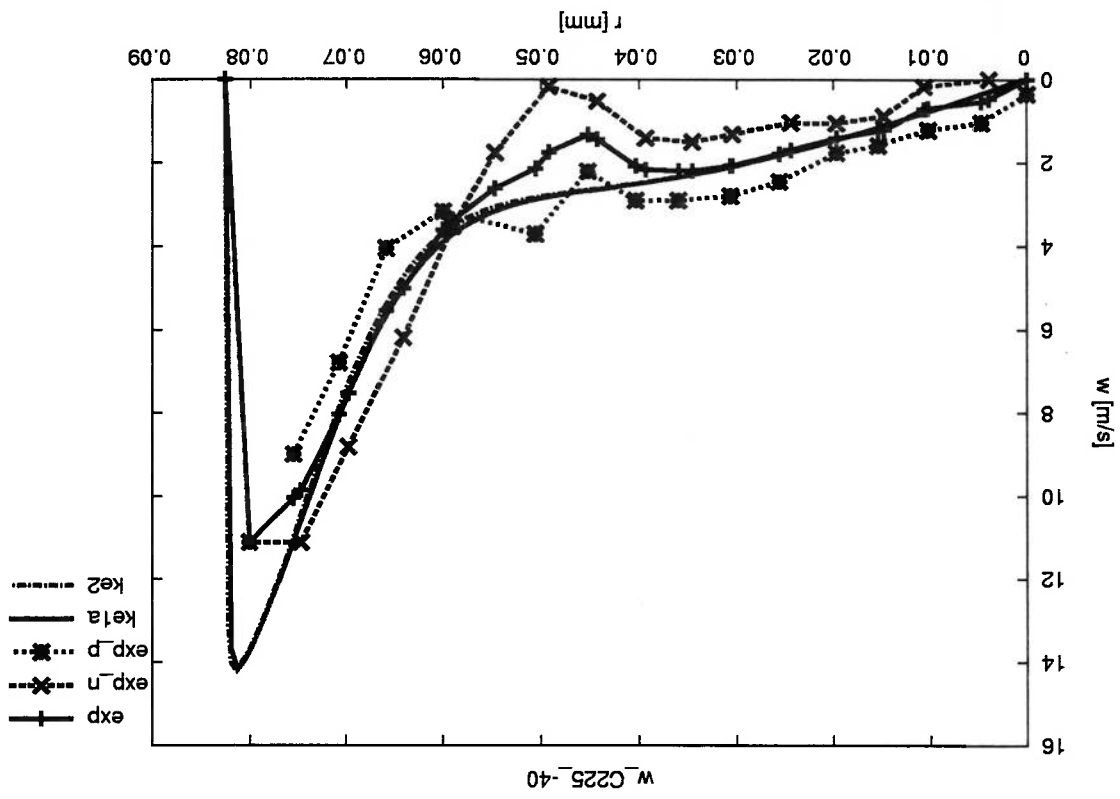
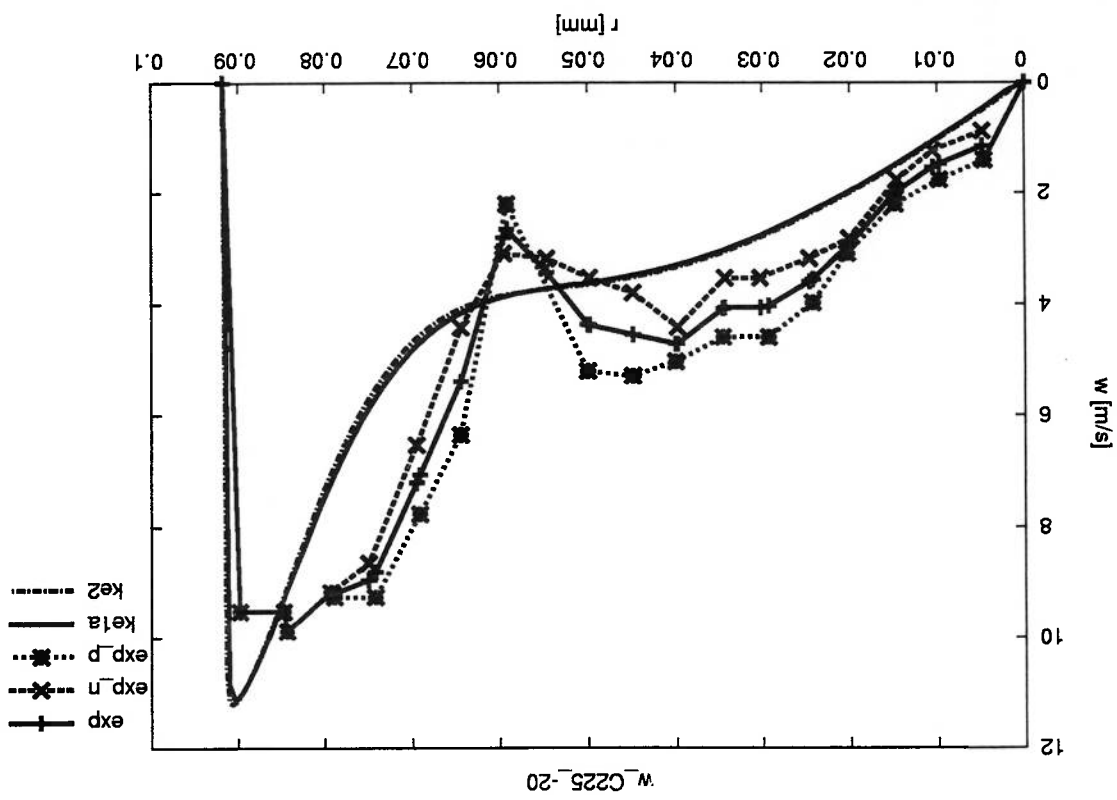


Figura 6.50: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = -20 \text{ mm}$.



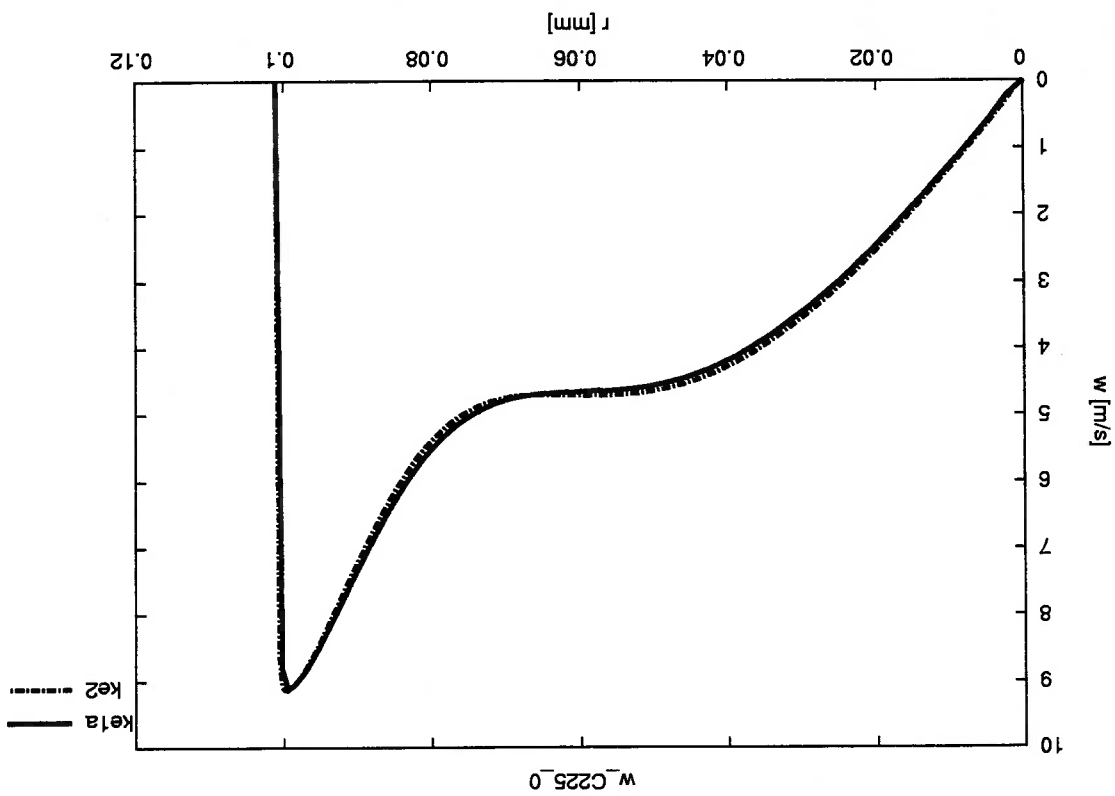


Figura 6.52: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 30 \text{ mm}$.

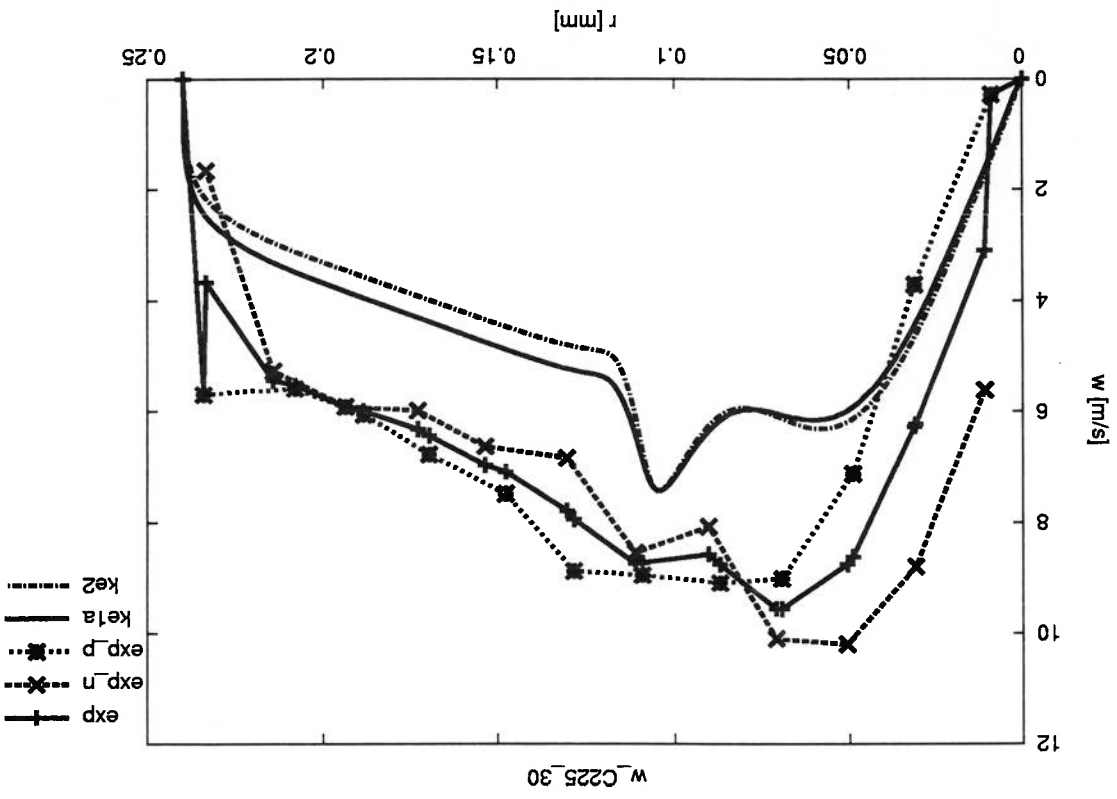


Figura 6.53: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 50 \text{ mm}$.

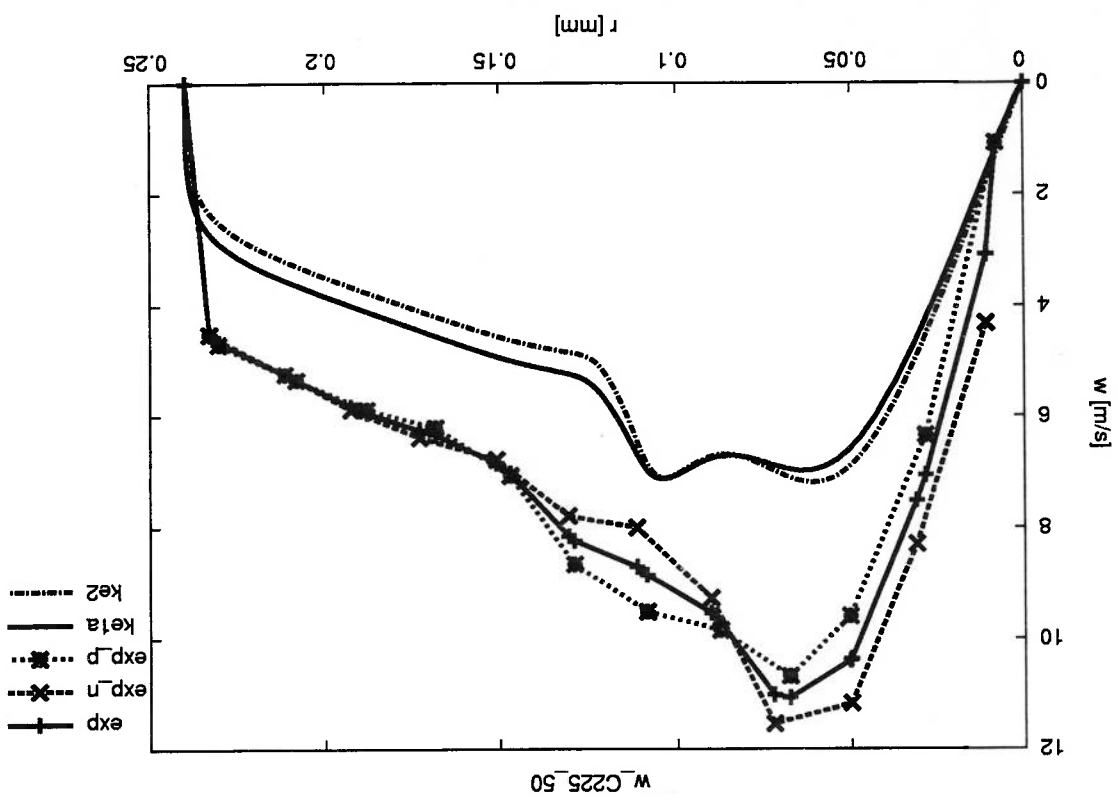
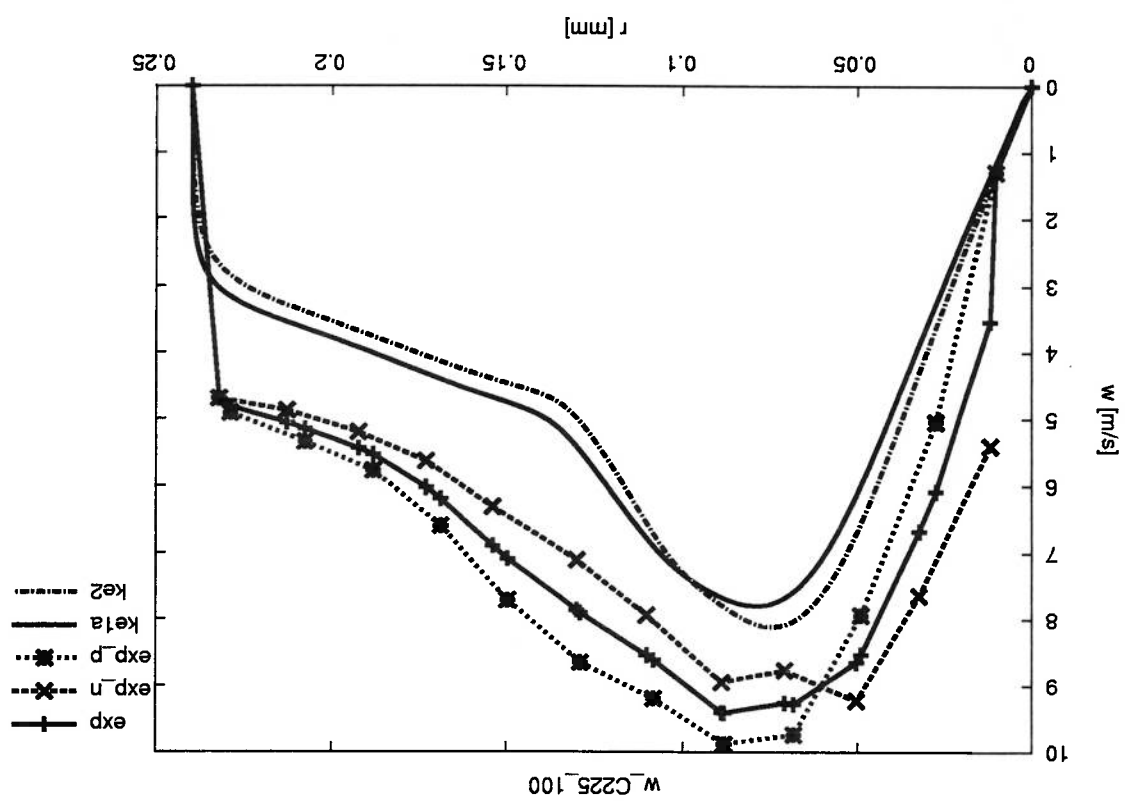


Figura 6.54: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 100 \text{ mm}$.



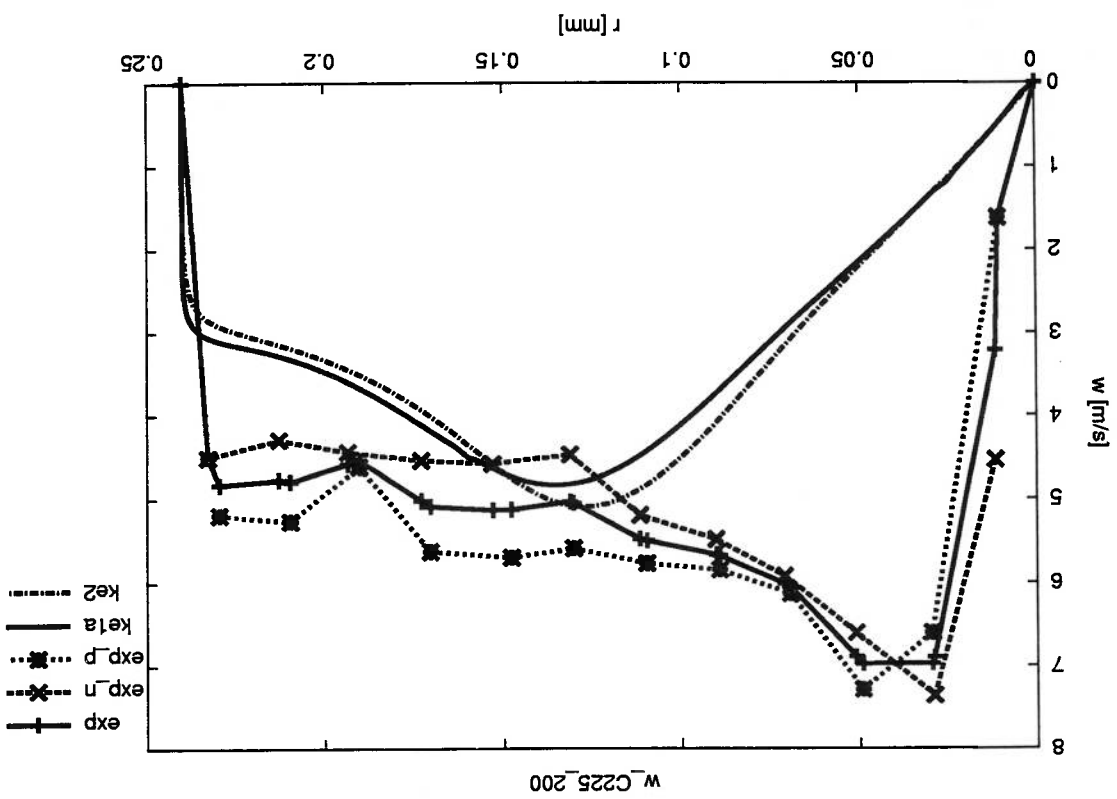


Figura 6.55: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 200$ mm.

Figura 6.56: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 500 \text{ mm}$.

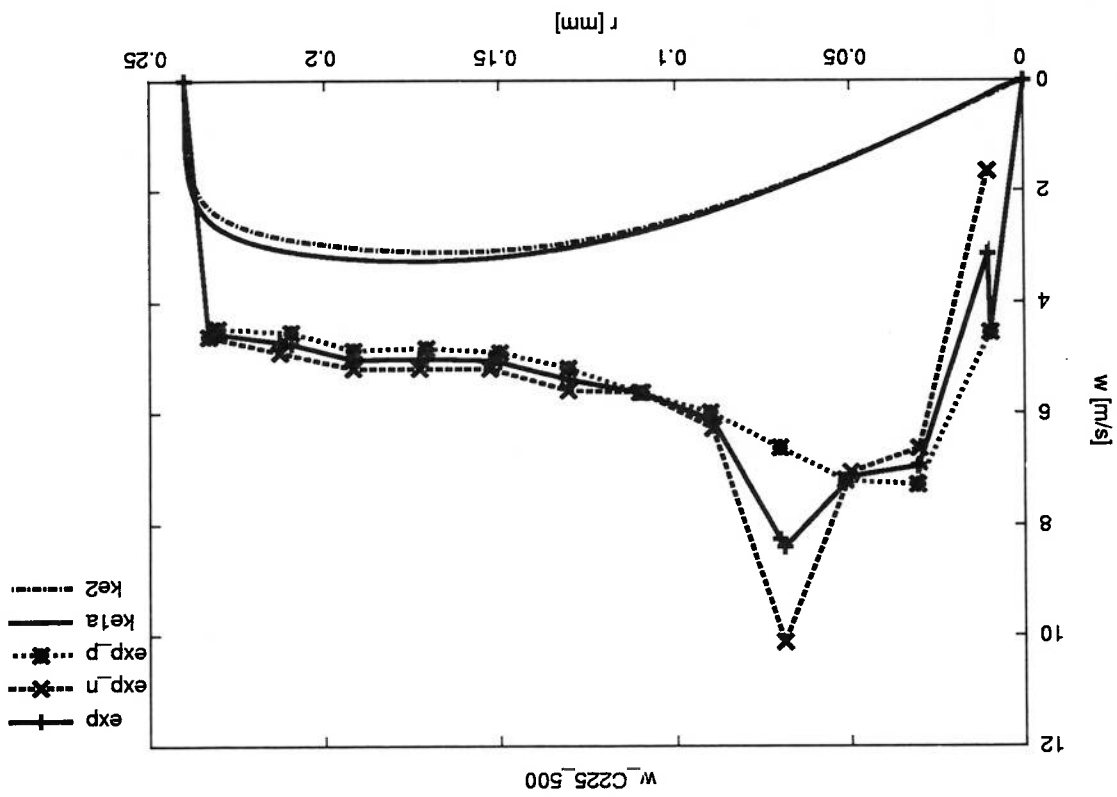
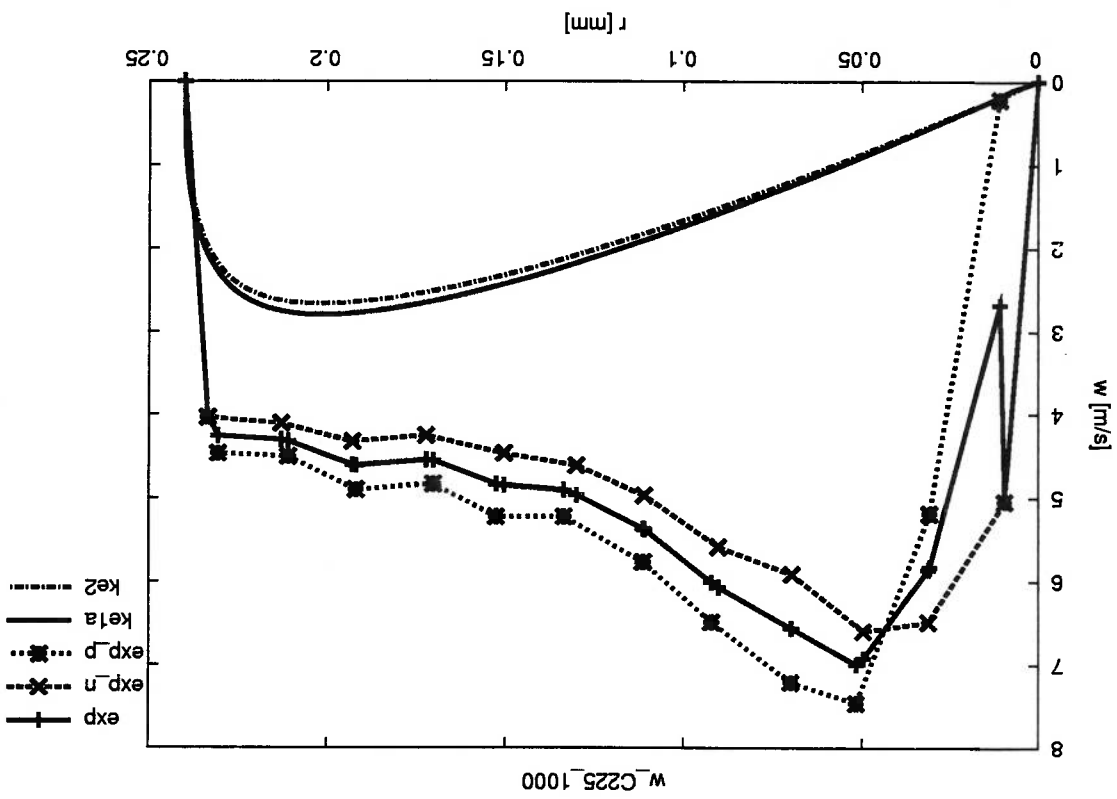
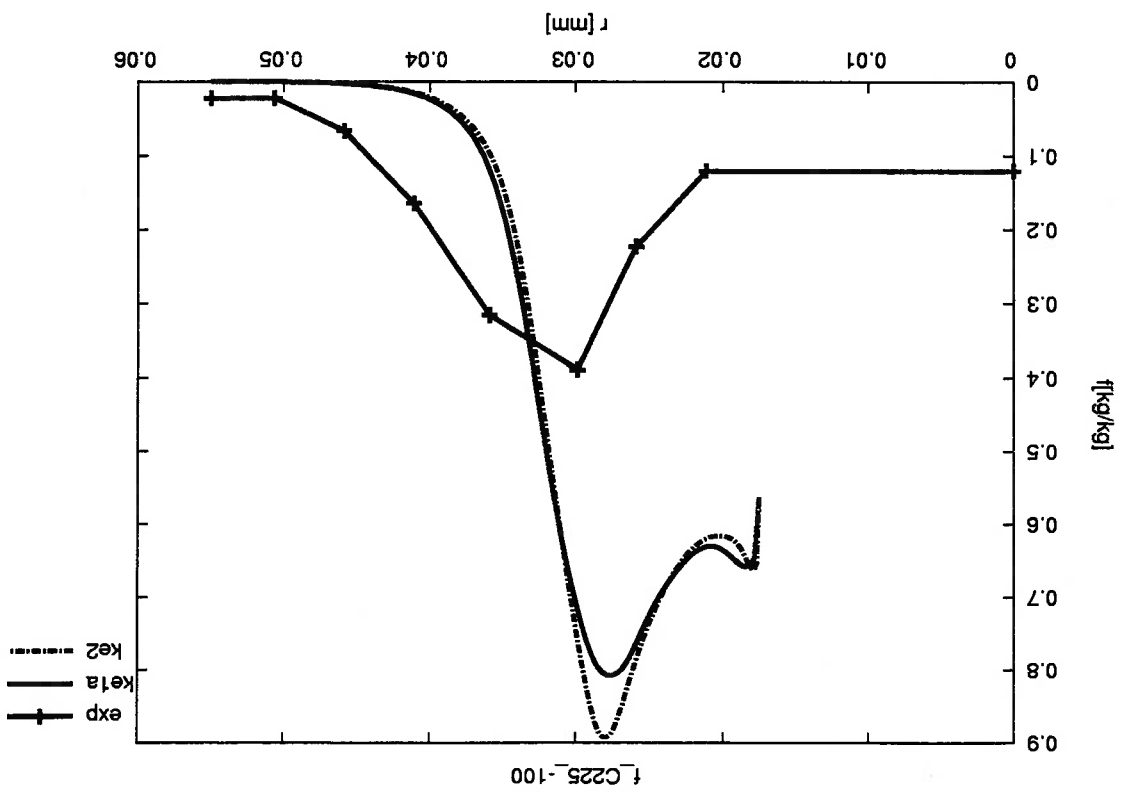


Figura 6.57: Perfil de velocidade tangencial do caso C225 no plano $x = 1000 \text{ mm}$.





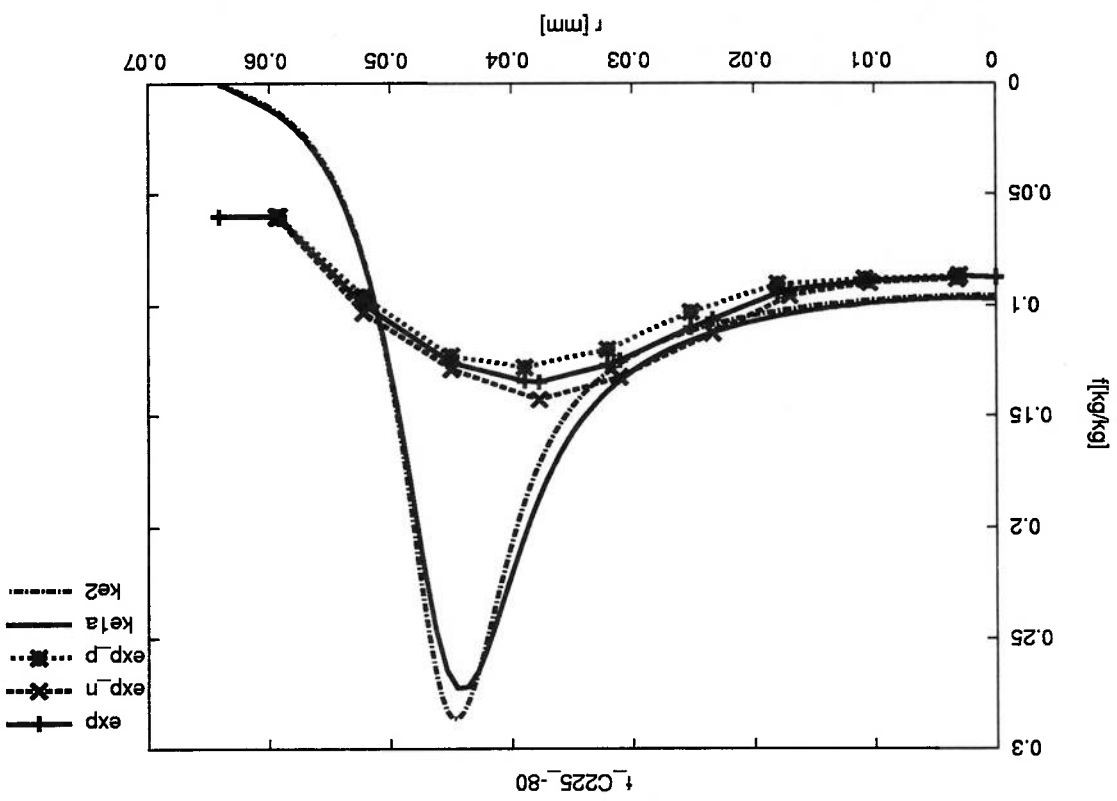


Figura 6.59: Perfil de fração de mistura de caso C225 no plano $x = -80 \text{ mm}$.

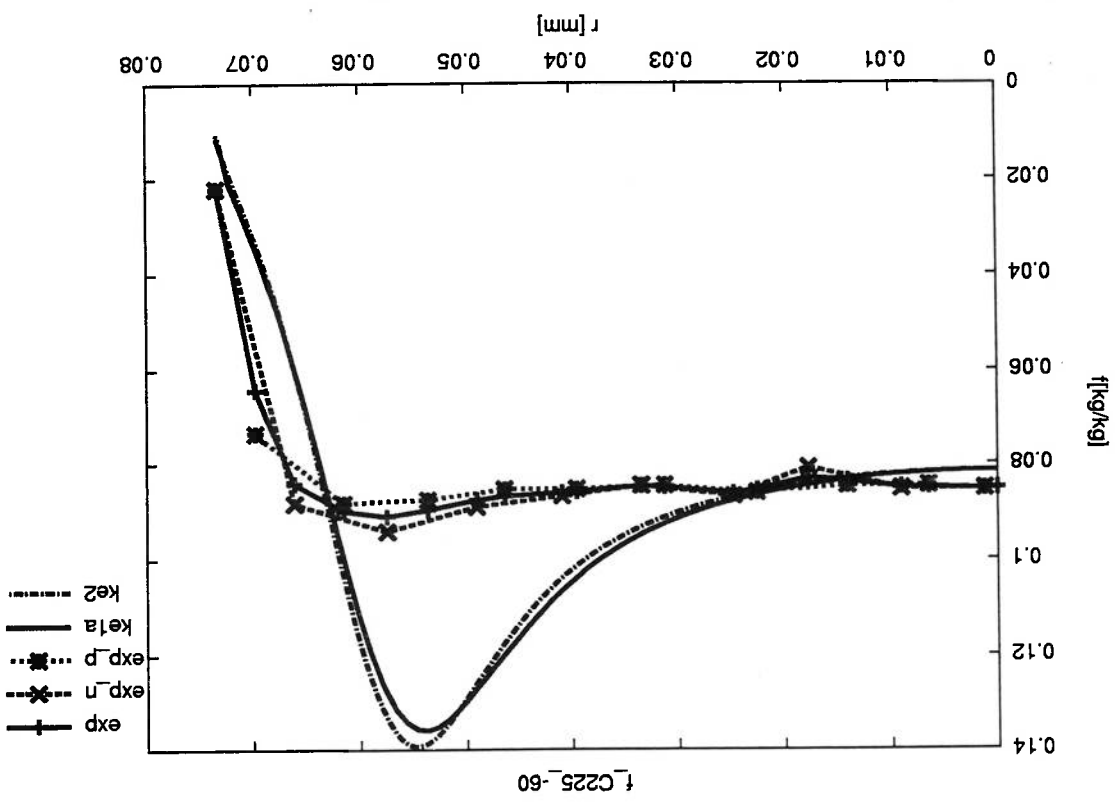
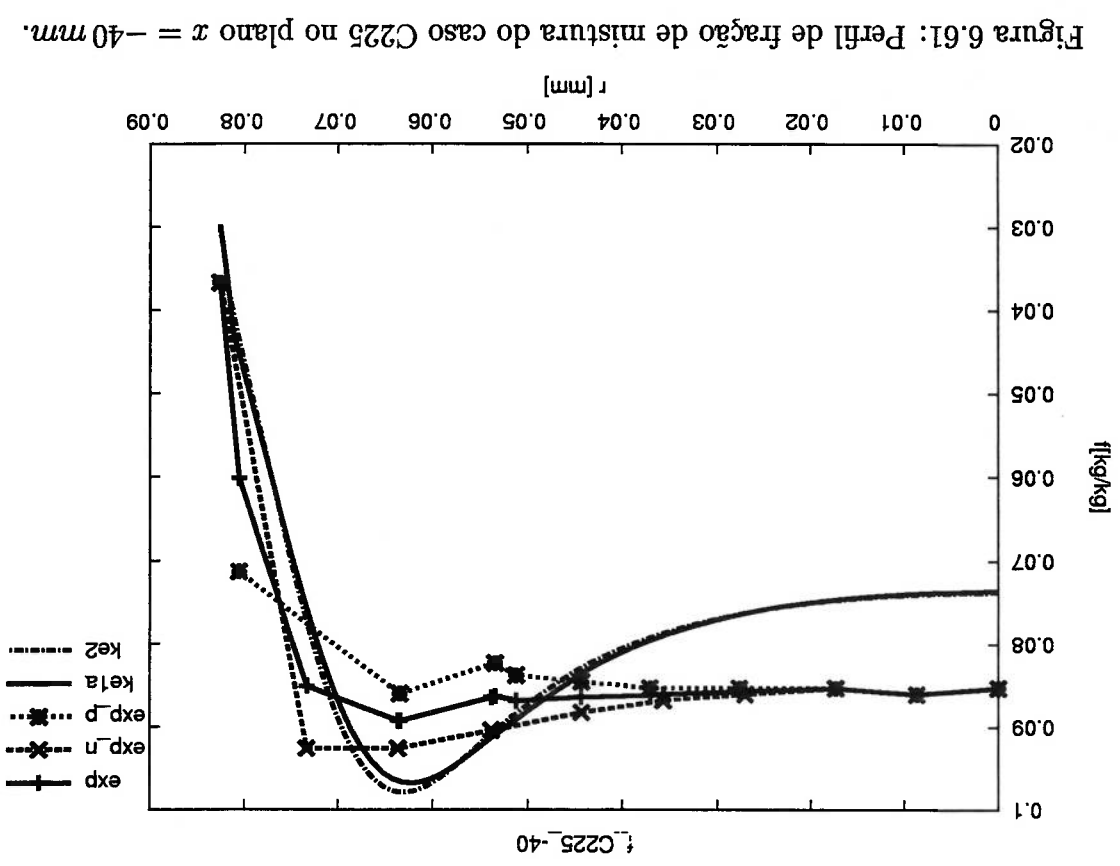


Figura 6.60: Perfil de tração de mistura do caso C225 no plano $x = -60$ mm.



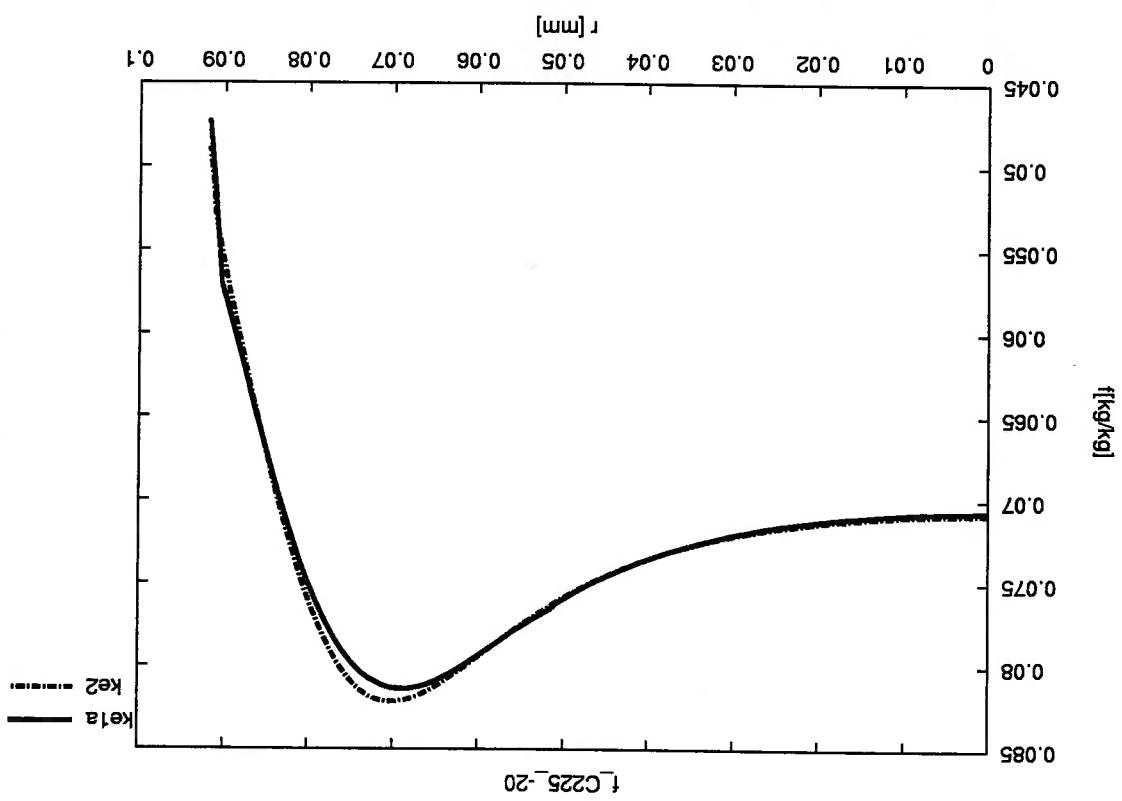


Figura 6.62: Perfil de fragmentação de mistura do caso C225 no plano $x = -20$ mm.

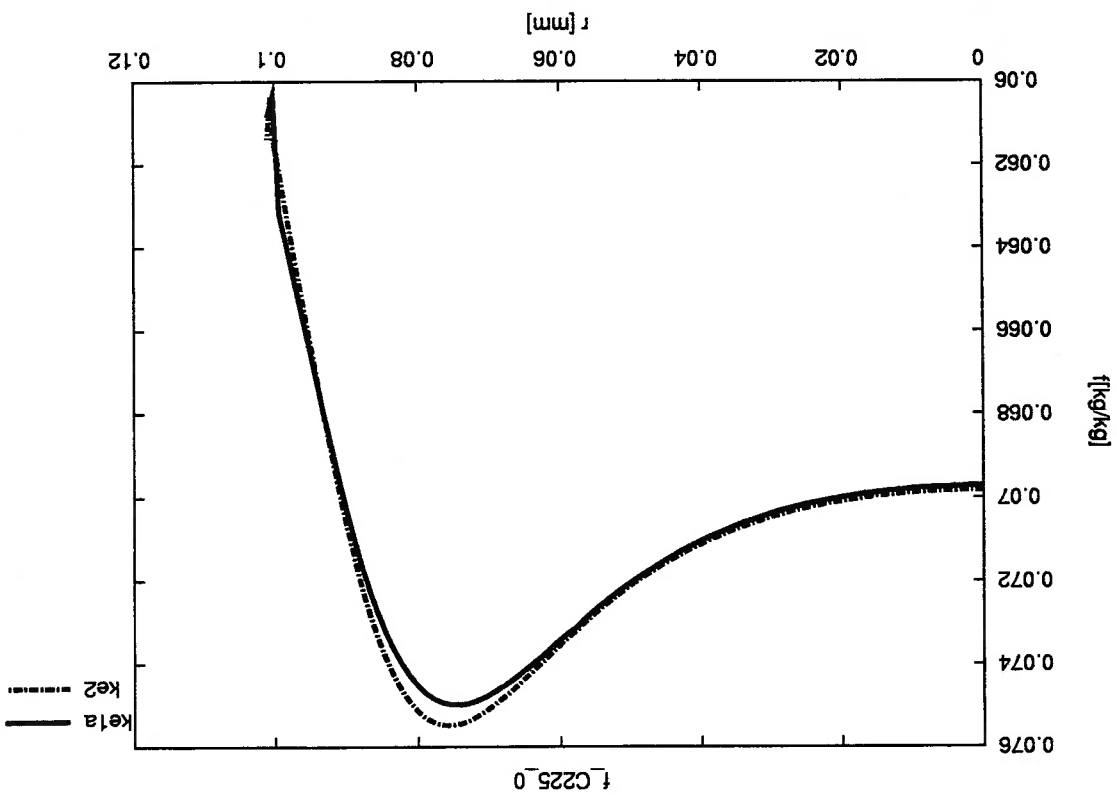


Figura 6.63: Perfil de fração de mistura do caso C225 no plano $x = 0$ mm.

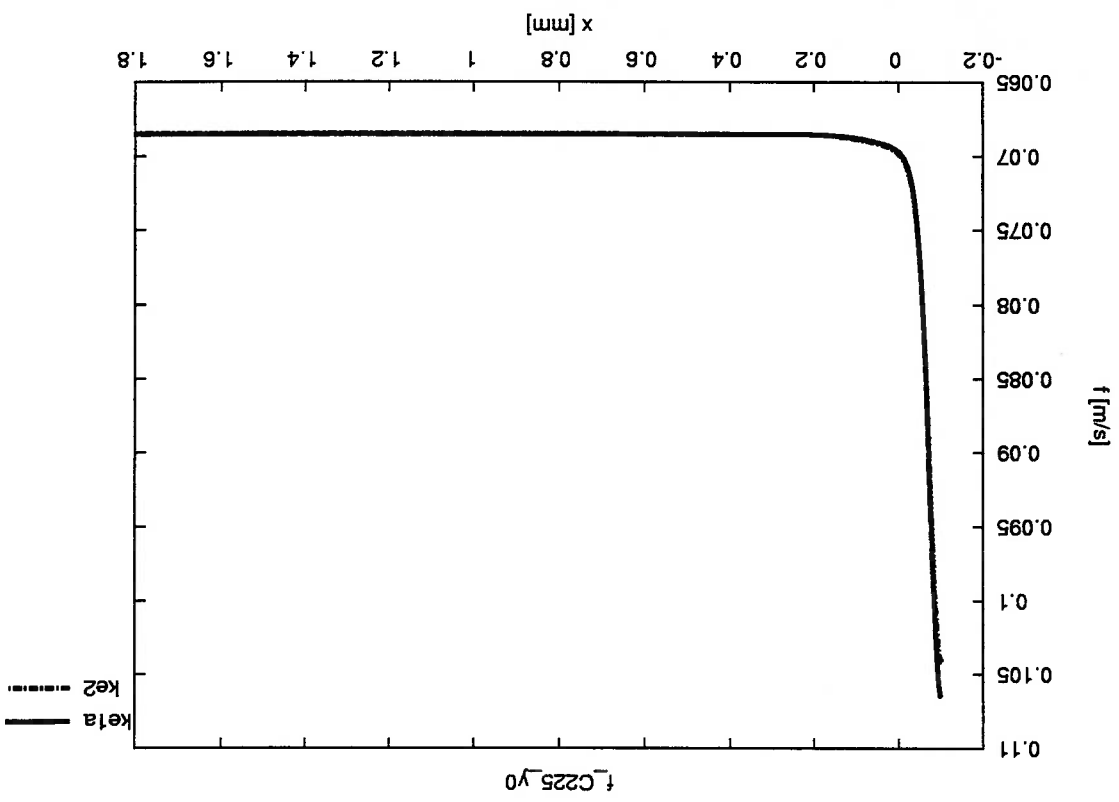


Figura 6.64: Perfil de tração de mistura de caso C225 ao longo do eixo axial.

6.2 Casos Reativos

6.2.1 Modelo de 1 Zona de Gás de Hottel

Tabela 6.5: Variáveis do modelo de 1 Zona de Gás de Hottel aplicado aos casos reativos no modo central radial, potência nominal de 400 kW e excesso de ar de 5%.

Caso	CR000 - 400 - 05	CR045 - 400 - 05	CR090 - 400 - 05	CR225 - 400 - 05
ε_g (-)	0,2315	0,2356	0,2384	0,2416
$U_r A_r$ (W/K)	38,477	36,669	35,349	15,329
GS (m^2)	2,4602	2,4981	2,5240	2,5540
GS_{rc} (m^2)	4,1081	4,8251	5,3093	6,3631
T_1 (K)	386			
T_1^* (K) (a)	369	417	364	388
T_g (K)	1060	1033	1014	992
D' (-)	0,0587	0,0495	0,0438	0,0354
$D'd$ (-)	0,0635	0,0540	0,0482	0,0399
Q_g^0 (-)	0,6189	0,6385	0,6540	0,6837
Q/d (-)	0,5721	0,5852	0,5945	0,6064
η/d (-)	0,5888	0,6031	0,6236	0,6634
T_1^* (-) (b)	0,1488	0,1674	0,1455	0,1539
T_g^0 (-)	0,4279	0,4148	0,4055	0,39359
T_1^0 (-)	0,1162	0,1157	0,1152	0,1143
d (-)	1,0819	1,0910	1,1001	1,1275
L_r (-)	0,0109	0,0087	0,0075	0,0027
Erro (%) (c)	0,30	-0,72	0,46	-0,04

Notas: (a) Temperatura da superfície da carga dada por,

$$T_1^* = \left(T_g^0 - \frac{\sigma GS_{rc}}{Q_{rc,exp}^{0,25}} \right)$$

(b) Temperatura reduzida da superfície da carga dada por,

$$T_1^* = \frac{T_1^0}{T_1^0}$$

(c) Erro entre o valor da potência transferida para a carga fornecido pelo experimento e o fornecido pelo modelo,

$$Erro = \frac{Q_{rc,exp}}{Q_{rc,exp} - \sigma GS_{rc} (T_g^0 - T_1^0)}$$

Tabela 6.6: Variáveis do modelo de 1 Zona de Gás de Hottel aplicado aos casos reativos no modo central radial, potência nominal de 400 kW e 300 kW, e excesso de ar de 20% e 5%, respectivamente.

Caso	CR000 - 400 - 20	CR225 - 400 - 20	CR000 - 300 - 05	CR225 - 300 - 05
ε_g (-)	0,2268	0,2322	0,2384	0,2504
$U_r A_r$ (W/K)	36,483	12,368	38,988	31,245
GS (m^2)	2,4158	2,4663	2,5237	2,6343
GS_{rc} (m^2)	4,3918	6,7504	3,9764	6,2522
T_1 (K)	386			
T_g (K)	1033	996	1014	933
D' (-)	0,0829	0,0586	0,0469	0,0266
$D' d$ (-)	0,0897	0,0660	0,0508	0,0300
\dot{Q}'_g (-)	0,5836	0,6329	0,6416	0,7135
\dot{Q}'_g/d (-)	0,5395	0,5613	0,5931	0,6328
η/d (-)	0,5638	0,6279	0,5980	0,6625
T'_1 (-)	0,1721	0,1702	0,1550	0,1519
T'_1/d (-)	0,4605	0,4387	0,4069	0,3672
T'_0 (-)	0,1284	0,1269	0,1156	0,1133
d (-)	1,0819	1,1275	1,0819	1,1275
L'_1 (-)	0,0130	0,0028	0,0112	0,0054

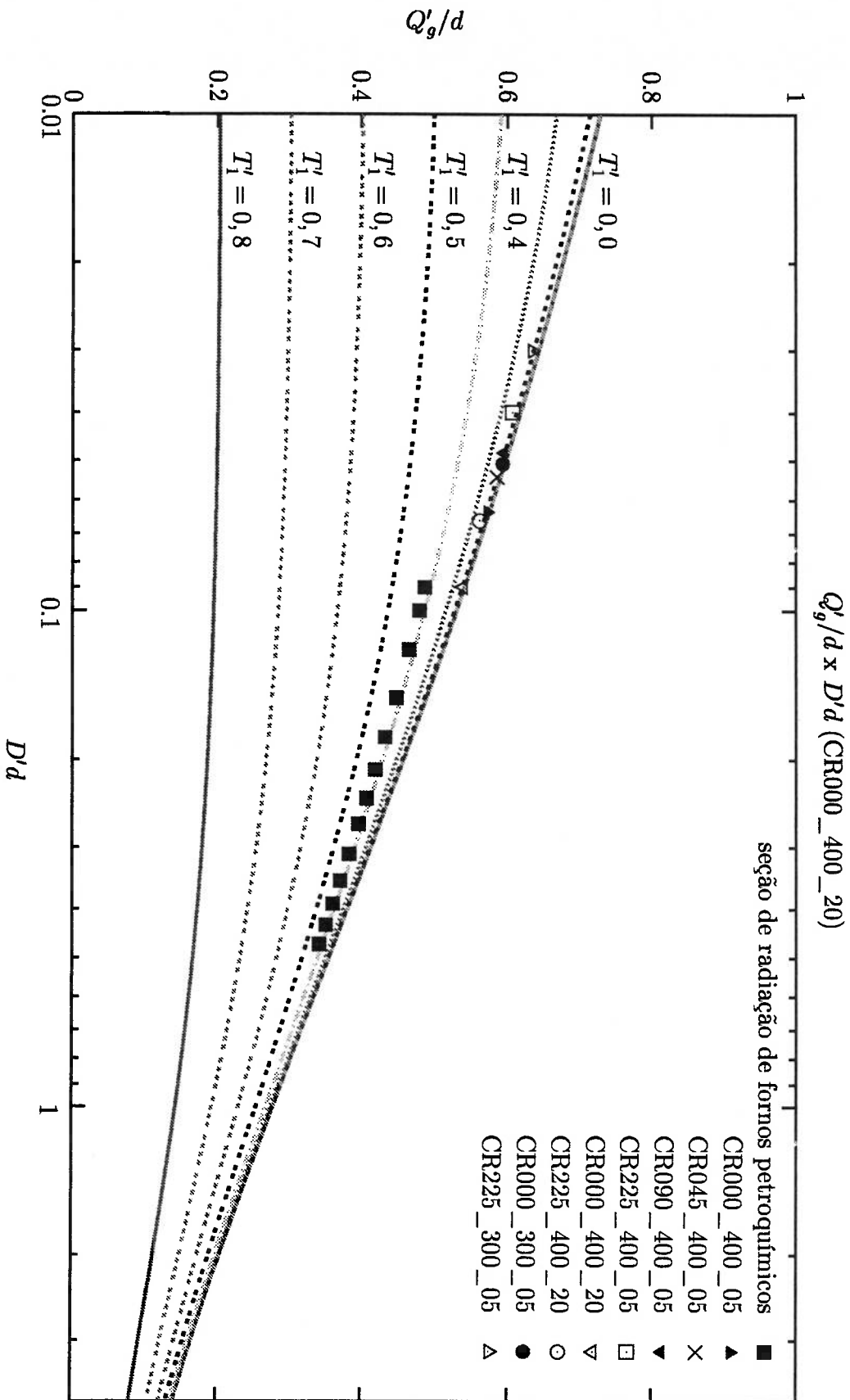


Figura 6.65: Pontos de operação dos casos reativos no modo central radial localizados no gráfico Q'_g/d x $D'd$ do caso CR000_400_20.

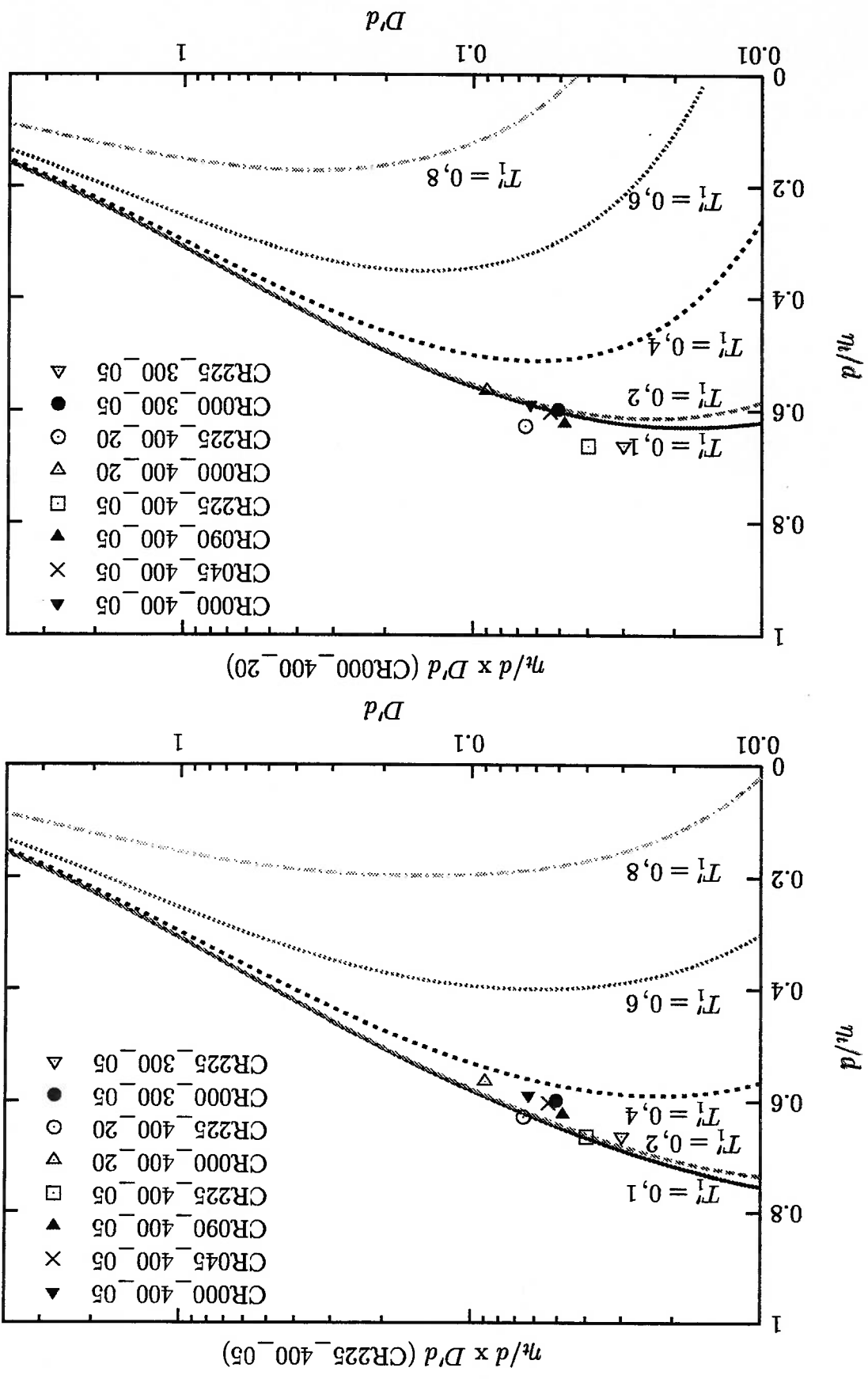


Figura 6.66: Pontos de operação dos casos reativos no modo central radial localizados no gráfico η/d x $D'd$ dos casos CR000_400_05 e CR225_400_20.

6.2.2 Grandezas Integrales

CAPÍTULO 6. RESULTADOS

Tabela 6.7: Potência total líquida transferida para as camisas d'água.

Caso	$Q_{rc,exp}$ (kW)	$Q_{rc,Flu}$ (kW)	$Q_{rc,1Zn}$ (kW)	Err_{OFlu} (%)	Err_{O1Zn} (%)
CR000_300_05_ka	247,4	247,4	233,4	-5,95	0,04
	248,4	248,4	233,4	-6,38	
	246,5	246,5	233,4	-5,57	
CR000_300_05_rzla	246,5	246,5	233,4	-5,57	0,04
	248,4	248,4	233,4	-6,38	
	246,5	246,5	233,4	-5,57	
CR000_400_05_ka	304,1	304,1	289,1	-4,86	0,30
	309,8	309,8	289,1	-6,83	
	303,6	303,6	289,1	-4,69	
CR000_400_05_rzla	304,1	304,1	289,1	-4,86	0,30
	309,8	309,8	289,1	-6,83	
	303,6	303,6	289,1	-4,69	
CR000_400_20_ka	324,5	324,5	278,0	-16,60	0,11
	332,0	332,0	278,0	-19,29	
	325,8	325,8	278,0	-17,06	
CR045_400_05_ka	309,3	309,3	305,2	-2,08	-0,72
	309,4	309,4	305,2	-2,11	
	317,9	317,9	305,2	-4,92	
CR045_400_05_rzla	309,3	309,3	305,2	-2,08	-0,72
	309,4	309,4	305,2	-2,11	
	317,9	317,9	305,2	-4,92	
CR045_400_05_mgla	317,9	317,9	305,2	-4,92	-0,72
	311,1	311,1	305,2	-2,67	
	317,9	317,9	305,2	-4,92	

Simbolos: $Q_{rc,exp}$ = valor experimental da taxa de calor total (radiação + convecção) líquida transferida para as camisas d'água [10].

$Q_{rc,Flu}$ = valor obtido através dos modelos do Fluent para a taxa de calor total (radiação + convecção) líquida transferida para as camisas d'água.

$Q_{rc,1Zn}$ = valor obtido através do modelo de 1 Zona de Gás para a taxa de calor total (radiação + convecção) líquida transferida para as camisas d'água.

$$Err_{OFlu} = 100 \cdot \left[\frac{Q_{rc,exp}}{Q_{rc,Flu}} - 1 \right]$$

$$Err_{O1Zn} = 100 \cdot \left[\frac{Q_{rc,exp}}{Q_{rc,1Zn}} - 1 \right]$$

Fonte: (A) Beltagui; Fuglie; Ralston [10].

Tabela 6.8: Rendimiento térmico da fornalha.

Caso	$\eta_{exp}^{(A)}$ (%)	η_{Ftu} (%)	η_{Izn} (%)
------	------------------------	------------------	------------------

64,7	CR000_300_05_kela	68,6	64,7
	CR000_300_05_rlza	68,8	
	CR000_300_05_rsmia	68,3	

63,5	CR000_400_05_kela	66,8	63,7
	CR000_400_05_rlza	68,0	
	CR000_400_05_rsmia	66,7	

60,9	CR000_400_20_kela	71,3	61,0
	CR000_400_20_rlza	72,8	
	CR000_400_20_rsmia	71,6	

66,5	CR045_400_05_kela	67,2	65,8
	CR045_400_05_ke2	67,2	
	CR045_400_05_rlza	69,0	
	CR045_400_05_rngla	69,0	
	CR045_400_05_rsmia	67,6	

Simbolos: η_{exp} = valor experimental da eficiência térmica da fornalha.

η_{Ftu} = valor da eficiência térmica da fornalha obtido através dos modelos do Fluent.

η_{Izn} = valor da eficiência térmica da fornalha obtido através do modelo de 1 Zona de Gás.

Fonte: (A) Beltagui; Fuggle; Ralston [10].

6.2.3 Grandezas pontuais

CAPÍTULO 6. RESULTADOS

Tabela 6.9: Valor de pico do fluxo de calor total líquido transferido para as camisas d'água e sua respectiva posição.

Caso	$x_{max,exp}$ (m)	$x_{max,Flu}$ (m)	$\dot{Q}_{rc,exp}''$ $x = x_{max,exp}$ (kW/m ²)	$\dot{Q}_{rc,exp}''$ $x = x_{max,Flu}$ (kW/m ²)	$\dot{Q}_{rc,Flu}''$ $x = x_{max,Flu}$ (kW/m ²)	Erro_1 (%)	Erro_2 (%)	Erro_3 (%)
CR000_400_05_kela	1,75	1,65	35,0	35,0	44,9	6	-28	0
CR045_400_05_kela	1,25	1,60	38,8	36,9	45,9	-28	-18	5

Símbolos: $x_{max,exp}$ = valor experimental da posição de pico do fluxo de calor total líquido recebido pelas camisas d'água;

$x_{max,Flu}$ = valor de simulação da posição de pico do fluxo de calor total líquido recebido pelas camisas d'água;

$\dot{Q}_{rc,exp}''$ = valor experimental do fluxo de calor total líquido recebido pelas camisas d'água;

$\dot{Q}_{rc,Flu}''$ = valor experimental do fluxo de calor total líquido recebido pelas camisas d'água;

$$Erro_1 = 100 \cdot \left[\frac{x_{max,exp} - x_{max,Flu}}{x_{max,exp}} \right]$$

$$Erro_2 = 100 \cdot \left[\frac{\dot{Q}_{rc,exp}''(x_{max,exp}) - \dot{Q}_{rc,Flu}''(x_{max,Flu})}{\dot{Q}_{rc,exp}''(x_{max,exp})} \right]$$

$$Erro_3 = 100 \cdot \left[\frac{\dot{Q}_{rc,exp}''(x_{max,exp}) - \dot{Q}_{rc,exp}''(x_{max,Flu})}{\dot{Q}_{rc,exp}''(x_{max,exp})} \right]$$

6.2.4 Perfis

Caso CR000

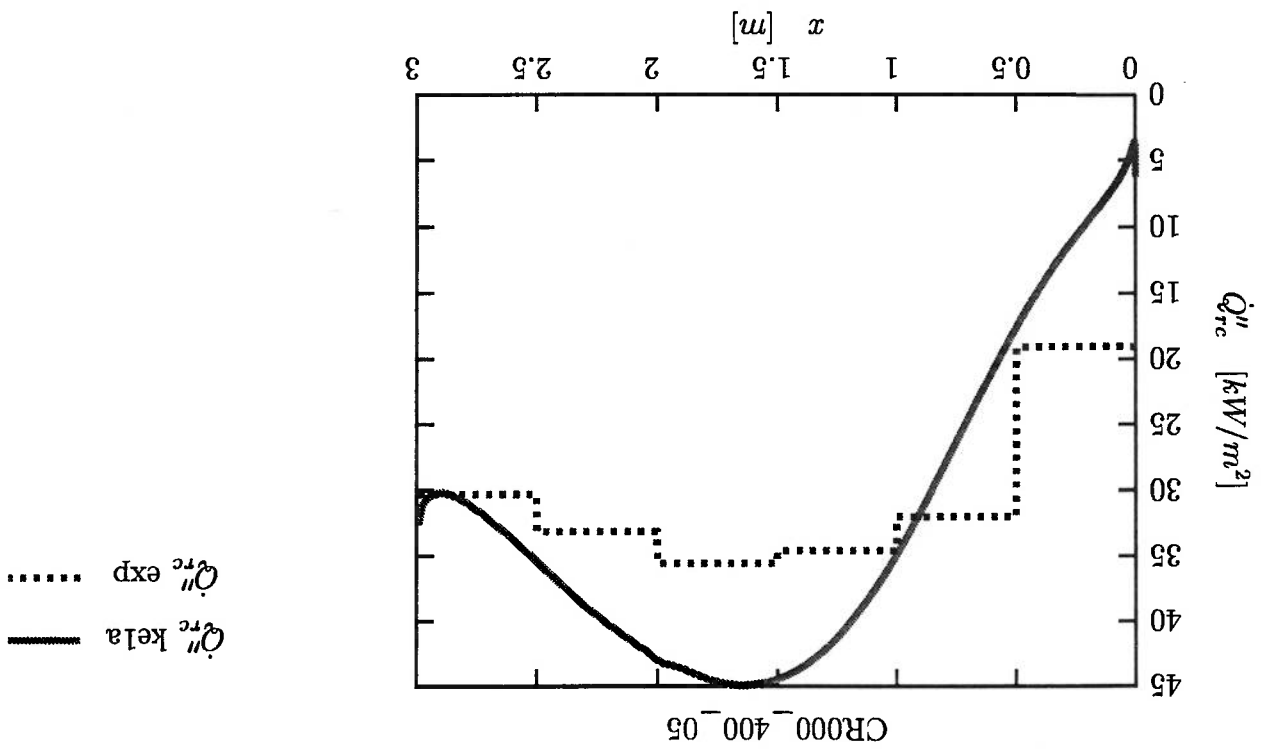


Figura 6.67: Perfil de fluxo de calor líquido recebido pelas camisas d'água.

Símbolo: Q''_{rc} = fluxo de calor total (radiação + convecção) líquido transferido para as camisas d'água;

Caso CR045

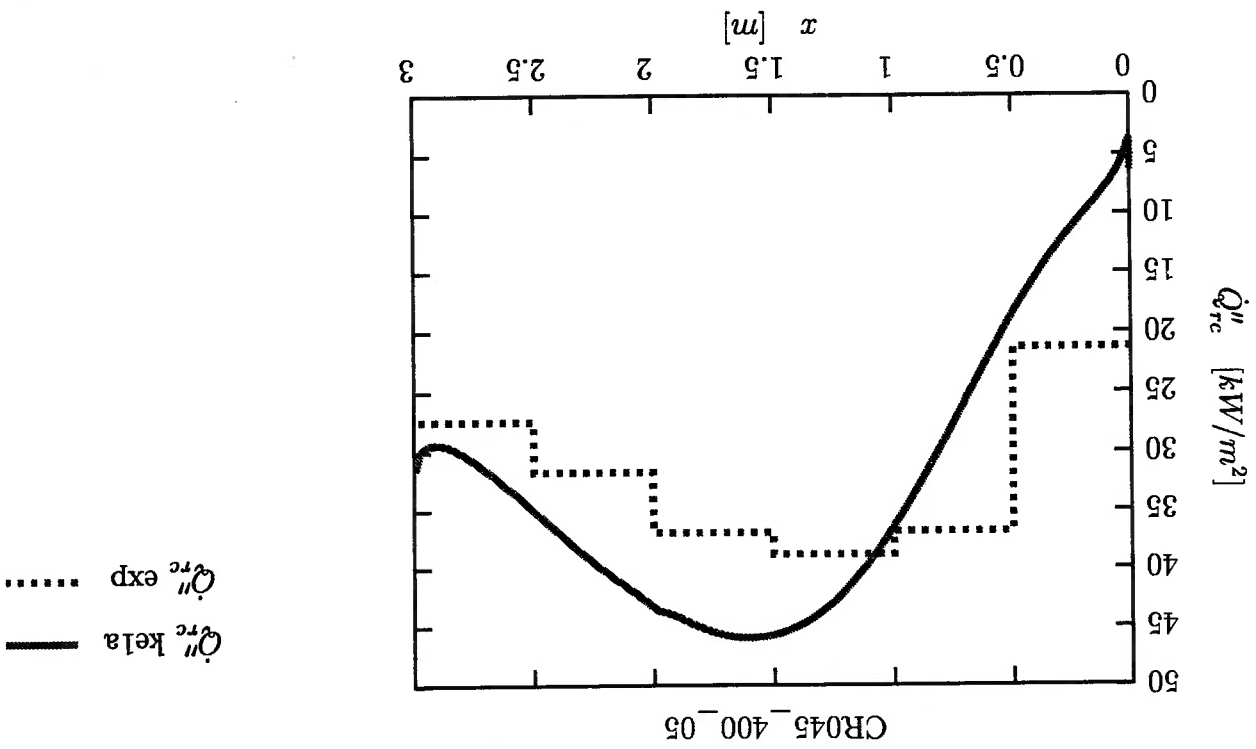


Figura 6.68: Perfil de fluxo de calor líquido recebido pelas camisas d'água.

Símbolo: Q''_{rc} = fluxo de calor total (radiação + convecção) líquido transferido para as camisas d'água;

Capítulo 7

ANÁLISE DOS RESULTADOS

7.1 Qualidade dos Dados Experimentais

7.1.1 Perfis de Velocidades

Os perfis de velocidades dos casos isotérmicos foram medidos com um tubo de Pitot de cinco orifícios cuja ponta esférica possui 3 mm de diâmetro. Este instrumento tem como principal desvantagem o fato de ser intrusivo e, portanto, perturbar o escoamento no ponto de medição. Os gráficos das Figuras 6.1 a 6.25 e 6.33 a 6.57 mostram as diferenças existentes entre os valores medidos exp_n e exp_p e os valores exp das componentes axial e tangencial da velocidade. As médias dos módulos destas diferenças são aproximadamente 1 m/s no caso C045 e 0,5 m/s no caso C225. Admitindo que os erros absolutos de medição de velocidade do experimento sejam da ordem destas médias, tem-se as seguintes conclusões:

- os erros relativos são pequenos para as medições realizadas nas regiões próximas ao bloco difusor do queimador, pois as velocidades são elevadas nestas regiões;

- os erros relativos são elevados para as medições realizadas nas regiões mais afastadas do bloco, pois as velocidades são baixas nestas regiões .

Através de um argumento semelhante, é possível afirmar que no caso C045 os erros relativos das medições da componente tangencial da velocidade são maiores do que os erros relativos das medições da componente axial.

As Figuras 6.1 a 6.25 mostram que as medições dos perfis de velocidades para o caso C045 possuem as seguintes características:

- O número de medições na região interna ao bloco é suficiente para descrever os perfis de velocidade axial.
- Na região imediatamente à jusante do bloco difusor, o número de medições é insuficiente para descrever os perfis de velocidade axial, pois existem poucas medições nos locais com gradientes elevados.
- Na região mais afastada do bloco, o número de medições é suficiente para descrever os perfis de velocidades axial e tangencial, apesar dos erros relativos desta região serem elevados. Isto é possível porque, nesta região, os perfis de velocidades axial são suaves.
- As medições de velocidade tangencial possibilitam a identificação de perfis apenas nas regiões onde estes são predominantemente suaves. Ou seja, na garganta do bloco difusor e nas regiões mais afastadas do bloco.

No caso C225, os perfis de velocidades axial e tangencial podem ser identificados em todas as regiões do escoamento, conforme mostrado nas Figuras 6.33 a 6.44 e 6.46 a 6.57.

7.1.2 Perfis de Fração de Mistura

As Figuras 6.26 a 6.30 e 6.58 a 6.62 mostram que existe concordância entre os valores medidos de exp_p e exp_n e os valores exp de fração de mistura. Esta concordância indica erros de medição pequenos e número de medições suficientes para descrever os perfis desta variável. No entanto, é necessário ressaltar que quanto maior a região amostrada pela sonda de coleta de gases, mais suave será o perfil medido em relação ao real.

Para que a região de amostragem da sonda seja pequena, é necessário satisfazer as seguintes condições:

- área da superfície de sucção da sonda pequena;
- velocidade de sucção da sonda menor ou igual à componente de velocidade do escoamento perpendicular à superfície de sucção.

Devido à insuflância de informações a respeito destas condições nas referências [8, 9], a região de amostragem da sonda não foi avaliada no presente trabalho.

7.2 Casos Isotérmicos

7.2.1 Independência da malha

A necessidade de refinamento na região do jato, principalmente próximo à saída do bloco difusor, é óbvia, pois trata-se da região de interesse e, além disto, possui grandes gradientes. No entanto, o refinamento da região próxima às paredes também é importante. Isto foi evidenciado através do teste realizado com as malhas C045_1a, C045_1b, C045_1c e C045_2, ilustrado através dos gráficos das Figuras 6.1 à 6.13 e 6.14 à 6.25. Nestas Figuras, é possível observar que as componentes axial e tangencial da velocidade calculadas com a malha C045_1c apresentam um grande desvio em relação às demais na seguinte região: $0\text{ mm} < x < 1000\text{ mm}$. Isto ocorre devido ao fato do escoamento reverso adjacente às paredes ser determinado pelos seguintes fenômenos:

- difusão de quantidade de movimento na saída do bloco difusor.
- tensão de cisalhamento na parede.

Devido a isto, o cálculo da vazão do escoamento reverso e, por continuidade, do escoamento na região do jato, dependem do cálculo da tensão de cisalhamento na parede que, por sua vez, é executado utilizando funções de parede.

7.2.2 Número de “swirl” real

As Figuras 6.1 à 6.5 e 6.14 à 6.18 apresentam, respectivamente, os gráficos de velocidades axial e tangencial no interior do bloco difusor. A semelhança entre os dados experimentais e os simulados nestes gráficos, juntamente com os números de “swirl” calculados na garganta do queimador, apresentados na Tabela 6.4, confirmam a diferença existente entre o número de “swirl” nominal e o número de “swirl” real.

7.2.3 Perfis de velocidades

Os resultados das simulações de perfis de velocidade axial para o caso C045 estão próximos aos valores medidos na região interna ao bloco difusor do queimador, conforme mostrado nas Figuras 6.1 à 6.5. Esta concordância indica que o modelo de

turbulência utilizado para a determinação do perfil de velocidade nesta região é suficientemente adequado. No entanto, deve-se ressaltar que o perfil de velocidade desta região, caracterizado por velocidade axial positiva elevada na periferia do escoamento e velocidade axial negativa no centro deste, são determinados por efeitos inerentes ao processo de difusão de quantidade de movimento apenas suavisam o perfil desta região. Dito isto, fica evidente que a importância da turbulência na determinação do perfil de velocidade nesta região é secundária.

No caso C045, os perfis de velocidade axial medidos na região mais afastada do bloco são mais suaves que os perfis simulados, conforme mostrado nas Figuras 6.10 a 6.44. Se a história da turbulência e do perfil de velocidade axial for desconsiderada, tem-se que a importância da difusão de quantidade de movimento na determinação do perfil de velocidade axial é maior no perfil real do que no perfil simulado. Ou seja, o modelo $k - \epsilon$ está subestimando o valor da viscosidade turbulenta nesta região. Se a história do perfil de velocidade axial for considerada nesta análise, tem-se que o perfil de velocidade inicial não pode ser o responsável pelas diferenças entre os perfis de velocidade axial medidos e simulados na região mais afastada do bloco, pois os perfis de velocidade simulados no interior do bloco concordam com os experimentais. Se a história da turbulência for considerada nesta análise, tem-se que as diferenças entre os perfis de velocidade axial simulados e experimentais na região mais afastada do bloco podem ter como causas adicionais uma condição de contorno de turbulência inadequada na superfície de entrada do escoamento ou, uma modelagem inadequada dos termos de produção e dissipação de k e de ϵ na região interna ao queimador. Quanto a região imediatamente à jusante da saída do bloco interno ao queimador. Figuras 6.7 a 6.9, a insuficiência de medições nesta região exige as seguintes análises que consideram a história da turbulência e do perfil de velocidade axial:

1. Admitindo a hipótese de que os perfis de velocidade axial reais sejam mais suaves que os simulados, tem-se que a importância da difusão de quantidade de movimento nesta região aumentou em relação à região interna ao bloco. Assim sendo, uma condição de contorno de turbulência inadequada na superfície de entrada do escoamento ou, uma modelagem inadequada dos termos de produção e dissipação de k e de ϵ na região interna ao bloco podem justificar a diferença entre os perfis de velocidade axial medidos e simulados na região imediatamente à jusante da saída do bloco.
2. Admitindo a hipótese de que os perfis de velocidade axial reais concordem com os simulados, tem-se que uma condição de contorno de turbulência inadequada na superfície de entrada do escoamento ou, uma modelagem inadequada dos termos de produção e dissipação de k e de ϵ nas regiões interna ao bloco e imediatamente à jusante da saída podem justificar as diferenças entre os perfis de velocidade axial medidos e simulados na região mais afastada do bloco.

A análise da região imediatamente à jusante da saída do bloco desconsiderando a história da turbulência e do perfil de velocidade axial é análoga à da região mais afastada do bloco.

As Figuras 6.23 à 6.25 mostram que os perfis de velocidade tangencial medidos possuem um padrão que é preservado ao longo do escoamento do caso C045. Este padrão é caracterizado por gradientes elevados concentrados nas regiões próximas à parede e ao eixo axial e uniformidade de velocidade nas demais regiões do escoamento. Utilizando o critério de Rayleigh apud. Gupta; Lilley; Syred [23] de que o escoamento é estável se pur for crescente em relação ao raio, r , tem-se que a difusividade turbulenta de quantidade de movimento deve ser pequena nesta região. Justificando assim, a preservação do perfil de velocidade tangencial. Os perfis simulados, ao contrário do descrito para os medidos, não preservam o padrão de perfil de velocidade tangencial. Ou seja, o perfil simulado evolui de um padrão semelhante ao medido no plano $x = 200\text{ mm}$ (Figura 6.23) para o padrão característico da rotação de um corpo sólido no plano $x = 1000\text{ mm}$ (Figura 6.25). Este comportamento evidencia a necessidade de utilizar um modelo de turbulência mais adequado a este escoamento.

No caso C225, os perfis de velocidades axial e tangencial simulados para as regiões interna ao bloco e próximas a saída deste estão muito próximos dos perfis medidos, Figuras 6.33 à 6.41 e 6.46 à 6.54. No entanto, na região mais afastada do bloco, Figuras 6.42 à 6.44 e 6.55 à 6.57, os perfis de velocidades axial e tangencial simulados apresentam-se mais suaves que os medidos na região próxima ao eixo axial. Ou seja, a simulação superestimou a difusividade turbulenta nesta região, causando assim, a difusão do déficit de quantidade de movimento. Novamente o efeito de estabilidade do escoamento descrito pelo critério de Rayleigh apud. Gupta; Lilley; Syred [23] não foi considerado de forma adequada pelo modelo $k - \epsilon$ std. As características de preservação do perfil de velocidades na região próxima ao eixo axial são mais intensas para o caso C225 do que para o caso C045, isto ocorre porque no caso C225 a componente tangencial da velocidade é maior.

Apesar do desalinhamento entre o tensor taxa de deformação, S_{ij} , e o tensor de tensões, $(T_{ij})^{eff}$, ser uma característica dos escoamentos com “swirl”, as causas e as consequências deste desalinhamento não foram avaliadas no presente trabalho pelos seguintes motivos:

- As medições de $u'_i u'_j$ não estavam disponíveis;
- O único modelo do código Fluent que considerava este desalinhamento é o rsm. No entanto, este modelo apresentou resultados semelhantes aos do $k - \epsilon$ std no caso C045 e, no caso C225, o rsm não atingiu a convergência;
- O cálculo dos perfis de $(T_{ij})^{eff}$ em função dos perfis de velocidades não foi possível, pois o programa necessário para este tipo de análise não estava disponível

e, o desenvolvimento de tal programa não estava incluso nas prioridades deste trabalho.

7.2.4 Perfis de tração de mistura

Através dos gráficos das Figuras 6.26 a 6.30 e 6.58 a 6.61, é possível observar que os perfis de tração de mistura simulados apresentam-se mais acentuados que os perfis de tração de mistura simulados por erros de medição ou, pela utilização de um modelo de turbulência inadequado. O modelo de turbulência adotado neste trabalho foi considerado adequado para representar o perfil de velocidades na região interna ao bloco. No entanto, as informações a respeito da confiabilidade das medições de tração de mistura não estão disponíveis. Portanto, o número de Schmidt turbulento, Sc , nas simulações deste trabalho foi mantido no valor usual de 0,7.

7.2.5 Similaridade do escoamento C045 em relação aos CR045

Apesar da câmara de combustão do caso C045 ter sido dimensionada de acordo com o critério de Thring; Newby [43], o bloco difusor não o foi. O dimensionamento do bloco difusor segundo o critério de Thring; Newby [43] é necessário para manter a similaridade pois: existe reação no interior deste bloco e os gases recirculados nesta região estão a temperaturas em torno de 900 K.

Além disto, os experimentos realizados por Beltagui [8, 9] utilizaram o raio da garganta do queimador para o cálculo do número de "swirl", o que está incorreto. Para manter a similaridade em relação ao número de "swirl", este deve ser calculado em relação à dimensão característica da região de interesse. A região de interesse neste caso é a câmara de combustão. Portanto, o cálculo do número de "swirl" deveria ter sido realizado com base no raio desta.

Quanto aos efeitos de força de campo atuantes no caso reativo, estes não podem ser reproduzidos no caso isotérmico. Portanto, constitui uma restrição adicional para a similaridade perfeita entre os escoamentos isotérmicos e os reativos.

7.3 Casos Reativos

7.3.1 Modelo Integral: 1 Zona de Gás de Hottel

Condição de contorno de temperatura

A temperatura da superfície das camisas d'água pode ser admitida como sendo igual a 386 K. Admitindo esta temperatura, o erro cometido no cálculo de \dot{Q}_{rc} é inferior a 0,72%, vide Tabela (6.5).

Caracterização da fornalha HTFS/NEL

Através do gráfico da Figura (6.65), é possível afirmar que os pontos de operação dos casos reativos no modo central radial:

- estão distantes da linha T_1' dos fornos petroquímicos;

- possuem valores de $D'd$ muito reduzidos em comparação ao dos fornos petroquímicos.

Isto significa que são necessárias as seguintes modificações para a fornalha HTFS/NEL adquirir as características de transferência de calor de um forno petroquímico:

- aumento do valor de $D'd$, através do aumento de H_F ou diminuição de \underline{GS}_{rc} ;
- aumento da temperatura de parede das camisas de água, por exemplo, através da aplicação de um material isolante.

Informações de 1ª ordem

A Tabela 6.7 mostra que o modelo de 1 Zona de Gás de Hottel apresenta erros de taxa de calor total líquida transferida para as camisas d'água da fornalha (\dot{Q}_{rc}) entre -0,72% e 0,3% para os casos CR000 e caso CR045_400_05.

Através da Tabela 6.8 é possível observar que o valor experimental da eficiência térmica, η_{exp} , dos casos CR000_400_05 e CR000_400_20, diminui de 63,7% para 61,0% com a elevação do excesso de ar de 5% para 20%. Esta tendência também é descrita pelo modelo de 1 Zona de Gás.

Através destas observações, fica evidente a capacidade do modelo de 1 Zona de Gás fornecer informações de 1ª ordem confiáveis. Esta confiabilidade decorre das seguintes características:

- os coeficientes A_d e B_d , e as variáveis T_1 e $U_r A_r$ são ajustadas em função dos dados experimentais disponíveis;
- os erros são compensados na abordagem integral.

A necessidade de ajuste de coeficientes do método de 1 Zona de Gás não constitui uma desvantagem, pois este ajuste é facilmente executado e generalizado.

7.3.2 Modelos Diferenciais: Código Fluent

Casos CR000

A Tabela 6.7 mostra que o modelo diferencial apresenta erros de \dot{Q}_{rc} entre -4,5% e -19,5%. A Tabela 6.8 mostra que o valor de η dos casos CR000_400_05 e CR000_400_20 simulados pelo modelo diferencial aumenta de 67% para 71% com a elevação do excesso de ar de 5% para 20%. Esta tendência é contrária ao observado a experimentalmente. Este erro apresentado pelo modelo diferencial ocorre devido a uma superestimativa da importância das trocas de calor por convecção em relação as trocas de calor por radiação.

Através da comparação dos valores experimentais de \dot{Q}_{rc} e η com os valores destas variáveis fornecidos pelos modelos integral e diferencial, é possível afirmar que as informações de 1ª ordem fornecidas pelo primeiro modelo são muito mais confiáveis. Portanto, a utilização do modelo diferencial para a obtenção de informações de 1ª ordem não é justificável.

Quanto ao perfil de fluxo de calor total líquido, \dot{Q}_{rc} , o gráfico da Figura 6.67 mostra que o modelo CR000_400_05_05_05_05 apresenta:

1. valor máximo de \dot{Q}_{rc} superior ao medido;
2. posição do valor máximo de \dot{Q}_{rc} próximo do valor medido.

Estas observações são quantificadas na Tabela 6.9. A informação da posição do valor máximo de \dot{Q}_{rc} é importante para a definição do local de instalação dos termopares

de controle da temperatura dos tubos, "skin points", em um forno petroquímico. No entanto, a informação do valor máximo de Q''_{rc} também é importante, porque a produção do forno é limitada por este valor. Portanto, se o modelo diferencial fosse utilizado para projetar um forno petroquímico similar ao caso CR000, este forno teria um controle de temperatura dos tubos adequado e uma capacidade de produção subestimada. Ou seja, o modelo diferencial não é capaz de fornecer todas as informações de 2ª ordem necessárias ao projeto de um forno petroquímico.

Caso CR045_400_05

As Tabelas 6.7 e 6.8 mostram que o modelo diferencial aplicado ao caso CR045_400_05 possui desempenho semelhante ao das aplicações aos casos CR000. Portanto, a superioridade do modelo integral em relação às informações de 1ª ordem foi ratificada pelo caso CR045_400_05.

Quanto ao perfil de Q''_{rc} , o gráfico da Figura 6.68 mostra que o modelo CR045_400_05_kela apresenta:

1. valor de pico de Q''_{rc} superior ao medido;
2. posição do valor de pico de Q''_{rc} à jusante do valor medido.

Portanto, o caso CR045_400_05 confirma a incapacidade do modelo diferencial fornecer informações de 2ª ordem confiáveis.

A Figura 6.68 e a Tabela 6.9 evidenciam a impossibilidade de validar modelos de 2ª ordem através de medidas integradas e pontuais. A análise isolada dos valores de fluxo de calor total líquido recebido pelas camisas d'água juntamente com o valor de $Q''_{rc,exp}(x_{max,Ftu})$ validaria, incorretamente, o modelo CR045_400_05_kela.

Comparação entre os casos CR000_400_05 e CR045_400_05

As Figuras 6.67 e 6.68 mostram que a mudança da condição de operação do caso CR000_400_05 para o caso CR045_400_05 teve como consequências:

- aumento do valor máximo de fluxo de calor total líquido recebido pelas camisas d'água de 35,0 kW/m^2 para 38,8 kW/m^2 ;
- diminuição da posição axial do valor máximo de Q''_{rc} de $x_{max,exp} = 1,75 m$ para $x_{max,exp} = 1,25 m$.

No entanto, estas alterações observadas nos dados experimentais não se refletiram nas simulações CR000_400_05_kel1a e CR045_400_05_kel1a, pois estas simulações apresentaram, respectivamente:

- valores máximos de $\dot{Q}''_{rc,exp}(x_{max,Flu})$ iguais a $44,9 \text{ kW/m}^2$ e $45,9 \text{ kW/m}^2$;
- valores de $x_{max,Flu}$ iguais a $1,65 \text{ m}$ e $1,60 \text{ m}$.

As causas para as diferenças de comportamento entre os perfis de $\dot{Q}''_{rc,exp}$ e $\dot{Q}''_{rc,Flu}$ em função do número de "swirl" podem ser as mesmas relatadas para os perfis de velocidades no caso C045.

Capítulo 8

CONCLUSÕES

O objetivo deste trabalho, aplicar as abordagens integral e diferencial à análise do desempenho de um determinado conjunto de queimador e forno petroquímico, foi satisfeito. A análise dos resultados de simulação do forno HTFS/NEL deixa claro que o método integral utilizado, 1 Zona de Gás de Hotél, é capaz de fornecer informações de 1º ordem confiáveis e; o método diferencial utilizado, baseado no código Fluent, não é capaz de fornecer informações de 1º e 2º ordem confiáveis. Estas avaliações foram obtidas através da comparação dos resultados de simulação com os respectivos dados experimentais referentes a diferentes condições de potência fornecida, excesso de ar e número de “swirl”.

A confiabilidade da abordagem integral para a predição de informações de 1º ordem, constatada para os casos específicos deste trabalho, pode ser generalizada para outros casos. Esta afirmação baseia-se no fato de que este método é antigo, conforme pode ser verificado através do trabalho de Hotél de 1967 [28], e suficientemente testado por projetistas de fornos petroquímicos. A equipe do IPT/AET, também possui um histórico de utilização deste método que confirma a sua confiabilidade.

A incapacidade da abordagem diferencial de fornecer informações de 1º e 2º ordem confiáveis, constatada neste trabalho, não pode ser generalizada. Esta avaliação é restrita aos modelos e às condições de operação do conjunto de queimador e forno utilizados neste trabalho. Para a generalização desta afirmação, seria necessário um número de publicações elevado com escopo e conclusão semelhantes ao do presente trabalho. Isto não ocorre pelos seguintes motivos:

1. não existem critérios suficientemente bem estabelecidos que caracterizem os problemas de combustão industrial de acordo com as necessidades de uma abordagem diferencial;

2. o espaço amostral das informações a respeito da confiabilidade das ferramentas

CFD é extremamente viável por trabalhos que apresentam apenas os resultados que estão de acordo com os dados experimentais.

A caracterização dos problemas de combustão industrial de acordo com as necessidade de uma abordagem diferencial pode ser dividida nas seguintes partes:

- Transferência de calor por radiação: suficientemente caracterizada pelos adimensionais do modelo de 1 Zona de Gás de Hottel;
- Transporte de quantidade de movimento, massa e energia através do escoamento: caracterizado de forma insuficiente pelos critérios de Thring; Newby [43], Becker; Hottel; Williams [6] e número de Swirl, S;
- fenômenos de reação e acoplamento reação turbulência: possível de ser avaliada apenas após a avaliação do transporte de quantidade de movimento, massa e energia.

Considerando que a determinação do campo de velocidades é necessária para a obtenção dos campos de fração de mistura e, por consequência, dos campos de concentração de espécies, de temperaturas e de fluxo de calor, tem-se que a caracterização do transporte de quantidade de movimento é a primeira restrição para o desenvolvimento da abordagem diferencial. Assim sendo, tem-se como sugestão de continuidade deste trabalho, o aperfeiçoamento dos critérios de Thring; Newby [43], Becker; Hottel; Williams [6] e número de Swirl, S.

Referências Bibliográficas

- [1] ARGAN, N., AND BEER, J., Eds. *FIRST ESTIMATES OF INDUSTRIAL FURNACE PERFORMANCE - THE ONE-GAS-ZONE MODEL REXAMI-NED* (1974), Scripta Book Company.
- [2] AMERICAN PETROLEUM INSTITUTE - API. *Burners for Fired Heaters in General Refinery Services*, 1 ed., July 1995.
- [3] ARIMA, M. APLICAÇÃO DO MÉTODO DE ZONAS A UM FORNO DE REFINO DE COBRE. Escola Politécnica - USP, São Paulo, 1998.
- [4] BALLESTER, J., DOPAZO, C., FUEYO, N., HERNÁNDEZ, M., AND VIDAL, P. Investigation of low NO_x strategies for natural gas combustion. *Fuel* 76, 5 (1997), 435-446.
- [5] BAUKAL JR, C. *HEAT TRANSFER in INDUSTRIAL COMBUSTION*. CRC Press LLC, 2000.
- [6] BECKER, H., HOTTEL, H., AND WILLIAMS, G. MIXING AND FLOW IN DUCTED TURBULENT JETS. *NINTH SYMPOSIUM (INTERNATIONAL ON COMBUSTION)* (1962), 7-20.
- [7] BELTAGUI, S. A., FUGGLE, R., AND KENBAR, A.M.A. AND RALSTON, T. Modelling a Gas-fired Furnace Using the PCOC Code. In *Eurotech direct '91: thermofluids engineering, European Engineering Research and Technology Transfer Congress* (July 1991), no. C413/054, pp. 51-58.
- [8] BELTAGUI, S. A., FUGGLE, R., AND RALSTON, T. AERODYNAMICS AND MIXING WITHIN THE QUART OF A VARIABLE-SWIRL BURNER. In *First European Conference on Industrial Furnaces and Boilers* (Lisbon, Mar. 1988).
- [9] BELTAGUI, S. A., FUGGLE, R., AND RALSTON, T. AN ISOTHERMAL STUDY OF THE AERODYNAMICS OF THE FLOW ISSUING FROM A VARIABLE-SWIRL BURNER. In *First World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics* (New York, Sept. 1988), R. Shah, E. Gamik, and T. Yang, Eds., Elsevier, pp. 1548-1555.

- [10] BELTAGUI, S. A., FUGLE, R., AND RALSTON, T. MEASUREMENTS AND PREDICTIONS OF HEAT TRANSFER IN THE NEL FURNACE. In *Second UK National Conference on Heat Transfer* (London, 1988), no. C163/88, Mechanical Engineering Publications, pp. 1219-1232.
- [11] BELTAGUI, S. A., MORAVEC, Z., AND KENBAR, A. M. A. PREDICTIONS OF FLOW COMBUSTION AND HEAT TRANSFER IN A NATURAL GAS FIRED FURNACE - VALIDATION OF COMBUSTION MODELS. Tech. Rep. RS1053, HTFS, 1999.
- [12] BEER, J. MINIMIZING NO_x EMISSIONS FROM STATIONARY COMBUSTION: REACTION ENGINEERING METHODOLOGY. *Chemical Engineering Science* 49, 24A (1994), 4067-4083.
- [13] BERMAN, H. FIRED HEATERS - 1. Finding the basic design for your application. *Chemical Engineering* (June 1978), 99-104.
- [14] BERMAN, H. FIRED HEATERS - 2. Construction materials, mechanical features, performance monitoring. *Chemical Engineering* (July 1978), 87-96.
- [15] BERMAN, H. FIRED HEATERS - 3. How combustion conditions influence design and operation. *Chemical Engineering* (Aug. 1978), 129-140.
- [16] BERMAN, H. FIRED HEATERS - 3. How to reduce your fuel bill. *Chemical Engineering* 2, 4 (Aug. 1978), 165-169.
- [17] BRASIL, N. Fornos de Refinarias de Petróleo e Petroquímicas. Tech. rep., CENPES - Petróbras, May 1984.
- [18] CHUI, E., AND RAITBY, G. Computation of Radiant Heat Transfer on a Non-Orthogonal Mesh Using the Finite-Volume Method. *Numerical Heat Transfer* 23 (1993), 269-288.
- [19] COPPALLE, A., AND VERVISCH, P. The Total Emissivities of High-Temperature Flames. *Combust. Flame* 49 (1983), 101-108.
- [20] FLUENT INCORPORATED. *FLUENT 5 Documentation*, 1999.
- [21] GARG, A. Optimize fired heater operations to save money. *Hydrocarbon Processing* (June 1997), 97-104.
- [22] GHOSH, H. Improve your Fired Heaters. *Chemical Engineering* (Mar. 1992), 116-122.
- [23] GUPTA, A.K. AND LILLEY, D.G. AND SYRED, N. *Swirl Flows*. Abacus Press, 1984.
- [24] HOTTEL, H. Radiant Heat Transmission Between Surfaces Separated by Non-Absorbing Media. *Transactions of the ASME FSP-53-196* (1931), 265-273.

- [25] HOTTEL, H. Flux Distribution around Tubes in the Radiant Section of Processing Furnaces. *Ind. Eng. Chem. Fundam.* 22, 2 (1983), 153-163.
- [26] HOTTEL, H., AND COHEN, E. Radiant Heat Exchange in a Gas-filled Enclosure: Allowance for Nonuniformity of Gas Temperature. *A.I.Ch.E. Journal* 4 (Mar. 1965), 3-14.
- [27] HOTTEL, H., AND KELLER, J. Effect of Reradiation on Heat Transmission in Furnaces and Through Openings. *Transactions of the ASME IS-55-6* (1933), 39-49.
- [28] HOTTEL, H., AND SAROFIM, A. *RADIATIVE TRANSFER*. McGraw-Hill Book Company, 1965.
- [29] HOTTEL, H., AND SAROFIM, A. THE EFFECT OF GAS FLOW PATTERNS ON RADIATIVE TRANSFER IN CILINDRICAL FURNACES. *International Journal Heat Mass Transfer* 8 (1965), 1153-1169.
- [30] HOTTEL, H., AND SAROFIM, A. The status of calculation of radiation from no-luminous flames. *Journal of the Institute of Fuel* (Sept. 1973), 295-300.
- [31] HSIEH, T., DHAM, W., AND DRISCOLL, J. Scaling Laws for NO_x Emission Performance of Burners and Furnaces from 30 Kw to 12 Kw. *Combustion and Flame* 114 (1998), 54-80.
- [32] JOHNSON, T., AND BEER, J. The zone method analysis of radiant heat transfer: a model for luminous radiation. *Journal of the Institute of Fuel* (Sept. 1973), 301-309.
- [33] KENBAR, A. M. A., BELTAGUI, S. A., AND MACCALLUM. EFFECT OF FUEL INJECTION MODES ON THE COMBUSTION PATTERN AND POLLUTANT FORMATION IN A GAS FIRED FURNACE. In *Second Int. Conf. on Comb. Tech. for Clean Environment* (Lisbon, Sept. 1993), vol. 2, pp. 19-28.
- [34] KENBAR, A. M. A., BELTAGUI, S. A., AND MACCALLUM, N. R. L. Combustion Aerodynamics of a Gas-Fired Furnace with Peripheral Fuel Injection. *Experimental Thermal and Fluid Science* 10 (1995), 335-346.
- [35] LOBO, W. Design of Furnaces With Flue Gas Temperature Gradients. *Chemical Engineering Progress* 70, 1 (Jan. 1974).
- [36] MURTHY, Y., AND MATUR, S. A Finite Volume Method For Radiative Heat Transfer Using Unstructured Meshes. *AIAA* 98, 0860 (Jan. 1998).
- [37] PATANKAR, S. V. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. Hemisphere, 1980.
- [38] PIERI, G., SAROFIM, A., AND HOTTEL, H. Radiant heat transfer in enclosures: extension of Hottel-Cohen zone method to allow for concentration gradients. *Journal of the Institute of Fuel* (Sept. 1973).

- [39] RAITHYB, G., AND CHUI, E. A Finite-Volume Method for Predicting a Radiant Heat Transfer in Enclosures with Participating Media. *J. Heat Transfer* 112 (1977), 415-423.
- [40] RHINE, J. M. AND TUCKER, R. J. *Modelling of Gas Fired Furnaces and Boilers*. British Gas, 1991.
- [41] SMITH, T., AND FRIEDMAN, J. Evaluation of Coefficients for the Weighted Sum of Gray Gases Model. *J. Heat Transfer* 104 (1982), 602-608.
- [42] SOUSA, F., AND ARIMA, M. Simulação da Operação de um Forno de Refino de Cobre Utilizando o Método de Zonas para o Cálculo das Potências Trocadas por Radiação. In *7th Brazilian Congress of Engineering and Thermal Sciences* (Rio de Janeiro, novembro 03-06 1998), vol. 1, pp. 335-346.
- [43] THRING, M., AND NEWBY, M. COMBUSTION LENGTH ENCLOSED TURBULENT JET FLAMES. *FOURTH SYMPOSIUM (INTERNATIONAL) ON COMBUSTION* (1952), 789-796.
- [44] WEBER, R., PETERS, A., BREITHAUPT, P., AND VISSER, B. Mathematical Modeling of Swirling Flames of Pulverized Coal: What Can Combustion Engineers Expect From Modeling? *Journal of Fluids Engineering* 117 (June 1995), 289-297.
- [45] WOODARD, A. Upgrading Process Heater Efficiency. *Chemical Engineering Progress* 71.
- [46] WYLEN, G.V. AND SONNTAG, R. AND BORGNAKKE, C. *FUNDAMENTALS OF CLASSICAL THERMODYNAMICS*. John Wiley & Sons, Inc., 1994.