

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA QUÍMICA
ÁREA DE CONCENTRAÇÃO: DESENVOLVIMENTO DE PROCESSOS
QUÍMICOS

Modelagem Fenomenológica e Simulação
Bidimensional de Ciclones por Técnicas da
Fluidodinâmica Computacional

AUTOR: Henry França Meier

ORIENTADOR: Prof. Dr. Milton Mori

Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Química como parte dos requisitos para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Química

03/98



5812105

UNIDADE	BC
N.º CHAMADA:	
V.	Ex
TOMBO BC:	33912
PROD:	395198
C	<input type="checkbox"/>
D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO:	R\$ 11,00
DATA:	20/05/98
N.º CPD:	

CM-00112963-3

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

M475m Meier, Henry França
Modelagem fenomenológica e simulação
bidimensional de ciclones por técnicas da fluidodinâmica
computacional. / Henry França Meier.--Campinas, SP:
[s.n.], 1998.

Orientador: Milton Mori.
Tese (doutorado) - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Química.

1. Ciclones. 2. Dinâmica dos fluidos. 3. escoamento
multifásico. 4. Escoamento turbulento. I. Mori, Milton.
II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de
Engenharia Química. III. Título.

Tese de Doutorado defendida e aprovada no dia 12 de Março de 1998 pela banca examinadora constituída pelos professores doutores:

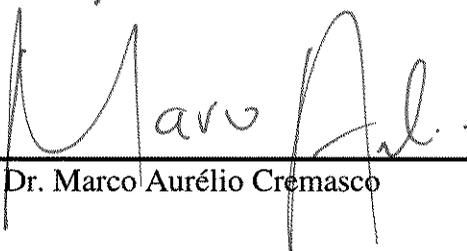


Prof. Dr. Milton Mori

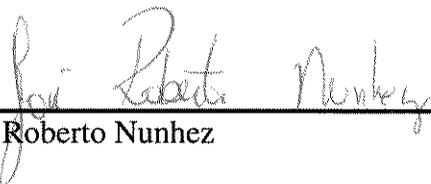
Orientador



Prof. Dr. Renato Machado Cotta



Prof. Dr. Marco Aurélio Cremasco



Prof. Dr. José Roberto Nunhez



Prof. Dr. Reginaldo Guirardello

Esta versão corresponde a redação final da Tese de Doutorado em Engenharia Química defendida pelo Eng. Henry França Meier e aprovada pela Comissão Julgadora em 12 de Março de 1998.



Prof. Dr. Milton Mori

Orientador

Dedicatória:

Dedico este trabalho:

à Adriana, minha amada mulher, que pela quinta vez se viu diante de uma reestruturação total de seus projetos de vida para me acompanhar nessa, digamos, árdua trajetória de aprendiz de cientista;

à minha filha Inajá pela sua competência em se adaptar a todas as situações da vida e sempre, com pureza, tirar proveito delas;

à minha filha Lamê , filha hiperativa que tanto me fez rir e chorar com suas travessuras e inteligência excepcional;

à memória de meu pai, Harry, que sempre me apoiou mas que infelizmente não teve tempo suficiente para saborear o final desse ensaio;

e, à memória de meu amigo Gerardus que tantas e tantas vezes me inspirou com suas “viagens” científicas e que tão cedo se foi...

Agradecimentos

À minha esposa Adriana e as minhas filhas Inajá e Iamê que, com compreensão, garantiram a minha ausência necessária à realização desse trabalho.

Ao meu orientador, Prof. Milton Mori, que sobretudo foi um grande amigo.

À minha Universidade de origem, Universidade Regional de Blumenau, que possibilitou meu afastamento integral para o doutoramento.

À UNICAMP e a FEQ pela estrutura.

À CAPES pela bolsa PICD de doutoramento.

Ao Prof. Marco Aurélio Cremasco pelas discussões intermináveis sobre o escoamento ciclônico.

À FAPESP e à PETROBRAS S.A. pelo suporte financeiro ao projeto.

Aos colegas do Laboratório de Modelagem e Simulação de Processos Químicos pela companhia, pelos cafés e pelas brincadeiras e gargalhadas que me deram forças para executar esse trabalho.

Ao amigo Jailson, pelas discussões e pela amizade.

Ao amigos da UFPR Carlos, Luiz Fernando e Kaska pela amizade e pelo suporte técnico em informática.

Ao Ernesto, pelas dicas no Word “for nothing” e pelos desenhos do ciclone.

Aos colegas do DEQ/FURB, Amilcar, Chivas, Edelberto, Griseldes, Láercio, Márcia, Pablo e Sávio, que garantiram minha ausência no Departamento.

Aos colegas da PETROBRAS, Waldir, Kenzo, Mozart e Walmor, pelas discussões e sugestões para esse trabalho.

Aos amigos Hélvio e Júlia, José Ricardo e Ana, Cláudio e Cibele, pelo apoio nos momentos difíceis.

E a todos aqueles que de alguma forma contribuíram para a realização desse trabalho.

*Para mim basta contemplar o mistério
da vida consciente perpetuando-se
pela eternidade, refletir sobre a
maravilhosa estrutura do universo
que mal conseguimos vislumbrar,
e tentar humildemente compreender
uma parte ainda que infinitesimal
da inteligência manifesta na natureza.*

Albert Einstein

Sumário

1-INTRODUÇÃO	1
1.1-Motivação pelo Tema	1
1.2-Objetivos Específicos	4
1.3-Temática da Dissertação	5
2-REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1-Resenha do Material Consultado	7
2.2-Pontos de Investigação	16
3-MODELAGEM MATEMÁTICA	19
3.1-Desenvolvimento do Modelo Geral	19
3.2-Hipóteses Preliminares para o “Fechamento” do Modelo	29
3.2.1-Forças Flutuantes Secundárias	29
3.2.2-Modelos de Turbulência	30
Histórico	30
Modelo de Zero Equações	32
Modelo de Duas Equações	34
Modelo para o Fluxo turbulento de Massa	36
3.2.3-Equação Constitutiva para as Forças de Interação entre as Fases	37
3.3-Modelo Euleriano-Euleriano Multifásico Bidimensional (EEMB)	38
3.3.1-Equações de Conservação	39
3.3.2-Relações de Fechamento	43
Modelos de Turbulência	43
Modelo Constitutivo para o Coeficiente de Interface	46
Propriedades Físicas e de Transporte	47
Propriedades Geométricas	48
Modelo de Entrada Bidimensional	50
Funções de Parede	51

Condições Iniciais e de Contorno	53
3.4-Modelo Euleriano Monofásico Bidimensional (EMB)	56
3.5-Modelo Euleriano-Euleriano Bifásico Bidimensional (EEBB)	59
3.6-Modelo Euleriano-Euleriano-Lagrangeano Bidimensional (EELB)	63
4-MÉTODOS NUMÉRICOS	67
4.1-Equação Geral de Discretização	68
4.2-Esquemas de Interpolação	74
4.3-Acoplamento Pressão-Velocidade	76
4.4-Relaxações e Transiente Distorcido	79
4.5-Solução Iterativa das Equações Algébricas	80
4.6-Malha Numérica	82
4.7-Tratamento Discreto dos Contornos	85
4.8-Solução do Sistema de Equações Diferenciais Ordinárias de Valor Inicial do Modelo EELB	87
4.9-Algoritmo Numérico	89
5-O CÓDIGO CFD	91
5.1-Programa de Testes	91
5.2-O Programa CICLO	104
5.3-Algumas Conclusões	109
6-ESCOAMENTO DE GÁS EM CICLONES: EXPERIMENTOS NUMÉRICOS COM O MODELO EMB	110
6.1-Casos de Teste	112
6.2-Análise de Convergência das Soluções Numéricas	114
6.2.1-SIMPLE versus SIMPLEC	114
6.2.2-UPWIND versus WUDS	118
6.2.3-Solução Independente da Concentração da Malha Numérica	120
6.3-Validação do Modelo EMB	124
6.3.1-Caso 1	124
6.3.2-Caso 2	126
6.3.3-Caso 3	128
6.3.4-Caso 4	129
6.4-Visualização Científica dos Resultados	131
6.4.1-Caso 1	131
6.4.2-Caso 2	136

6.4.3-Caso 3	141
6.4.4-Caso 4	147
6.5-Comparação entre Modelo Isotrópico e Anisotrópico	151
6.6-Efeitos do Sistema de Coleta de Sólidos sobre o Campo de Escoamento do Gás	159
6.7-Avaliação das Condições de Parede para a Velocidade Tangencial	164
6.8-Algumas Conclusões	167
7-ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO EM CICLONES: EXPERIMENTOS NUMÉRICOS COM OS MODELOS EEBB E EELB	168
7.1-Características Fenomenológicas do Modelo EEBB	169
7.2-Características Fenomenológicas do Modelo EELB	171
7.3-Casos de Teste	172
7.4-Experimentos Numéricos com o Modelo EEBB	174
7.4.1-Comportamento da Solução Numérica	174
7.4.2-Validação do Modelo	177
7.4.3-Visualização Científica dos Resultados do Modelo EEBB	185
7.5-Experimentos Numéricos com o Modelo EELB	188
7.5.1-Resultados do Modelo EEBB	188
7.5.2-Predição da Trajetória das Partículas e da Curva de Eficiência com o Modelo EELB	195
7.6-Algumas Conclusões	198
8-CONCLUSÕES E SUGESTÕES	200
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	204

Resumo

MEIER, Henry França, *Modelagem Fenomenológica e Simulação Bidimensional de Ciclones por Técnicas da Fluidodinâmica Computacional*. Faculdade de Engenharia Química, Universidade Estadual de Campinas, 1998, Tese (Doutorado).

Apresenta-se neste trabalho uma modelagem matemática fenomenológica baseada nos princípios de conservação da massa e da quantidade de movimento sob a ótica das médias volumétricas, e generalizada para representar o escoamento multifásico vorticial em ciclones. Discute-se as hipóteses simplificadoras necessárias para o tratamento de correlações entre propriedades flutuantes resultantes da decomposição de Reynolds, aplicada como premissa estatística para o tratamento da turbulência. O modelo geral é particularizado a partir de hipóteses adicionais, dando origem a três modelos distintos. O primeiro, dedicado à simulação do escoamento de ar isento de particulados –Modelo Euleriano Monofásico Bidimensional (EMB)–, considera que a fase sólida não exerce influência sobre a fase gasosa, e é adequado para analisar fenômenos como alta preservação de vorticidade, reversão do escoamento, zonas de recirculação, anisotropia dos tensores de Reynolds e efeitos do sistema coletor de sólidos sobre o campo de escoamento do gás. O segundo, considera que as partículas podem ser caracterizadas como esféricas e com um diâmetro constante, e que o aglomerado de partículas comporta-se como um fluido inviscido sob um referencial Euleriano –Modelo Euleriano-Euleriano Bifásico Bidimensional (EEBB)–, e permite a atribuição de efeitos da fase sólida sobre a gasosa, como a atenuação do escoamento vorticial e a conseqüente redução da queda de pressão. Isto possibilita a avaliação da queda de pressão em ciclones. E, finalmente, a terceira versão acopla o modelo EEBB com um modelo Lagrangeano –Modelo Euleriano-Euleriano-Lagrangeano Bidimensional (EELB)–, e possibilita a predição da trajetória das partículas dependendo do seu diâmetro e de sua posição inicial na entrada do ciclone, a partir de um campo de escoamento do gás obtido sob a influência da fase particulada. Com o conhecimento das trajetórias para cada diâmetro de partícula tem-se o ferramental necessário à predição da curva de eficiência de coleta e da eficiência global do ciclone. Foi desenvolvido um programa computacional baseado na aplicação do método dos volumes finitos com acoplamento pressão-velocidade do tipo SIMPLE e malha numérica desencontrada, para a solução segregada das equações provenientes do três modelos. O programa foi inicialmente submetido a uma bateria de testes visando a obtenção de experiência numérica e para evitar a introdução de erros de programação. A partir daí, escolheu-se um conjunto de experimentos numéricos como tentativa para validar os modelos e analisar os principais fenômenos associados ao escoamento vorticial em ciclones. Os principais resultados mostram que a metodologia empregada, baseada nas técnicas da fluidodinâmica computacional, mostra-se apta aos estudos de melhoria de performance de ciclones, quantificada, principalmente, por reduzida queda de pressão e alta eficiência de coleta.

Palavras Chaves:

Ciclone, Fluidodinâmica Computacional, Volumes Finitos, Escoamento Gás-Sólido.

Abstract

MEIER, Henry França, *Mathematical Modeling and Two-Dimensional Simulation of Cyclones by Computational Fluid Dynamics* : School of Chemical Engineering, University State of Campinas, 1998, Thesis (Doctorate).

This work presents a mathematical modeling based on the principles of mass and momentum conservation with the volumetric average point of view, and generalized to represent the multiphase flow in cyclones. It also discusses the hypotheses necessary for fluctuating properties treatment, due to Reynolds decomposition applied as statistical treatment of the turbulence. The general model is particularized from additional hypotheses resulting in three different models. The first, dedicated to the gas flow in cyclones - Two-Dimensional Eulerian Model for Gas (EMB) -, the solid phase has not influence on the gas phase, and it is adapted to dealing phenomena such as high vorticity preservation, reversion of the flow, circulation zones, anisotropic behavior of the Reynolds stress and effects of dust collection system on the gas flow. The second, assumes spherical particles with an average diameter, and the agglomerate of particles behaves such as an inviscid fluid in the Eulerian reference - Two-Dimensional and Two-phase Model for Gas-Solid Flow (EEBB) -, the model permits the attribution of solid phase effects on the gas phase, as the attenuation of the vortex flow, and the pressure drop reduction. With this model it is possible to predict the pressure drop in cyclones. And, finally, the third version couples the model EEBB with a Lagrangian model - Eulerian-Eulerian-Lagrangean Two-Dimensional Model (EELB) -, and it permits the prediction of the particle trajectories as a function of its diameter, and initial position in the entrance of the cyclone, from a field of the gas flow obtained with the EEBB model. With the knowledge of the trajectories for each particle diameter it is possible to predict the collection efficiency curve, and the global efficiency in cyclones. A computational code was developed based on the application of the finite volume method with pressure-velocity coupling like SIMPLE method and staggered grids, with a numerical procedure for the segregated solution of the algebraic equations of the three models. The program was initially submitted to a battery of tests to obtain numeric experience, and to avoid the introduction of programming mistakes. Starting from there, it was chosen the numeric experiments as attempt to validate the models and to analyze the main phenomena in the multiphase flow in cyclones. The main results show that the methodology proposed based in the computational fluid dynamics techniques, is a good tool for studies of improvement of cyclones performance, quantified mainly by reduced pressure drop and high collection efficiency.

Key Words:

Cyclone, Computational Fluid Dynamics, Finite Volume Method, Gas-Solid Flow.

Lista de Figuras

1.1-Ciclone e suas características fenomenológicas	2
3.1-Organograma dos constituintes do modelo fluidodinâmico	38
3.2-Desenho esquemático de um ciclone	49
3.3-Ilustração da transformação da entrada assimétrica para uma entrada simétrica	50
4.1-Representação de um volume de controle genérico	69
4.2- Ilustração em linhas e colunas do domínio de cálculo	81
4.3-Ilustração da malha numérica desencontrada	84
4.4-Volumes e pontos deslocados na malha desencontrada	85
4.5-Conexões entre os procedimentos para cada modelo	90
5.1-Influência dos fatores de relaxação sobre a convergência da solução para o Caso Teste 1	95
5.2-Convergência da solução frente a concentração da malha para o Caso Teste 1	95
5.3-Comparação entre a solução numérica e a solução analítica (Caso Teste 1)	96
5.4-Convergência da solução frente a concentração da malha para o Caso Teste 2	97
5.5-Comparação entre a solução numérica e a solução analítica (Caso Teste 2)	98
5.6-Variação axial da pressão no Caso Teste 3	99
5.7-Linhas de Corrente no escoamento através de uma placa de orifício	99
5.8-Convergência para o Caso Teste 4	101
5.9-Dinâmica da fração volumétrica de sólidos (Caso Teste 4)	102
5.10-Perfis de velocidade numéricos e experimentais (Caso Teste 4)	102
5.11-Dinâmica da formação do perfil de fração volumétrica no escoamento gás-sólido em um tubo vertical (Caso Teste 4)	103
5.12-Tela inicial do programa CICLO	105
5.13-Tela de criação e alteração do arquivo de malha numérica (Pré-Processamento)	106
5.14-Tela de criação e alteração do arquivo de malha numérica (continuação)	106
5.15-Tela de criação e alteração do arquivo de caso (Processamento)	107

5.16-Tela de criação e alteração do arquivo de caso (continuação)	107
5.17-Tela de acompanhamento da solução	108
5.18-Tela de acompanhamento da solução (continuação)	108
6.1-Parâmetros numéricos para os Casos 1 a 4 com acoplamento do tipo SIMPLE	115
6.2-Parâmetros numéricos para os Casos 1 a 4 com acoplamento do tipo SIMPLEC	115
6.3-Norma euclideana e máximo resíduo para os estudos de caso 1 a 3, com SIMPLE ou SIMPLEC e UPWIND para ambos	117
6.4-Norma euclideana e máximo resíduo para o estudo caso 4, com SIMPLE ou SIMPLEC e UPWIND para ambos	118
6.5-Curvas de convergência em função dos esquemas de interpolação UPWIND e WUDS	119
6.6-Perfis radiais de velocidade tangencial obtidos com os esquemas UPWIND e WUDS, para os Casos de 1 a 4	120
6.7-Análise de dependência da solução com a concentração da malha	122
6.8-Velocidade tangencial como função da concentração da malha para o Caso 2	123
6.9-Velocidade tangencial: numérico versus experimental (Caso 1)	125
6.10-Velocidade axial: numérico versus experimental (Caso 1)	126
6.11-Velocidade tangencial: numérico versus experimental (Caso 2)	127
6.12- Velocidade axial: numérico versus experimental (Caso 2)	128
6.13-Velocidade tangencial: numérico versus experimental (Caso 3)	129
6.14-Velocidade tangencial: numérico versus experimental (Caso 4)	130
6.15-Mapa de velocidade tangencial para o Caso 1	132
6.16- Mapa de velocidade axial para o Caso 1	132
6.17-Mapa de velocidade radial para o Caso 1	133
6.18-Mapa de pressão para o Caso 1	134
6.19-Mapa de energia cinética turbulenta para o Caso 1	135
6.20-Mapa de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para o Caso 1	136
6.21-Mapa de velocidade tangencial para o Caso 2	137
6.22-Mapa de velocidade axial para o Caso 2	137
6.23-Mapa de velocidade radial para o Caso 2	139
6.24-Mapa de pressão para o Caso 2	139
6.25-Mapa de energia cinética turbulenta para o Caso 2	140
6.26-Mapa de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para o Caso 2	141
6.27-Mapa de velocidade tangencial para o Caso 3	143

6.28-Mapa de velocidade axial para o Caso 3	143
6.29-Mapa de velocidade radial para o Caso 3	144
6.30-Mapa de pressão para o Caso 3	145
6.31-Mapa de energia cinética turbulenta para o Caso 3	146
6.32-Mapa de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para o Caso 3	146
6.33-Mapa de velocidade tangencial para o Caso 4	147
6.34- Mapa de velocidade axial para o Caso 4	148
6.35-Mapa de velocidade radial para o Caso 4	148
6.36-Mapa de pressão para o Caso 4	149
6.37-Mapa de energia cinética turbulenta para o Caso 4	149
6.38-Mapa de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para o Caso 4	150
6.39-Gráfico de vetores para o modelo EMB isotrópico e anisotrópico, respectivamente (Caso 1)	152
6.40-Gráfico de vetores para o modelo EMB isotrópico e anisotrópico, respectivamente (Caso 4)	152
6.41-Comparação EMB isotrópico, anisotrópico e dados experimentais (Caso 1)	153
6.42-Comparação EMB isotrópico, anisotrópico e dados experimentais (Caso 4)	154
6.43-Mapa de viscosidade turbulenta no modelo EMB isotrópico para o Caso 1	155
6.44-Mapa de viscosidade turbulenta no modelo anisotrópico para o Caso 1 com $k-\epsilon$	156
6.45-Mapa de viscosidade turbulenta no modelo anisotrópico para o Caso 1 com Prandtl	156
6.46-Mapa de viscosidade turbulenta no modelo EMB isotrópico para o Caso 4	157
6.47-Mapa de viscosidade turbulenta no modelo anisotrópico para o Caso 4 com $k-\epsilon$	157
6.48-Mapa de viscosidade turbulenta no modelo anisotrópico para o Caso 4 com Prandtl	158
6.49-Gráfico de vetores para o Caso 2 sem e com a presença do “hopper”	160
6.50-Gráfico de vetores para o Caso 3 sem e com a presença do “hopper”	160
6.51-Queda de pressão com e sem a presença do “hopper” para os Casos 2 e 3	161
6.52-Influência do “hopper” na velocidade tangencial (Caso 2)	162
6.53-Influência do “hopper” na velocidade tangencial (Caso 3)	162
6.54-Mapas de velocidade tangencial sem e com o “hopper” para o Caso 3	163
6.55-Perfis radiais de velocidade tangencial e condições de parede para o Caso 2	165
6.56-Perfis radiais de velocidade tangencial e condições de parede para o Caso 3	165
7.1-Esquema das posições iniciais das partículas no modelo Lagrangeano	171

7.2-Tempo computacional em função do modelo	176
7.3-Eficiência global de coleta em função do tempo distorcido	176
7.4-Correção da função de parede com a razão de carga	178
7.5-Caso 5: perfis radiais de velocidade tangencial	179
7.6-Caso 6: perfis radiais de velocidade tangencial	179
7.7-Norma euclideana como função do número de iterações para o Caso 6, com suas variantes na condição de parede para a velocidade tangencial	181
7.8-Eficiência global de coleta como função do tempo distorcido para o Caso 6, com suas variantes na condição de parede para a velocidade tangencial	181
7.9-Perfis de fração volumétrica de sólidos para o Caso 5	182
7.10-Perfis de fração volumétrica de sólidos para o Caso 6	183
7.11-Queda de pressão com os modelos EMB e EEBB para os Casos 5 e 6	184
7.12-Queda de pressão como função da condição de contorno na parede para a velocidade tangencial	184
7.13-Mapa de fração volumétrica de sólidos (Caso 5)	185
7.14-Mapa de velocidade tangencial da fase gasosa (Caso 5)	186
7.15-Mapa de velocidade axial da fase gasosa (Caso 5)	187
7.16-Mapa de pressão (Caso 5)	188
7.17-Norma euclideana versus número de iterações para o Caso 7	190
7.18-Eficiência de coleta em função do tempo distorcido (Caso 7)	190
7.19-Mapa de fração volumétrica da fase sólida (Caso 7)	191
7.20-Mapa de velocidade tangencial da fase gasosa (Caso 7)	192
7.21-Mapa de velocidade tangencial da fase sólida (Caso 7)	192
7.22-Mapa de velocidade axial da fase gasosa (Caso 7)	193
7.23-Mapa de velocidade axial da fase sólida (Caso 7)	194
7.24-Mapa de pressão (Caso 7)	195
7.25-Trajetórias das partículas de diâmetro 0,5 e 1,0 micra obtidas com o modelo Lagrangeano sem dispersão acoplado ao modelo EMB para para fase gasosa (modelo determinístico)	196
7.26-Trajetórias das partículas de diâmetro 0,5 e 1,0 micra obtidas com o modelo Lagrangeano com dispersão, acoplado ao modelo EMB para para fase gasosa (modelo estocástico)	197
7.27-Trajetórias das partículas de diâmetro 0,5 e 1,0 micra obtidas com o modelo EELB com dispersão turbulenta sobre a fase sólida	198

Lista de Tabelas

3.1-Constantes do modelo k- ϵ	36
3.2-Forma compacta do modelo EEMB	42
3.3-Forma compacta e normalizada do modelo k- ϵ	45
3.4-Propriedades físicas e de transporte das fases	47
3.5-Definições geométricas dos ciclones	48
3.6-Forma compacta do modelo EMB	56
3.7-Termos fonte para o modelo EMB	57
3.8-Condições de contorno para o modelo EMB	58
3.9-Forma compacta do modelo EEBC	60
3.10-Termos fonte para o modelo EEBC para a fase gasosa	61
3.11-Termos fonte para o modelo EEBC para a fase sólida	61
3.12-Condições de contorno para a fase sólida no modelo EEBC	62
3.13-Forma compacta do modelo Lagrangeano	63
4.1-Relação de procedimentos que compõem o algoritmo numérico	89
5.1-Estudos de caso e padrões de escoamento para o programa de testes	92
6.1-Estudos de caso e suas características	113
6.2-Características da Malha Numérica 1	114
6.3-Queda de pressão e tempo computacional em função da concentração da malha	122
6.4-Máximos valores da viscosidade turbulenta	155
7.1-Características dos Casos 5, 6 e 7	173
7.2-Propriedades geométricas do Caso 7	174

Nomenclatura

Letras Latinas

- A área
- a coeficiente da equação de discretização
- B coeficiente de interface
- b fonte de massa e parâmetro geométrico
- C constante e operador convecção
- c constante
- D** tensor taxa de deformação
- D diâmetro e operador difusão
- d diâmetro da partícula
- E rugosidade da parede e ponto leste da malha
- e coeficiente de restituição
- F** vetor força
- f fração volumétrica
- G geração de energia cinética turbulenta
- g campo gravitacional
- I** tensor identidade
- j fase genérica
- k energia cinética turbulenta
- L** comprimento
- l comprimento de mistura
- m razão de carga
- N** número de experimentos idênticos e ponto norte da malha

n	número de fases
P	ponto central do volume de controle
p	pressão
Q	fluxo volumétrico
q	escala de velocidade
R	raio da seção cilíndrica do ciclone
r	coordenada radial
S	termo fonte e ponto sul da malha
T	tensor tensão
t	tempo
u	velocidade radial
V	volume
v	vetor velocidade
v	velocidade tangencial
W	ponto oeste da malha
w	velocidade axial
X	coordenada espacial genérica
y	distância normal as paredes
z	coordenada axial

Letras Gregas

α	coeficiente que define o esquema de interpolação nos termos convectivos e inclinação do ciclone
β	coeficiente que define o esquema de interpolação nos termos difusivos
ε	taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
ϕ	propriedade escalar genérica
Γ	coeficiente de difusão/dispersão
γ	propriedade genérica
η	eficiência global de coleta
κ	constante de Karman

λ	coeficiente de relaxação
μ	viscosidade dinâmica
ν	viscosidade cinemática
π	número pi
θ	coordenada tangencial
ρ	massa específica
σ	componente de tensão normal
τ	componente de tensão e tempo adimensional
ξ	propriedade genérica
ψ	esfericidade
ζ	número randômico entre 0 e 1

Constantes e Parâmetros

C_1	constante do modelo k- ϵ (1,44)
C_2	constante do modelo k- ϵ (1,92)
C_μ	constante do modelo k- ϵ (0,09)
C_d	coeficiente de arraste gás-sólido
σ^k	constante do modelo k- ϵ (1,00)
σ^ϵ	constante do modelo k- ϵ (1,30)
E	rugosidade da parede lisa (9,00)
l	comprimento de mistura do modelo de Prandtl (0,028 – 0,034)
κ	constante de Karman (0,4)
I_D	primeiro invariante do tensor taxa de deformação
II_D	segundo invariante do tensor taxa de deformação
III_D	terceiro invariante do tensor taxa de deformação

Superescritos

'	indica flutuação
—	indica propriedade média temporal
T	indica operação matricial de transposição
ef	valor efetivo
(l)	laminar
(t)	turbulento
ϕ_k	associado a variável ϕ_k

Subscritos

c	relativo a seção cilíndrica do ciclone e ao ciclone
co	relativo a seção cônica do ciclone
b	relativo ao sistema coletor de sólido
L	relativo ao tubo de saída de sólido
k	relativo a fase genérica k
res	resistiva
j	relativo a fase genérica j
r	direção radial
z	direção axial
θ	direção tangencial
ref	referência
en	relativo a entrada do ciclone
s	fase sólida
g	fase gasosa
p	partícula
2D	bidimensional
3D	tridimensional
N	relativo ao ponto situado ao norte do ponto P
n	relativo a face norte do volume de controle

S	relativo ao ponto situado ao sul do ponto P
s	relativo a face sul do volume de controle ou ao tubo de saída de gás
E	relativo ao ponto situado a leste do ponto P
e	relativo a face leste do volume de controle
W	relativo ao ponto situado ao oeste do ponto P
w	relativo a face oeste do volume de controle ou representa proximidade as paredes
P	relativo ao ponto P da malha
d	indica adimensionalidade

Grupos Adimensionais

L_d	adimensional de comprimento (r_{ref}/z_{ref})
Re	número de Reynolds ($\rho v x/\mu$)
Γ	coeficiente de difusão/dispersão ($1/Re$)
T_r	tempo de relaxação no modelo Lagrangeano ($v_{ref}^2/(B_{g,s}r_{ref})$)

Abreviações

CFD	denominação dada à área da Fluidodinâmica Computacional (“Computational Fluid Dynamics”)
SIMPLE	algoritmo de acoplamento pressão velocidade
SIMPLEC	algoritmo de acoplamento pressão-velocidade SIMPLE consistente
EMB	modelo Euleriano Monofásico Bidimensional
EEBB	modelo Euleriano-Euleriano Bifásico Bidimensional
EELB	modelo Euleriano-Euleriano-Lagrangeano Bidimensional
EEMB	modelo Euleriano-Euleriano Multifásico Bidimensional
WUDS	esquema de interpolação (“Weigth Upstream Diference Scheme”)
QUICK	esquema de interpolação
UPWIND	esquema de interpolação
CICLO	denominação dada o código CFD desenvolvido nesse trabalho
FEQ	Faculdade de Engenharia Química

LMSPQ Laboratório de Modelagem e Simulação de Processos Químicos
TEACH código CFD comercial
PHOENIX código CFD comercial
CFX código CFD comercial
LDV equipamento para medir campo de velocidade através de laser (“Laser Doppler Velocimeter”)
PENTIUN processador utilizado para a realização dos cálculos

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Motivação pelo Tema

Ciclones vem sendo utilizados como equipamento de separação gás-sólido pela indústria de processos desde o início deste século. Os principais motivos do sucesso de sua ampla aplicabilidade são a sua simplicidade de construção e manutenção, sua alta eficiência de coleta para partículas com diâmetro superior a 5 μm e, também, a possibilidade de aplicações em condições severas de temperatura e de pressão. Em contrapartida à simplicidade dos ciclones está seu comportamento fluidodinâmico que apresenta fenômenos como alta preservação do vórtice, zonas de reversão do escoamento, regiões de recirculação, contato gás-sólido, alta intensidade de turbulência entre outros.

A Figura 1.1, sugerida por Ogawa (1997), ilustra um ciclone típico e suas características fenomenológicas. A suspensão gás-sólido entra no ciclone por uma entrada tangencial e inicia um escoamento giratório numa seção anular, compreendida entre o tubo de saída e o corpo do ciclone. Devido à ação centrífuga do escoamento giratório, as partículas maiores migram em direção à parede externa do ciclone. Algumas, menores, atingem a parede interna do tubo de saída e, praticamente, deslizam coladas à parede. O mesmo movimento é observado nas partículas adjacentes à parede externa. No entanto, apresentam comportamento resultante do choque com a parede e com outras partículas. O gás, por sua vez, inicia um escoamento giratório com alta velocidade, promovendo um significativo incremento na intensidade de

turbulência. Este incremento de turbulência promove uma dispersão de quantidade de movimento que, associado às parcelas convectivas e suas resultantes como força centrífuga e de coreolis, conduzem ao movimento giratório com reversão de fluxo e preservação de vorticidade. Devido a efeitos de geometria e aqueles decorrentes desse complexo comportamento fluidodinâmico, o gás apresenta ainda regiões de recirculação que elevam o tempo de residência das partículas e provocam, devido à frequência dos choques com a parede, erosão na estrutura metálica dos ciclones.

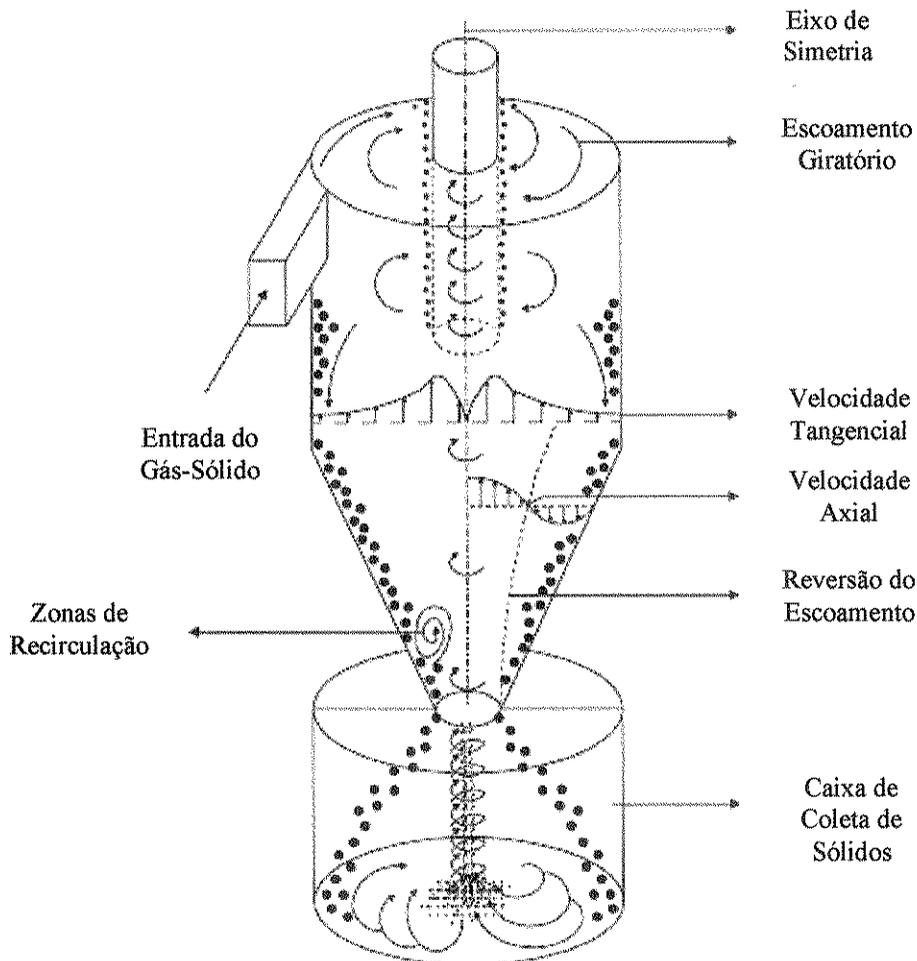


Figura 1.1-Ciclone e suas características fenomenológicas.

A literatura tem apresentado um grande número de trabalhos que visam a predição da queda de pressão e da eficiência de coleta em ciclones. Estes trabalhos são em grande parte empíricos e/ou semi-empíricos e possibilitam, com relativo sucesso, o dimensionamento e a mudança de escala destes equipamentos. Entretanto, como as informações experimentais são

obtidas numa faixa restrita de condições operacionais e geométricas, os modelos empíricos e semi-empíricos se limitam a gerar dados de avaliação e projeto para condições experimentais não muito diferentes daquelas que geraram os dados para a corroboração dos modelos. Além disso, novas aplicações de ciclones como reatores, secadores e como equipamentos de recuperação de catalisadores com alto valor agregado, iniciaram uma nova fase no estudo dos ciclones. As informações de queda de pressão e eficiência de coleta são insuficientes para um estudo de otimização de performance de ciclones. Hoje é necessário um perfeito entendimento da fluidodinâmica nos ciclones para tratar de problemas de engenharia que envolvem alto grau de precisão como é o caso, por exemplo, da recuperação de catalisadores nas unidades de craqueamento catalítico de petróleo. Neste caso, a eficiência global de coleta é da ordem de 99,99 % e qualquer incremento neste valor traz um benefício substancial em face às quantidades utilizadas de catalisador e ao seu alto valor agregado. Sendo assim, qualquer afirmação ou iniciativa no que tange a modificações estruturais ou operacionais visando um incremento de performance deve, necessariamente, ser amparada em um profundo conhecimento da fluidodinâmica de ciclones.

Com o avanço dos computadores e das técnicas numéricas, especialmente do método dos volumes finitos, iniciou-se uma nova fase no estudo dos ciclones: a simulação via técnicas da fluidodinâmica computacional. A aplicação destas vem proporcionando análises de fenômenos que com as técnicas empíricas e semi-empíricas eram impossíveis.

A maioria dos modelos utilizados para a simulação de ciclones a partir das técnicas da fluidodinâmica computacional considera que a fase descontínua não possui influência significativa sobre o campo de escoamento da fase contínua e que, portanto, para situações de escoamento em fase diluída, essa influência pode ser negligenciada. No entanto, é notoriamente confirmado através de estudos experimentais que a fase descontínua, mesmo em pequenas quantidades, provoca um incremento do fator de atrito do gás com a parede e reduz significativamente o pico de velocidade tangencial. Como o componente tangencial de velocidade é o principal responsável pela queda de pressão no ciclone, a fase descontínua também reduz significativamente a queda de pressão.

Seguindo-se o procedimento tradicional, soluciona-se o escoamento do gás isento de particulados e então, através de um modelo de acompanhamento da trajetória das partículas (modelo lagrangeano), obtém-se informações sobre a sua coleta ou não. E assim é possível

predizer-se a curva de eficiência de coleta em função do diâmetro das partículas (curva de eficiência) para um dado ciclone e uma dada condição operacional.

O principal defeito desse procedimento é a não determinação da influência da fase descontínua sobre a fase contínua. Isso fatalmente traz conseqüências na predição da eficiência de coleta e da queda de pressão.

Assim sendo, a principal proposta deste trabalho refere-se a uma tentativa de aplicação de um modelo euleriano-euleriano-lagrangiano para a simulação de ciclones. O modelo consiste na adoção de um diâmetro médio para as partículas e o tratamento delas como um contínuo através da teoria dos dois fluidos inter-penetrantes. Dessa forma as equações do movimento e da continuidade são aplicadas para as duas fases e o acoplamento entre elas é obtido através de uma equação constitutiva para o arrasto entre as fases. As principais informações que podem ser obtidas a partir da solução desse modelo são a influência da fase sólida sobre a gasosa e a predição das frações volumétricas de ambas as fases. Em seguida aplica-se um modelo lagrangeano para determinar-se as trajetórias das partículas e, com isso, pode-se predizer com um maior grau de aproximação a grade de eficiência de coleta e a queda de pressão em ciclones.

1.2 Objetivos Específicos

Os principais objetivos deste trabalho são:

- desenvolver um modelo fluidodinâmico bidimensional para ciclones capaz de predizer queda de pressão e eficiência de coleta que considere a influência da fase descontínua sobre a contínua;
- corroborar o modelo e os métodos através de dados experimentais oriundos da literatura;
- desenvolver e implementar um modelo de turbulência com base na anisotropia dos tensores de Reynolds composto pelo modelo k- ϵ padrão e modelo de comprimento de mistura de Prandtl;

- analisar o comportamento fluidodinâmico em ciclones e prever zonas de recirculação, fenômenos de preservação de vorticidade e outros associados ao escoamento ciclônico;
- realizar experimentos numéricos com o método dos volumes finitos de maneira a encontrar as condições ideais para a simulação bidimensional de ciclones.

1.3 Temática da Tese

No **Capítulo 2 - Revisão Bibliográfica**, apresenta-se uma revisão bibliográfica relativa a aplicação de técnicas da fluidodinâmica computacional para simulação de ciclones. Adotou-se como ponto de partida o trabalho pioneiro de Boysan *et al.* (1982) e a partir daí procurou-se delinear o “estado da arte”.

No **Capítulo 3 - Modelagem Matemática**, apresenta-se a modelagem matemática desde o modelo euleriano-euleriano multifásico até as particularizações para o escoamento monofásico e finalmente ao modelo euleriano-euleriano-lagrangeano bifásico e bidimensional estabelecido como uma proposta desse trabalho de tese. Ao modelo euleriano-euleriano multifásico aplica-se a decomposição de Reynolds e os termos adicionais resultantes são tratados de forma a obter-se o fechamento do modelo. Apresenta-se detalhadamente as hipóteses simplificadoras, as hipóteses necessárias para o fechamento do modelos, os modelos de turbulência, às condições de contorno e as equações constitutivas necessárias para o acoplamento entre as fases. Discute-se também um modelo lagrangeano para as partículas para a predição de suas trajetórias. O caráter de dispersão nas partículas é introduzido a partir da teoria estocástica do tempo de vida do turbilhão (“eddy”).

Todas as técnicas numéricas utilizadas para a solução do modelo são apresentadas no **Capítulo 4 - Métodos Numéricos**. Apresenta-se algumas particularidades do método dos volumes finitos como por exemplo a obtenção das equações discretas, os esquemas numéricos de interpolação, as linearizações dos termos fontes, os algoritmos de acoplamento pressão-velocidade e as técnicas de solução do sistema algébrico discreto. A malha numérica adotada e as características do código computacional desenvolvido, são também apresentadas e discutidas.

O **Capítulo 5 – O Código CFD**, apresenta um programa de testes realizados para se certificar da correta aplicação dos modelos e dos métodos numéricos, bem como as principais características do código CICLO, desenvolvido e dedicado para a simulação bidimensional de ciclones.

Os estudos de caso utilizados para a corroboração do modelo de turbulência para o escoamento monofásico em ciclones e todas as análises numéricas realizadas são apresentadas no **Capítulo 6 – Escoamento de Gás em Ciclones: Experimentos Numéricos com o Modelo EMB**.

No **Capítulo 7 – Escoamento Gás-Sólido em Ciclones: Experimentos Numéricos com os Modelos EEBB e EELB**, apresenta-se os experimentos numéricos utilizados para corroborar o modelo euleriano-euleriano bifásico e bidimensional e apresenta-se uma discussão sobre a influência da fase descontínua sobre a fase contínua e discute-se os resultados obtidos. Apresenta-se também os estudos numéricos realizados para a predição da curva de eficiência de coleta em ciclones a partir de um modelo euleriano-euleriano-lagrangeano desde a corroboração do modelo até os estudos de representatividade estatística dos resultados de trajetória são apresentados.

Finalmente, no **Capítulo 8 - Conclusões e Sugestões**, apresenta-se as principais conclusões e sugestões resultantes deste trabalho.

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O principal objetivo deste capítulo é apresentar de uma forma sucinta o material bibliográfico básico sobre a aplicação de técnicas da fluidodinâmica computacional (CFD) para a simulação de ciclones. Além da apresentação das principais características, resultados e conclusões obtidas com os modelos e métodos utilizados pelos pesquisadores consultados, procurar-se-á definir alguns pontos básicos que nortearão as características da modelagem matemática, dos métodos numéricos e dos experimentos numéricos a serem utilizados na presente investigação científica.

A coletânea dos trabalhos discutidos a seguir evidentemente não abrange todos os trabalhos publicados no período 1982-1997, mas representam uma amostragem significativa dos estudos de simulação de ciclones com técnicas de CFD realizados naquele período. Nos capítulos seguintes este material e outros serão resgatados e discutidos mais profundamente quando se fizerem por necessário.

2.1 Resenha do Material Consultado

A literatura apresenta uma quantidade considerável de material bibliográfico sobre ciclones desde o início deste século. Como o objetivo deste trabalho restringe-se à aplicação de técnicas da fluidodinâmica computacional (CFD - “Computational Fluid Dynamics”) para

a simulação de ciclones, nossa atenção será centrada às publicações nesta área. No entanto para se deter um conhecimento básico sobre os aspectos fenomenológicos, as características geométricas, os métodos empíricos e semi-empíricos para predição da queda de pressão e da eficiência de coleta, foi utilizado inicialmente as publicações originais de Shepherd e Lapple (1939), publicações do “American Petroleum Institute” (1975), o clássico manual do engenheiro químico do Perry e Green (1985), uma tese de mestrado desenvolvida previamente no Laboratório de Modelagem e Simulação de Processos Químicos (Souza e Mori (1994)), uma tese de doutoramento de Cremasco (1994), o trabalho de Abrahamson *et al.* (1978) e, mais recentemente, um artigo de revisão de Ogawa (1997). Com esse material foi possível resgatar todas as informações necessárias como conhecimento de base sobre ciclones.

Para se delinear o “estado da arte” na simulação de ciclones a partir da utilização de técnicas da fluidodinâmica computacional, necessariamente tem que se iniciar com uma discussão detalhada do trabalho de Boysan *et al.* (1982). Neste trabalho os autores utilizaram um modelo euleriano-lagrangiano, sem influência da fase descontínua sobre a contínua, e praticamente deram início ao procedimento tradicional de desacoplamento das fases para o escoamento em fase diluída. Além dessa simplificação, a simetria dos eixos foi considerada de forma a tratar o problema bidimensional em coordenadas cilíndricas e com os três componentes de velocidade u , v e w^1 sem variações com a direção θ . A principal justificativa de Boysan *et al.* (1982) para a simplificação da simetria reside no fato de que o ganho resultante da redução do esforço computacional compensa a perda de acurácia com o tratamento bidimensional. Outra característica importante do modelo de Boysan *et al.* (1982), está relacionada com as hipóteses de fechamento para os componentes do tensor tensão de Reynolds resultante da decomposição de Reynolds aplicada às equações do movimento. O modelo de turbulência utilizado foi uma combinação dos tensores algébricos de Rotta (1951) e Rodi (1976) com o modelo k- ϵ padrão (Launder e Spalding (1974)). Dessa forma os termos adicionais associados com as flutuações turbulentas de velocidade podem ser quantificados por meio da solução simultânea de equações algébricas para as tensões e de duas equações de conservação, uma para a energia cinética turbulenta (k), e outra para a sua taxa de dissipação (ϵ). O modelo para a fase descontínua foi um modelo lagrangeano para a predição da

¹ Na seqüência desse trabalho a seguinte convenção será utilizada: u - componente do vetor velocidade na direção r ; v - componente na direção θ ; w - componente na direção z .

trajetória das partículas. Alguns aspectos do trabalho de Boysan *et al.* (1982) não ficaram muito bem esclarecidos principalmente no que diz respeito a transformação do problema essencialmente tridimensional, devido a não simetria provocada pela entrada do ciclone, para um problema bidimensional. Os métodos numéricos empregados foram uma versão do emergente método dos volumes finitos (emergente à época). Sem dúvida, este trabalho foi de vanguarda e estava muito a frente de sua época, principalmente devido aos esparsos recursos computacionais disponíveis tanto no que se refere a métodos numéricos quanto aos computadores existentes.

Após o trabalho pioneiro de Boysan *et al.* (1982), Pericleous (1987) publicou um trabalho de CFD para a simulação de hidrociclones. Foi apresentado um modelo bidimensional alternativo baseado nas equações de Navier-Stokes para a mistura líquido-sólido (modelo homogêneo). Os tensores de Reynolds foram modelados por meio de um modelo isotrópico baseado numa simplificação da teoria do comprimento de mistura de Prandtl. Uma relação adicional foi proposta no modelo de turbulência para introduzir efeitos de turbulência associada à convecção na corrente de entrada do ciclone. Efeitos de população de partículas na viscosidade turbulenta foram introduzidos por uma relação constitutiva empírica. Os métodos numéricos empregados foram o método dos volumes finitos com o código comercial de CFD denominado PHOENICS. Os resultados apresentados deram ênfase às isocurvas de concentração e poucos detalhes sobre os perfis de velocidade foram apresentados. As principais conclusões foram de que os métodos apresentados podem também ser aplicados para simulação de ciclones (gás-sólido), e de que ainda há necessidade de uma melhor corroboração com dados experimentais. De qualquer forma, devido ao pouco empirismo empregado para a obtenção dos resultados, a metodologia pode ser empregada com confiabilidade para variadas configurações de ciclones e hidrociclones.

No mesmo ano de publicação do trabalho de Pericleous, Duggins e Frith (1987) apresentaram um modelo para ciclones que considera a anisotropia dos tensores de Reynolds. O objetivo desse trabalho foi o de incrementar o entendimento dos mecanismos internos de escoamento em ciclones, considerando-se o caráter especial do escoamento causado pela alta intensidade de giro do gás no interior do ciclone. Um dos aspectos analisados foi a questão de que o escoamento com o componente giratório de velocidade difere grandemente daqueles sem giro, devido ao fato de que o giro causa uma redução significativa da transferência líquida de energia a partir dos turbilhões grandes para os menores. Isto tem um efeito direto

sobre o decréscimo da taxa de dissipação de turbulência e incremento nos comprimentos de escala da turbulência, especialmente próximo ao eixo de rotação. Diante desse aspecto Duggins e Frith propuseram uma modificação no modelo de turbulência k- ϵ padrão pela inclusão de um modelo simplificado de comprimento de mistura para o componente $\tau_{r,\theta}$ do tensor de Reynolds. Foi utilizado para a solução do modelo um código CFD desenvolvido pelo “Mechanical Engineering Department of Imperial College-UK” denominado CHAMPION 2/E/FIX, apropriado para escoamentos bidimensionais. Os resultados numéricos mostraram diferenças sensíveis entre os resultados obtidos pelo modelo k- ϵ padrão (isotrópico) e aqueles obtidos através da modificação proposta. A principal conclusão deste trabalho é a de que o modelo k- ϵ padrão não permite uma boa predição do “pico” de velocidade tangencial situado entre a parede do ciclone e o eixo de simetria.

Davidson (1988) apresentou um modelo para a simulação de hidrociclones seguindo a mesma linha originalmente proposta por Pericleous e Rhodes (1986) e Pericleous (1987). Como principal contribuição, o autor, com base no fato de que o modelo de comprimento de mistura de Prandtl falha na predição dos tensores de Reynolds próximo a simetria, propõe a utilização de uma condição correspondente a uma tensão nula próximo ao eixo de simetria. As equações de Navier-Stokes para a mistura líquido-sólido são discretizadas pelo método dos volumes finitos com um acoplamento pressão-velocidade do tipo SIMPLE, e o autor utiliza dois códigos CFD para realizar seus experimentos numéricos: o TEACH e o PHOENICS. Os resultados são corroborados com dados experimentais e indicam uma boa concordância. São realizados também experimentos numéricos para avaliar efeitos de difusão numérica devido à utilização dos esquemas de diferenciação numérica híbrido e o QUICK. As principais conclusões obtidas foram: a adoção de uma condição de tensão nula próximo ao eixo de simetria produz resultados mais realistas do que o uso de somente uma condição de velocidade tangencial nula no eixo de simetria; a escolha adequada do comprimento de mistura é determinante para a correta predição dos perfis de velocidade tangencial e axial; e, a difusão numérica causada pelo esquemas de interpolação não tem efeito significativo na predição do perfil de concentração de partículas.

Após os trabalhos anteriores, que indicaram uma má representação do escoamento giratório em ciclones com a utilização do modelo de turbulência isotrópico k- ϵ , Zhou e Soo (1990) publicaram um artigo no qual o modelo k- ϵ apresentou também dificuldades para a predição do movimento vorticial. Esta dificuldade ocorre devido à predição de valores da

viscosidade turbulenta em níveis superiores do que de fato ocorre, produzindo efeitos de mistura superiores às condições reais. Nesse trabalho medidas experimentais obtidas com medidor “laser-doppler” (LDV) foram utilizadas para a corroboração dos resultados numéricos. Através de análises do escoamento via medidas experimentais e experimentos numéricos de CFD, os autores propuseram um novo tipo de ciclone com um dispositivo tipo “agulha” no eixo central de simetria do ciclone. Neste tipo de ciclone foi observada uma redução da queda de pressão e um conseqüente deslocamento do “pico” de velocidade tangencial em direção a parede do ciclone. Segundo os autores a pressão reduz-se para 1/3 do valor obtido sem o dispositivo “agulha”. Além da redução da queda de pressão, devido ao deslocamento do “pico” de velocidade tangencial é de se esperar um incremento na eficiência de separação. O modelo usado foi um modelo bidimensional com uma aproximação da entrada 3-D para uma entrada 2-D. Os métodos numéricos empregados nos experimentos numéricos foram o método dos volumes finitos com um acoplamento pressão-velocidade do tipo SIMPLE e esquema de diferenciação híbrido, com um código desenvolvido pelos autores. Zhou e Soo salientam nesse trabalho a necessidade de se incrementar o modelo de turbulência para a fase gasosa e introduzir uma modelagem similar, euleriana, para a fase particulada.

No sentido de dar continuidade ao trabalho anterior, Zhou e Soo (1991) apresentaram um modelo euleriano para a fase particulada e discutiram teoricamente as possibilidades de condições de contorno para as partículas próximas às paredes do ciclone. O modelo apresenta como principais características a adoção de um modelo de turbulência $k-\epsilon$ para a fase sólida, termos de dispersão turbulenta de massa na equação de conservação da massa para a fase sólida, balanços de forças para as partículas próximas as paredes. Como novidade, apresentam uma discussão dos balanços de forças com a inclusão de forças adicionais como: força “drift” devido a dispersão turbulenta de massa; forças de adesão do tipo van der Waals e eletrostáticas; forças sobre a fase sólida devido a tensão turbulenta; forças de atrito com a parede; força “lift” (forças de Saffman e Magnus); e, forças eletrostáticas devido a presença de um campo elétrico. O modelo somente é apresentado teoricamente e discutido suas características fenomenológicas sem, no entanto, apresentarem nenhum resultado proveniente de um ensaio experimental numérico.

Em 1993, Dyakowski e Willians (1993) apresentaram um procedimento revisado para a modelagem e simulação do escoamento turbulento em hidrociclones de pequeno diâmetro.

Neste trabalho os autores negligenciam a influência da fase sólida sobre a fase fluida devido à presença da fase particulada somente numa região muito próxima a parede do hidrociclone. Uma proposta de modelo anisotrópico para os tensores de Reynolds seguindo-se a linha proposta originalmente por Duggins e Frith (1987) e Williams (1991) é usada para minimizar a predição dos efeitos de alta mistura decorrente do uso do modelo k- ϵ padrão. Basicamente a idéia foi caracterizar a anisotropia dos tensores de Reynolds utilizando-se duas viscosidades diferentes. A primeira para os componentes axial e radial do tensor de Reynolds calculada a partir o modelo k- ϵ convencional. E, a segunda, calculada a partir da teoria do comprimento de mistura para o cálculo dos componentes azimutais do tensor de Reynolds. Além disso, para melhor representar os efeitos de rotação sobre os componentes normais do tensor de Reynolds, é proposta uma combinação do modelo k- ϵ padrão com tensões algébricas propostas por Saffman (1974). O modelo também assume a simetria por meio da aproximação da entrada tangencial 3-D para uma entrada 2-D. Os métodos de solução numérica empregados foram o método das diferenças finitas associado a um acoplamento pressão-velocidade sugerido por Lilley e Chigger (1982). A malha numérica utilizada foi uma malha deslocada para os componentes radiais e axiais de velocidade e a solução do sistema de equações algébricas foi obtida através do tradicional método iterativo linha por linha com TDMA. Medidas experimentais obtidas com LDA (“Laser Doppler Anemometry”) e com LDV (“Laser Doppler Velocimeter”) foram utilizadas para a corroboração dos experimentos numéricos.

Uma modelagem alternativa para escoamento em hidrociclones é apresentada por Malhotra, Branion e Hauptman (1994). Nesse trabalho os autores apresentam um modelo para o escoamento turbulento também com a hipótese de simetria dos eixos. A justificativa da adoção da simetria axial é sustentada principalmente por observações experimentais prévias de que o escoamento atinge rapidamente uma condição de simetria logo após a entrada do fluido no equipamento, sendo, portanto, os efeitos 3-D da entrada, secundários. Além disso, a redução do esforço computacional com a solução de um modelo bidimensional ao invés de um modelo tridimensional, pode compensar a perda de precisão uma vez que os resultados 2-D podem ser obtidos em uma malha numérica bastante refinada. Com base em trabalhos prévios de Kim e Chung (1988) e Dyakowski e Williams (1993) os autores concluem que a utilização dos tensores algébricos em conjunto com o modelo k- ϵ , trazem uma pequena contribuição na representação da turbulência e que esta praticamente não justifica a

complexidade numérica decorrente da introdução de equações algébricas no modelo diferencial. Sendo assim, o principal enfoque do trabalho consiste em uma modificação da formulação existente para os termos de produção e dissipação do termo fonte da equação de dissipação de energia cinética turbulenta, equação para ε , no modelo de turbulência k- ε , como uma forma de melhorar a representação do escoamento turbulento. Quanto aos métodos numéricos, foi utilizado o código CFD TEACH do “Imperial College of London-UK” modificado para trabalhar com a geometria do problema. Uma malha dividida em seções radiais e axiais, cada uma delas subdivididas uniformemente, e com o procedimento de malha deslocada para os componente axial e radial de velocidade, foi empregada para garantir estabilidade e convergência. Para o componente tangencial de velocidade um procedimento alternativo para linearização do termo fonte foi proposto como forma de assegurar estabilidade numérica. Os resultados numéricos do modelo modificado foram comparados com aqueles obtidos pelo modelo k- ε padrão e com dados experimentais e mostraram-se bastante representativos na predição do perfil radial de velocidade tangencial para uma faixa de número de Reynolds² de 14.300 a 26.600. Resultados de queda pressão nessa faixa de Reynolds também ajustaram-se bem com dados experimentais.

No final de 1994, Madsen *et al.* (1994) apresentaram, numa conferência internacional de usuários do código comercial CFX-F3D, resultados da aplicação de técnicas de CFD para simulação de ciclones. O trabalho segue a mesma linha proposta por Boysan *et al.* (1982) onde a fase contínua não sofre influência da fase descontínua. O campo de escoamento do gás é obtido utilizando-se o código CFD CFX-F3D com um modelo anisotrópico denominado DMS (“Differential Stress Model”). O modelo necessita de uma quantidade de esforço computacional maior do que o modelo k- ε mas, por outro lado, fornece uma boa predição dos componentes flutuantes de velocidade que servem de base para a inserção dos efeitos da turbulência no campo do gás sobre a fase particulada. Novamente a hipótese da simetria axial é assumida e os autores fazem uma discussão mais detalhada de como transformar a entrada 3-D numa entrada periférica 2-D. Dados experimentais de Kirch (1988) obtidos com LDA são utilizados para corroborar os experimentos numéricos do escoamento do gás. Para a fase particulada foi utilizado um modelo lagrangeano similar aquele utilizado por Boysan *et al.* (1982) para a determinação das trajetórias das partículas no interior do ciclone. As forças

² Convencionalmente o número de Reynolds para ciclones e hidrociclones é baseado no diâmetro hidráulico da entrada e na vazão volumétrica e propriedades físicas da fase contínua.

atuantes sobre as partículas consideradas foram: força gravitacional; força de arrasto; força centrífuga; e, força de coreolis. A turbulência do gás foi introduzida sobre as partículas pelo modelo de tempo de vida do turbilhão (Shuen (1983)) e de um modelo anisotrópico proposto por Zhou (1991). Os resultados de eficiência de coleta foram obtidos a partir de aproximadamente 400 trajetórias para cada diâmetro de partícula e ambos os modelos de dispersão apresentaram soluções similares. Contudo, o modelo de tempo de vida do turbilhão apresentou um tempo computacional de aproximadamente duas vezes menor do que o modelo anisotrópico para a predição da curva de eficiência (aproximadamente 3.200 trajetórias). As principais conclusões do trabalho de Madsen *et al.* foram: os resultados numéricos são superiores aqueles obtidos por correlações empíricas principalmente quando altas pressões estão envolvidas; o modelo proposto pode ser caracterizado como estável e realístico e pode ser flexibilizado com respeito a uma larga faixa de variações geométricas e condições operacionais.

Silva e Nebra (1994) apresentaram uma proposta de modelo euleriano-euleriano bifásico e bidimensional para simulação do escoamento gás-sólido em ciclones, visando sua utilização em estudos de secagem ciclônica. O modelo de turbulência utilizado foi duas versões do modelo de comprimento de mistura de Prandtl e os autores fizeram uma comparação entre esses modelos. Foi considerado que o campo do gás sofre influência da fase descontínua por meio da força de arraste entre as fases. A principal simplificação utilizada para a fase descontínua consiste na consideração de que as partículas estão distribuídas em duas regiões do escoamento: uma nas proximidades da parede (99 % das partículas); e outra compreendendo a interface até o centro do ciclone (1% das partículas). Essa consideração estabelece a priori a eficiência de coleta global de 99%. Os resultados numéricos obtidos pelo método dos volumes finitos com acoplamento p-v do tipo SIMPLE, mostram que a presença do particulado reduz o “pico” de velocidade tangencial e conseqüentemente a queda de pressão.

Hoffman *et al.* (1996) discutem a questão de que, na atualidade, os esforços de pesquisa no sentido de melhorar a performance de ciclones estão se concentrando na aplicação de técnicas de CFD. Apresentaram um modelo bidimensional para analisar a influência do sistema coletor de sólidos sobre o campo de escoamento do gás e sobre curva de eficiência de coleta. O modelo não considera o efeito da fase descontínua sobre a contínua e a eficiência de coleta é predita por um modelo lagrangeano. Os autores sustentam novamente de que os

cálculos refinados obtidos a partir da hipótese da simetria axial compensam a negligência dos efeitos tridimensionais da entrada. O modelo de turbulência usado foi o modelo anisotrópico ASM (“Algebraic Stress Model”) e os resultados obtidos são também comparados com o modelo híbrido de Boysan *et al.* (1982). Dois códigos comerciais foram utilizados para realizar os experimentos numéricos. O FLUENT foi usado com o modelo de turbulência ASM, e o SPRINT para o modelo de turbulência híbrido. Simulações sem a presença do sistema coletor de sólidos foram conduzidas pelos dois pacotes e os resultados mostraram diferenças na região de reversão do escoamento. No caso do modelo ASM, a região de reversão apresenta-se mais “desconectada” do restante do escoamento do que com o modelo híbrido. E ainda, como conclusão a respeito dos dois modelos, os autores afirmaram que o modelo ASM apresenta soluções menos realistas e dificuldades de convergência. Os resultados de influência do sistema de coleta de sólidos sobre o padrão de escoamento em ciclones mostraram diferenças significativas na forma dos perfis de velocidade radial e axial. Sem a presença dele, os componentes radial e axial de velocidade fornecem um fluxo líquido na região próxima ao eixo de simetria no sentido do tubo de saída do gás para o sistema de coleta e a presença dele inverte esse sentido do fluxo. O efeito do sistema coletor sobre a eficiência de separação mostram uma melhor predição da curva de eficiência de coleta do que os resultados sem ele, quando estes resultados são comparados com dados experimentais. As principais conclusões foram: o sistema coletor de sólidos possui influência significativa sobre o padrão de escoamento e sobre a eficiência de separação de ciclones; as técnicas de CFD utilizadas para a simulação do comportamento fluidodinâmico de ciclones fornecem uma satisfatória representação do padrão de escoamento em ciclones e reagem às mudanças de geometria de uma maneira fisicamente plausível.

Yoshida (1996) apresentou um modelo tridimensional para a simulação da performance de ciclones. O modelo 3-D para o campo de escoamento do gás permite a avaliação dos efeitos de entrada no ciclone e foi utilizado no estudo de um ciclone modificado com a adaptação de uma placa guia removível para orientar a direção do escoamento na entrada do ciclone. O modelo de turbulência utilizado foi o k- ϵ padrão e as condições de contorno na entrada foram condições de perfil uniforme para todas as variáveis. Funções de parede foram utilizadas para introduzir efeitos de parede no cálculo da energia cinética turbulenta (k) e sua taxa de dissipação (ϵ). Nenhum efeito da fase descontínua foi introduzido e a trajetória das partículas sobre o campo de escoamento do gás foi obtida através de um modelo lagrangeano.

Não foi considerado o efeito da turbulência no gás sobre as partículas e considerou-se que as partículas são coletadas quando elas atingem a parede do ciclone. Os métodos numéricos empregados foram o método dos volumes finitos com o esquema exponencial de interpolação e as equações algébricas resultantes do modelo discreto foram solucionadas pelo método linha por linha com TDMA e relaxações. A malha numérica foi gerada a partir de um sistema curvilíneo de coordenadas com a utilização de um método desenvolvido por Thompson (1977). Os resultados obtidos mostraram que o ângulo de projeção da entrada do ciclone afeta significativamente o padrão de escoamento principalmente próximo a entrada do ciclone e próximo a entrada do sistema de coleta de sólidos, o que justifica a utilização de um modelo tridimensional. Os resultados obtidos com o ciclone modificado mostraram que o diâmetro de corte do ciclone³ pode ser controlado a partir da variação da desobstrução da placa guia. As principais conclusões relacionam-se com os efeitos consideráveis do ângulo de projeção da entrada sobre o campo de escoamento do gás e sobre a possibilidade de controle do diâmetro de corte a partir do uso de uma placa guia para orientar o escoamento na entrada do ciclone.

2.2 Pontos de Investigação

Com base nessa amostragem bibliográfica apresentada, os seguintes aspectos apresentaram-se como possibilidades emergentes de investigação futura.

- Praticamente até 1996, todos os trabalhos consultados fizeram uso da hipótese simplificadora da simetria axial para reduzir um problema tridimensional para um problema bidimensional. A principal sustentação para essa simplificação pode ser discutida com base em dois aspectos: o primeiro, com sustentação física, são as informações experimentais que indicam que a simetria é alcançada rapidamente logo após a seção de entrada assimétrica; a segunda, sem suporte físico mas com suporte numérico, é a de que os resultados numéricos obtidos com uma modelagem bidimensional refinada apresentam melhores características quando comparados com dados experimentais do aqueles obtidos via modelo tridimensional com uma malha

³ O diâmetro de corte de ciclones é definido como o diâmetro das partículas cuja eficiência individual é de 50%.

numérica não tão refinada. O esforço computacional para a solução do modelo bidimensional é substancialmente inferior àquele necessário para a solução do modelo tridimensional. E ainda, a estabilidade da solução numérica refinada de um modelo 2-D é superior a estabilidade dos mesmos métodos numa análise 3-D. Sendo assim, como este trabalho visa, além do desenvolvimento de uma modelagem matemática realística da fluidodinâmica de ciclones, o desenvolvimento de um código CFD a partir do método dos volumes finitos, optou-se pela adoção, a priori, da hipótese de simetria axial.

- Muita discussão que ainda permanece ativa na literatura está associada com a utilização de um modelo de turbulência isotrópico, por exemplo modelo k- ϵ , e modelo anisotrópico (modelo híbrido, modelo k- ϵ modificado e modelo das tensões algébricas (ASM)), para a representação da turbulência na fase contínua no interior de ciclones. Assim sendo, pretende-se no decorrer dessa proposta desenvolver uma análise do padrão de escoamento obtido mediante o uso de um modelo k- ϵ (isotrópico) e do obtido a partir de um modelo k- ϵ combinado com modelo de comprimento de mistura de Prandtl (anisotrópico), similar aquele proposto por Duggins e Frith (1987).
- Todos os trabalhos consultados avaliam a performance de ciclones pela da consideração de um modelo euleriano-lagrangeano, em que os efeitos da fase descontínua sobre a fase contínua são negligenciados. Ou seja, o campo de escoamento do gás é calculado independentemente da presença da fase particulada e, em seguida, a trajetória das partículas é obtida com aquele campo. Entretanto a literatura apresenta uma quantidade considerável de informação experimental que confirma a influência significativa das partículas sobre o fluido (Shepherd e Lapple (1939), Yuu *et al.* (1978), Parida e Chand (1980), Hoffmann *et al.* (1992), Ogawa (1997), e outros). Esta influência reflete-se numa redução significativa da queda de pressão e do “pico” de velocidade tangencial. Portanto, uma pergunta que fica em descoberto é a seguinte: Qual a influência dessa alteração no padrão de escoamento do gás sobre a predição da curva de eficiência de coleta a partir de um modelo lagrangeano? Na direção de encontrar resposta para essa questão, será proposto, no decorrer deste trabalho, um modelo euleriano-euleriano-lagrangeano que considera a influência de um diâmetro médio da fase particulada por um modelo de dois fluidos

interpenetrantes. Com o campo de escoamento do gás obtido com esse modelo bifásico, a curva de eficiência será obtida por meio de um modelo lagrangeano.

- Outra questão que ainda apresenta certa controvérsia refere-se a: Qual a influência da turbulência da fase contínua (gás) sobre a fase particulada (partículas)? Nesse sentido apresenta-se uma análise de resultados a partir de modelo lagrangeano com e sem efeitos de dispersão turbulenta (modelo lagrangeano determinístico versus modelo lagrangeano estocástico).
- E, finalmente, pretende-se avaliar através de experimentos numéricos, a influência da presença do sistema de coleta de sólidos sobre o escoamento da fase contínua.

Acredita-se que a tentativa de resposta para as perguntas citadas acima e as propostas de investigação mencionadas, permitam um primeiro passo para a consolidação de uma linha de pesquisa em fluidodinâmica computacional, no âmbito da Engenharia Química e do grupo de pesquisa em formação no Laboratório de Modelagem e Simulação de Processos Químicos da Faculdade de Engenharia Química da Universidade Estadual de Campinas.

CAPÍTULO 3

MODELAGEM MATEMÁTICA

Neste capítulo propõe-se uma modelagem matemática a ser utilizada para a realização dos experimentos numéricos desse trabalho. Apresenta-se inicialmente o desenvolvimento de um modelo euleriano multifásico e, em seguida, as particularizações deste para o escoamento monofásico e para o escoamento euleriano-euleriano bifásico gás-sólido em ciclones. Apresenta-se, também, uma proposta de modelo euleriano-euleriano-lagrangeano para a predição da performance de ciclones por meio da curva de eficiência de coleta e da queda de pressão. Os modelos de turbulência, as hipóteses simplificadoras, as equações constitutivas e as condições de contorno empregadas para o “fechamento” dos modelos são propostas e discutidas. E ainda, as simplificações adotadas para o desenvolvimento do modelo são analisadas quanto as suas implicações na representação realística dos fenômenos envolvidos.

3.1 - Desenvolvimento do Modelo Geral

A literatura contempla diversas propostas para modelos fluidodinâmicos multifásicos ou multi-fluidos (por exemplo Hinze (1961), Soo(1989), Tsou e Gidaspow(1990), Zhou (1993) e Gidaspow (1994)). As principais hipóteses simplificadoras adotadas nesses modelos são a hipótese do contínuo e a inter-penetrabilidade das fases.

No domínio do contínuo todas as fases envolvidas são consideradas como matéria contínua, negligenciando-se todas as características moleculares da matéria. As fases são “vistas” do ponto de vista microscópico e não podem ocupar o mesmo volume no espaço ao

mesmo tempo. A hipótese da inter-penetrabilidade das fases complementa a hipótese do contínuo analisando as fases numa escala espacial um pouco acima da microscópica (mas ainda longe da macroscópica), de maneira que as fases possam ocupar o mesmo volume no espaço ao mesmo tempo, através da sua inter-penetração. Isto confere a possibilidade de cada fase possuir suas próprias propriedades médias volumétricas de transporte como velocidade, temperatura, frações volumétricas e propriedades turbulentas num domínio espacial contínuo. Ou seja, as propriedades de transporte para todas as fases podem ser calculadas num mesmo ponto do espaço e ao mesmo tempo através de uma média volumétrica (Zhou (1993)).

Para as fases denominadas de particuladas (no nosso caso, aglomerados de partículas sólidas), atribui-se um comportamento fluidodinâmico pela hipótese de que na presença de fases fluidas reais (líquidos e gases), os aglomerados de partículas apresentam características dinâmicas semelhantes àsquelas dos fluidos.

Sendo assim, as equações de conservação das propriedades de transporte das fases envolvidas podem ser escritas num referencial euleriano, na forma contínua integral ou diferencial, a partir do teorema do transporte (Slattery (1972)). Termos adicionais de transferência de *momentum* inter-fases são incluídos para se efetuar o acoplamento entre as fases.

Com base nos argumentos apresentados acima apresenta-se, a seguir, uma proposta de modelagem fluidodinâmica multifásica a ser utilizada nesse trabalho.

Como ponto de partida, consideremos a presença de dois tipos de fluidos: os fluidos reais e os fluidos hipotéticos. Os fluidos hipotéticos são aqueles que adquirem comportamento fluidodinâmico devido as interações físico-químicas com os fluidos reais.

Outra definição que será utilizada no desenvolvimento do modelo, é a da fração volumétrica da fase genérica k (f_k), que representa a fração do volume total que é ocupado pela fase k , no domínio espacial do escoamento:

$$f_k = \frac{Q_k}{\sum_{k=1}^{k=n} Q_k} \quad (3.1)$$

onde, Q_k é a vazão volumétrica da fase k e n o número de fases envolvidas.

Complementando, as hipóteses fundamentais adotadas para o desenvolvimento do modelo multifásico geral são listadas a seguir.

- **Modelo Multifásico:**

Considera-se a existência de fluidos reais e fluidos hipotéticos que estabelecem entre si transferências de massa, quantidade de movimento e de calor, e admitem sua interpenetrabilidade.

- **Hipótese do Contínuo:**

Neste caso três aspectos fundamentais devem ser impostos ao modelo: o primeiro refere-se ao comportamento contínuo do fluido real; o segundo, do comportamento contínuo do fluido hipotético; e o terceiro, ao comportamento contínuo dos turbilhões (“eddies”) provenientes do escoamento turbulento.

- **Hipótese da Inter-penetrabilidade das Fases:**

Atribuição de uma escala espacial levemente acima da escala microscópica na qual as fases possam ocupar o mesmo volume do espaço e ao mesmo tempo, de forma a possuir suas próprias propriedades de transporte no mesmo ponto do espaço e ao mesmo tempo.

- **Enfoque Euleriano:**

Os princípios de conservação da massa e da quantidade de movimento para todas as fases, são aplicados considerando-se que as variações numa porção de fluido sejam observadas por um observador fixo no espaço; já no enfoque lagrangeano, o observador move-se com a mesma velocidade de uma porção contínua de fluido.

E portanto, a equação de conservação da massa na forma diferencial conservativa, instantânea e num referencial euleriano, pode ser escrita para uma fase genérica k a partir do teorema do transporte (Slattery (1972)) como⁴:

$$\frac{\partial(\rho_k f_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k f_k \mathbf{v}_k) = 0 \quad , \quad (3.2)$$

⁴ Alguns autores denominam as equações de conservação para o caso multifásico, como equações médias volumétricas.

na qual ρ_k é a massa específica da fase k , t é o tempo e \mathbf{v}_k é o campo vetorial instantâneo de velocidade da fase k .

Para as fases que se comportam como fluidos reais, a equação do movimento na sua forma diferencial conservativa, instantânea e num referencial euleriano fica:

$$\frac{\partial(\rho_k f_k \mathbf{v}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k f_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k) = -f_k \nabla p_k - f_k \nabla \cdot (\mathbf{T}_k^{(1)}) + \rho_k f_k \mathbf{g} - (\mathbf{F}_{res})_k, \quad (3.3)$$

com $k=1, \dots, n_r$.

Na equação anterior p_k é a pressão atuante sobre a fase k , \mathbf{g} o campo gravitacional, $(\mathbf{T}_k^{(1)})$ a tensão cisalhante de origem molecular atuante sobre o fluido real, $(\mathbf{F}_{res})_k$ a força de atrito da fase k com as demais fase e n_r é o número de fases fluidas reais pertencentes ao escoamento.

Para as fases que se comportam como fluidos hipotéticos, a equação do movimento na sua forma diferencial conservativa, instantânea e num referencial euleriano fica:

$$\frac{\partial(\rho_k f_k \mathbf{v}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_k f_k \mathbf{v}_k \mathbf{v}_k) = -f_k \nabla p_k + \rho_k f_k \mathbf{g} - (\mathbf{F}_{res})_k, \quad (3.4)$$

com $k = n_r + 1, \dots, n$, e sendo n o número total de fases envolvidas no escoamento.

A diferença atribuída entre a equação do movimento para os fluidos reais e para os hipotéticos, está associada ao fato de que os fluidos hipotéticos não possuem uma tensão de natureza viscosa ou molecular como os fluidos reais.

Chapman e Tobak (1985) apresentam uma revisão das abordagens do fenômeno da turbulência, que podem ser distinguidas três correntes de pensamento: a estatística; a estrutural; e a mais recente, a determinística (caos determinístico). Nesse mesmo trabalho os autores levam-nos a concluir que a abordagem estatística foi a que conseguiu, até o momento, uma maior penetração na solução de problemas reais. E ainda, que a teoria da bifurcação, dos atratores complexos, dos fractais e da renormalização de grupos, começam a fornecer subsídios à corrente determinística para a sua consolidação como a mais representativa do

fenômeno da turbulência. No entanto, ainda faltam algumas “peças chaves” neste intrincado “quebra-cabeças”.

Por conseguinte, pela abordagem estatística da turbulência, a cada propriedade instantânea de estado do sistema está associada uma média e uma flutuação instável e resultante de um processo turbulento. Este tratamento é conhecido como decomposição de Reynolds (Hinze (1975)).

Cebeci e Smith (1974) discutem a decomposição de Reynolds destacando-se o procedimento convencional de médias temporais e o procedimento médias mássicas ponderadas. Neste trabalho optou-se pelo procedimento convencional de médias temporais.

Sendo assim, associando uma média e uma flutuação para cada grandeza instantânea presente no modelo fluidodinâmico médio volumétrico, têm-se:

$$\begin{aligned}
 v_k &= \overline{v_k} + v'_k \\
 f_k &= \overline{f_k} + f'_k \\
 \rho_k &= \overline{\rho_k} + \rho'_k \\
 p_k &= \overline{p_k} + p'_k \\
 g &= \overline{g} + g' \\
 (F_{res})_k &= \overline{(F_{res})_k} + (F_{res})'_k \\
 (T_k^{(l)}) &= \overline{(T_k^{(l)})} + (T_k^{(l)})'
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

ou, genericamente

$$\xi = \overline{\xi} + \xi' \tag{3.6}$$

na qual ξ representa qualquer propriedade instantânea, $\overline{\xi}$ seu valor médio e ξ' representa a flutuação turbulenta da propriedade.

Hinze (1975) e Cebeci e Smith (1974) apresentam três possibilidades de definição das propriedades médias:

- média temporal para a turbulência estacionária⁵ ;

A propriedade média temporal possui a seguinte definição matemática:

$$\bar{\xi} = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \xi dt^* , \quad (3.7)$$

sendo Δt um intervalo de tempo superior a freqüência das flutuações, de forma que a média temporal seja independente do tempo.

- média espacial para turbulência homogênea⁶ ;

Sua definição matemática é:

$$\bar{\xi} = \lim_{X \rightarrow \infty} \frac{1}{2X} \int_{-X}^{+X} \xi dx , \quad (3.8)$$

com $\bar{\xi}$ constante no domínio $[-X, +X]$.

- E, média conjuntural para N experimentos idênticos, cuja definição é:

$$\bar{\xi} = \frac{\sum_{i=1}^{i=N} i \cdot \xi}{N} . \quad (3.9)$$

A escolha de uma dessas médias depende da situação física em análise. Entretanto, pela hipótese ergódica (Hinze (1975)), se a turbulência for estacionária e homogênea, pode-se esperar e assumir que as três médias conduzam a um mesmo resultado.

⁵ Turbulência estacionária ou quasi-estacionária implica em escoamento em regime permanente ou randomicamente estacionário.

⁶ Turbulência homogênea implica em características turbulentas com mesma estrutura em todas as partes escoamento.

No decorrer do presente trabalho adota-se a média temporal como premissa estatística para a aplicação da decomposição de Reynolds.

As principais propriedades da média temporal são:

- $\overline{\nabla \xi} = \nabla \bar{\xi}$;
- $\overline{\xi} = \bar{\xi}$;
- $\overline{\xi'} = 0$;
- $\overline{\xi' \cdot \gamma} \neq 0$; (3.10)
- $\overline{a \cdot \xi} = a \cdot \bar{\xi}$ com a uma constante qualquer;
- $\overline{\xi + \gamma} = \bar{\xi} + \bar{\gamma}$.

Portando, aplicando-se a decomposição de Reynolds nas equações de conservação instantâneas tem-se⁷:

- Conservação da Massa,

$$\frac{\partial [(\bar{\rho}_k + \rho'_k)(\bar{f}_k + f'_k)]}{\partial t} + \nabla \cdot [(\bar{\rho}_k + \rho'_k)(\bar{f}_k + f'_k)(\bar{v}_k + v'_k)] = 0 ; \quad (3.11)$$

- Conservação da Quantidade de Movimento para os Fluidos Reais,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial [(\bar{\rho}_k + \rho'_k)(\bar{f}_k + f'_k)(\bar{v}_k + v'_k)]}{\partial t} + \nabla \cdot [(\bar{\rho}_k + \rho'_k)(\bar{f}_k + f'_k)(\bar{v}_k + v'_k)(\bar{v}_k + v'_k)] = \\ & - (\bar{f}_k + f'_k) \nabla (\bar{p}_k + p'_k) - (\bar{f}_k + f'_k) \nabla \cdot [(\bar{\mathbf{T}}_k^{(1)}) + (\mathbf{T}'_k^{(1)})] + (\bar{\rho}_k + \rho'_k)(\bar{f}_k + f'_k)(\bar{\mathbf{g}} + \mathbf{g}') - [(\bar{\mathbf{F}}_{\text{res}})_k + (\mathbf{F}_{\text{res}})_k] \end{aligned} \quad (3.12)$$

⁷ Procedimento similar foi apresentado por O'Brien *et al.* (1993) para o escoamento bifásico gás-sólido.

- Conservação da Quantidade de Movimento para os Fluidos Hipotéticos,

$$\frac{\partial [(\bar{\rho}_k + \rho'_k)(\bar{f}_k + f'_k)(\bar{v}_k + v'_k)]}{\partial t} + \nabla \cdot [(\bar{\rho}_k + \rho'_k)(\bar{f}_k + f'_k)(\bar{v}_k + v'_k)(\bar{v}_k + v'_k)] =$$

$$- (\bar{f}_k + f'_k) \nabla (\bar{p}_k + p'_k) + (\bar{\rho}_k + \rho'_k)(\bar{f}_k + f'_k)(\bar{g} + g') - [(\bar{F}_{res})_k + (F'_{res})_k] \quad (3.13)$$

Considerando-se agora que não haja flutuação no campo gravitacional e na massa específica para todas as fases envolvidas e, aplicando-se a média temporal e suas propriedades nas equações de conservação, chega-se a:

- Conservação da Massa,

$$\frac{\partial (\bar{\rho}_k \bar{f}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{v}_k) + \nabla \cdot (\bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{v}'_k) = 0 \quad (3.14)$$

- Conservação da Quantidade de Movimento para os Fluidos Reais,

$$\frac{\partial (\bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{v}_k)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho}_k \bar{f}'_k \bar{v}'_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{v}_k \bar{v}_k) + \nabla \cdot [\bar{\rho}_k (\bar{f}_k \bar{v}'_k \bar{v}'_k + 2 \bar{v}_k \bar{f}'_k \bar{v}'_k + \bar{f}'_k \bar{v}'_k \bar{v}'_k)] =$$

$$- \bar{f}_k \nabla \bar{p}_k - \bar{f}'_k \nabla \bar{p}'_k - \bar{f}_k \nabla \cdot (\bar{T}_k^{(0)}) - \bar{f}'_k \nabla \cdot (\bar{T}'_k^{(0)}) + \bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{g} - (\bar{F}_{res})_k - (\bar{F}'_{res})_k \quad (3.15)$$

- Conservação da Quantidade de Movimento para os Fluidos Hipotéticos,

$$\frac{\partial (\bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{v}_k)}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{\rho}_k \bar{f}'_k \bar{v}'_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{v}_k \bar{v}_k) + \nabla \cdot [\bar{\rho}_k (\bar{f}_k \bar{v}'_k \bar{v}'_k + 2 \bar{v}_k \bar{f}'_k \bar{v}'_k + \bar{f}'_k \bar{v}'_k \bar{v}'_k)] =$$

$$- \bar{f}_k \nabla \bar{p}_k - \bar{f}'_k \nabla \bar{p}'_k + \bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{g} - (\bar{F}_{res})_k - (\bar{F}'_{res})_k \quad (3.16)$$

As equações (3.14) a (3.16) representam as equações da fluidodinâmica médias temporais gerais para o escoamento turbulento multifásico. Da inspeção dessas equações, verifica-se o surgimento de fluxos adicionais de massa e quantidade de movimento devido aos componentes flutuantes resultantes da decomposição de Reynolds. Esses termos são caracterizados por três classes de correlações (O'Brien *et al.* (1993)):

- Correlações de Primeira Ordem \rightarrow resultam em grandezas tensoriais de primeira ordem (vetores):

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{f'_k v'_k} \Rightarrow \text{representa um fluxo adicional de massa;} \\ \overline{f'_k \nabla p'_k} \Rightarrow \text{representa uma força adicional de pressão;} \\ \overline{(\mathbf{F}_{res})_k} \Rightarrow \text{representa uma força resistiva adicional entre as fases.} \end{array} \right. \quad (3.17)$$

- Correlações de Segunda e Terceira Ordem \rightarrow resultam em grandezas tensoriais de segunda ordem (tensores):

$$\left\{ \begin{array}{l} \overline{v'_k v'_k} \Rightarrow \text{representa um fluxo adicional de momentum;} \\ \overline{f'_k v'_k v'_k} \Rightarrow \text{representa outro fluxo adicional de momentum;} \\ \overline{f'_k \nabla \cdot (\mathbf{T}_k^{(1)})} \Rightarrow \text{representa uma tensão cisalhante adicional.} \end{array} \right. \quad (3.18)$$

Considerando-se a natureza difusiva (ou dispersiva) do escoamento turbulento devido a existência dos turbilhões ou vórtices⁸ (“eddies”), consensual entre os autores consultados (Hinze (1975) e Cebeci e Smith (1974)), alguns termos associados às flutuações turbulentas podem ser escritos na forma de fluxos dispersivos:

⁸ Turbilhões ou vórtices (“eddies”) constituem-se em estruturas organizadas que se repetem randomicamente no espaço-tempo, e possuem uma escala de tempo e espaço situada entre o nível molecular e o do domínio do contínuo.

$$\overline{\rho_k \frac{(\overline{f'_k v'_k})}{f_k}} \equiv \mathbf{F}_k^{(t)} \equiv \left\{ \begin{array}{l} \text{Fluxo turbulento} \\ \text{de massa na fase } k \end{array} \right\}, \quad (3.19)$$

$$\overline{\rho_k \left(\overline{v'_k v'_k} + \frac{2 \overline{v'_k f'_k v'_k}}{f_k} + \frac{\overline{f'_k v'_k v'_k}}{f_k} \right)} \equiv \mathbf{T}_k^{(t)} \equiv \left\{ \begin{array}{l} \text{Tensor cisalhante turbulento} \\ \text{atuando sobre a fase } k \\ \text{(Tensor de Reynolds)} \end{array} \right\}.$$

Por conveniência de expressão, define-se um tensor efetivo sobre a fase k como:

$$\mathbf{T}_k^{ef} = \overline{\mathbf{T}_k^{(l)}} + \mathbf{T}_k^{(t)}. \quad (3.20)$$

E, finalmente, as equações de conservação ficam:

- Conservação da Massa,

$$\frac{\partial(\overline{\rho_k f_k})}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_k f_k v_k}) = -\overline{f_k} \nabla \cdot (\mathbf{F}_k^{(t)}) ; \quad (3.21)$$

- Conservação da Quantidade de Movimento para os Fluidos Reais,

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\overline{\rho_k f_k v_k})}{\partial t} + \overline{f_k} \frac{\partial(\mathbf{F}_k^{(t)})}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_k f_k v_k v_k}) = \\ & -\overline{f_k} \nabla p_k - \overline{f_k} \nabla \cdot (\mathbf{T}_k^{eff}) + \overline{\rho_k f_k} \mathbf{g} - \overline{(\mathbf{F}_{res})_k} + \left[-\overline{f'_k} \nabla p'_k - \overline{f'_k} \nabla \cdot (\mathbf{T}_k^{(l)}) - \overline{(\mathbf{F}_{res})_k} \right] ; \quad (3.22) \end{aligned}$$

- Conservação da Quantidade de Movimento para os Fluidos Hipotéticos,

$$\frac{\partial(\overline{\rho_k f_k v_k})}{\partial t} + \overline{f_k} \frac{\partial(\overline{\mathbf{F}_k^{(t)}})}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_k f_k v_k v_k}) =$$

$$-\overline{f_k} \nabla p_k - \overline{f_k} \nabla \cdot (\overline{\mathbf{T}_k^{(t)}}) + \overline{\rho_k f_k \mathbf{g}} - \overline{(\mathbf{F}_{res})_k} + \left[-\overline{f_k' \nabla p_k} - \overline{(\mathbf{F}_{res})_k'} \right] \quad (3.23)$$

Por conveniência de apresentação e discussão, os termos entre colchetes do lado direito das equações (3.22) e (3.23) serão denominados de “forças flutuantes secundárias”.

Finalmente, enfatizando, o modelo fluidodinâmico geral representado pelas equações (3.21) a (3.23), apresentam basicamente as seguintes características:

- multifásico, composto tanto por fluidos reais quanto fluidos hipotéticos;
- euleriano para todas as fases envolvidas (fluidos reais e fluidos hipotéticos);
- escoamento turbulento para todas as fases;
- modelo “Aberto”⁹ devido a não descrição dos “forças flutuantes secundárias”, dos fluxos turbulentos e da força resistiva entre as fases.

3.2 – Hipóteses Preliminares para o “Fechamento” do Modelo Geral

3.2.1 – Forças Flutuantes Secundárias

A despeito do trabalho de O’Brien *et al.* (1993), sobre a importância das correlações secundárias, as correlações fração volumétrica-pressão ($\overline{f_k' \nabla p_k}$) e da força resistiva flutuante ($\overline{(\mathbf{F}_{res})_k'}$), serão negligenciadas devido à completa inexistência de informações experimentais sobre elas. Além disso, por uma análise de ordem de grandeza é possível mostrar que a importância relativa desses termos com os demais é substancialmente inferior.

A correlação $\overline{f_k' \nabla \cdot (\mathbf{T}_k^{(t)})}$ foi resultado da consideração de que a tensão cisalhante de origem molecular pudesse apresentar componentes flutuantes. Como o componente viscoso é na maioria das vezes inferior ao tensor de Reynolds (turbulento), é de se esperar que a

⁹ Adotaremos a definição de modelo “aberto” quando as equações de conservação necessitam de informações adicionais para que sejam passíveis de solução numérica. Para a recíproca adotaremos a denominação de modelo “fechado”.

flutuação do tensor viscoso seja de pouca importância no fenômeno e que, portanto, possa também ser negligenciado.

Assim,

$$\overline{f'_k \nabla p'_k} \approx \overline{(\mathbf{F}_{res})_k} \approx \overline{f'_k \nabla \cdot (\mathbf{T}_k^{(1)})} \approx 0 \quad (3.24)$$

3.2.2 – Modelos de Turbulência

Histórico

Os modelos de turbulência são necessários ao fechamento do modelo para se caracterizar matematicamente o fluxo turbulento de massa e o tensor de Reynolds. Esta caracterização consiste, normalmente, em associar as flutuações com as propriedades médias temporais.

Speziale (1991) apresenta uma revisão dos modelos de turbulência. Cita como marco inicial no estudo da turbulência, os trabalhos de Reynolds em 1895 com a concepção inicial das médias e dos tensores de Reynolds, e os de Boussinesq em 1877 com a introdução dos coeficientes efetivos de transferência de massa, momentum, e energia.

No entanto, somente após 1920, com os trabalhos pioneiros de Prandtl, resultados quantitativos foram alcançados no estudo da turbulência. A contribuição de Prandtl foi a introdução do conceito de comprimento de mistura por analogia ao livre percurso médio de uma molécula de um gás, na teoria cinética dos gases. Esse conceito possibilitou um considerável avanço para a modelagem da turbulência conquistando diversos adeptos (por exemplo Von Kàrmàn) até o pós-guerra (1945). Nessa época, Prandtl introduziu além de uma escala espacial (comprimento de mistura), uma escala de velocidade, fazendo uma junção entre a viscosidade turbulenta e a energia cinética turbulenta. Isto resultou no primeiro modelo de turbulência com uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta.

Rotta (1951), inspirado pelas idéias estatísticas de Kolmogorov, fundamentou as chamadas equações de transporte para os tensores de Reynolds, introduzindo-se os conceitos

e equações de transporte para a energia cinética turbulenta (k) e para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta (ϵ).

Por contração das equações de Rotta e junção com o conceito de viscosidade, Launder, Reece e Rodi (1975) desenvolveram um modelo de duas equações conhecido por modelo k - ϵ , que vem sendo utilizado e modificado até os dias de hoje com resultados bastante satisfatórios.

Ferziger (1987), apresenta uma revisão dos modelos e métodos empregados para a simulação de escoamentos turbulentos incompressíveis. Ele destaca seis níveis de simulação de escoamentos turbulentos: (i) nível de correlações empíricas, para quando o escoamento é suficientemente conhecido do ponto de vista experimental; (ii) nível de métodos integrais, no qual as equações de Navier-Stokes são reduzidas a equações diferenciais ordinárias por integração sobre uma ou mais coordenadas, e as equações resultantes são integradas após a atribuição de perfis polinomiais para as variáveis dependentes; (iii) nível de média sobre um ponto (temporal, espacial ou conjuntural), no qual modelos de uma equação, duas equações e modelo de tensões algébricas são empregados; (iv) nível de média sobre dois pontos no qual duas médias são escolhidas para a decomposição de Reynolds; (v) nível de grandes turbilhões (“Large Eddy”), no qual estruturas de grande escala são calculadas explicitamente através da utilização de modelos tridimensionais e transientes; (vi) e nível de turbulência completa (“Full-Turbulence”), no qual as equações não-médias e transientes são resolvidas numa escala espacial pequena e métodos experimentais são associados aos métodos numéricos. Hunt (1988) apresenta uma discussão teórica sobre a aplicação dos níveis de simulação da turbulência de (iv) a (vi).

A escolha de um desses níveis depende da acurácia desejada para a representação do fenômeno da turbulência. O nível atualmente mais popular e que tem apresentado uma relação custo/benefício adequada para a solução de problemas da engenharia, tem sido o nível (iii) através da escolha da média temporal.

Nallasamy (1987) apresenta uma revisão sobre os modelos de turbulência e suas aplicações na solução de problemas de turbulência sob a ótica do nível (iii) definido por Ferziger (1987). Nallasamy (1987) apresenta uma classificação dos modelos de turbulência de acordo com o número de equações diferenciais adicionais necessárias para o fechamento do modelo médio temporal. Os modelos são: modelo de zero equações; modelo de uma equação; modelo de duas equações; e modelo das tensões algébricas.

Nesta tese, conforme uma das conclusões do **Capítulo 2 – Revisão Bibliográfica**, dar-se-á ênfase aos modelos de zero e de duas equações.

Estes modelos empregam o conceito de viscosidade turbilhonar de Boussinesq, mas a determinação da escala espacial e da escala de velocidade, é efetuada através de equações adicionais.

A descrição da turbulência é realizada de uma maneira simples pela definição de sua energia cinética $\left(\frac{\rho_k q_k^2}{2}\right)$ e pelo seu comprimento de escala espacial l_k . Em função disso, a viscosidade turbilhonar para uma fase k genérica pode ser escrita na forma:

$$\mu_k^{(t)} = \rho_k c_k q_k l_k \quad (3.25)$$

na qual q_k é a escala da velocidade l_k é o comprimento de escala espacial e c_k uma constante empírica.

Modelo de Zero Equações:

O modelo de zero equação consiste numa analogia com a lei da viscosidade de Newton e a conseqüente definição de uma viscosidade turbulenta dependente não somente das propriedades físico-químicas da fase, mas também das condições do escoamento.

Para fluidos newtonianos a relação entre tensão cisalhante e taxa de deformação é uma relação linear do tipo (Slattery (1972)):

$$\mathbf{T}_k^{(t)} = -2 \mu_k \mathbf{D}_k \quad (3.26)$$

com,

$$\mathbf{D}_k = \frac{1}{2} (\nabla \mathbf{v}_k + \nabla \mathbf{v}_k^T), \quad (3.27)$$

onde μ_k é a viscosidade dinâmica (molecular) da fase k e \mathbf{D}_k a taxa de deformação. O super-escrito T , no segundo gradiente de velocidade da equação (3.27), representa a operação de transposição do tensor.

Para fluidos não-newtonianos (ou fluido newtoniano geral), a relação entre tensão e deformação não é linear e é escrita na forma:

$$\mathbf{T}_k^{(1)} = -2 \mu_k(\mathbf{D}_k) \mathbf{D}_k \quad . \quad (3.28)$$

Neste último caso, $\mu_k(\mathbf{D}_k)$, indica que a viscosidade da fase k é uma função também da taxa de deformação atuante na fase k . De forma a garantir o princípio da invariança com a mudança de referencial (Slattery (1972)), a relação da viscosidade com a taxa de deformação deverá ser uma função dos invariantes do tensor taxa de deformação \mathbf{D}_k . Os invariantes de \mathbf{D}_k são:

$$\begin{aligned} I_{\mathbf{D}_k} &= \text{Tr}(\mathbf{D}_k) = \nabla \cdot \mathbf{v}_k \quad , \\ II_{\mathbf{D}_k} &= \sqrt{\text{Tr}(\mathbf{D}_k \cdot \mathbf{D}_k)} \quad , \\ III_{\mathbf{D}_k} &= \text{Det}(\mathbf{D}_k) \quad , \end{aligned} \quad (3.29)$$

onde $\text{Tr}(\)$ representa o traço do tensor e $\text{Det}(\)$ o determinante do tensor.

Escolhendo o segundo invariante de \mathbf{D}_k , a equação (3.28) fica na forma:

$$\mathbf{T}_k^{(1)} = -2 \mu_k(\sqrt{\text{Tr}(\mathbf{D}_k \cdot \mathbf{D}_k)}) \mathbf{D}_k \quad . \quad (3.30)$$

Então, por analogia ao modelo de tensão do fluido newtoniano geral, Boussinesq propôs para as tensões de Reynolds, uma expressão do tipo:

$$\mathbf{T}_k^{(1)} = -2 \mu_k^{(1)}(\sqrt{\text{Tr}(\overline{\mathbf{D}_k \cdot \mathbf{D}_k})}) \overline{\mathbf{D}_k} \quad . \quad (3.31)$$

Segundo a teoria do comprimento de mistura de Prantl (Lilley e Chigier (1971), Nallasamy (1987), Ferziger (1987) e Speziale (1991)) a relação $\mu_k^{(1)}(\sqrt{\text{Tr}(\overline{\mathbf{D}_k \cdot \mathbf{D}_k})})$ assume a forma,

$$\mu_k^{(1)}(\sqrt{\text{Tr}(\overline{\mathbf{D}_k \cdot \mathbf{D}_k})}) = \rho_k I_k \sqrt{\text{Tr}(\overline{\mathbf{D}_k \cdot \mathbf{D}_k})} \quad (3.32)$$

onde I_k representa o comprimento de mistura para a fase k , relacionando-se com uma escala espacial da turbulência e exercendo funções análogas ao livre percurso médio de uma

molécula de um gás na teoria cinética dos gases. A determinação do comprimento de mistura é efetuada necessariamente por via empírica.

Comparando-se a equação (3.32) com a equação (3.25), conclui-se que, segundo um modelo de zero equações, que faz uso da teoria do comprimento de mistura de Prandtl, a escala de velocidade pode ser expressa na forma :

$$q_k = \frac{\sqrt{\text{Tr}(\mathbf{D}_k \cdot \mathbf{D}_k)}}{c_k} \quad (3.33)$$

Portanto a escala espacial e a escala de velocidade necessários para a caracterização completa da turbulência, ficam determinados pela definição de duas constantes empíricas: l_k e c_k .

Modelo de Duas Equações:

Os modelos de duas equações foram primeiramente desenvolvidos por Harlow e Hirt em 1969, e posteriormente implementados por Jones e Launder em 1972 (citados por Ferziger (1987)). Esses modelos são largamente utilizados em cálculos de engenharia pois suprimem a necessidade de se conhecer, a priori, um comprimento de escala da turbulência, como é o caso dos modelos de zero equações.

O tensor de Reynolds é expresso da seguinte forma:

$$\mathbf{T}_k^{(t)} = -2 \mu_k^{(t)} \overline{\mathbf{D}_k} + \frac{2}{3} k_k \mathbf{I} \quad (3.34)$$

na qual k_k é a energia cinética turbulenta da fase k e \mathbf{I} o tensor identidade.

A energia cinética turbulenta para a fase k , relaciona-se diretamente com a escala de velocidade q_k (Ferziger (1987)):

$$k_k = \frac{q_k^2}{2} \quad (3.35)$$

Uma equação para a energia cinética turbulenta pode ser derivada a partir das equações de Navier-Stokes, por subtração da equação média temporal da equação instantânea para

obter uma equação para a flutuação de velocidade. Tomando-se o produto escalar desta equação com a flutuação de velocidade e, aplicando-se a média temporal, chega-se na equação diferencial para a energia cinética turbulenta (Ferziger (1987)).

Todos os detalhes matemáticos do procedimento descrito para a obtenção da equação para k_k , podem ser encontrados no trabalho de Carvalho (1993).

Assim,

$$\frac{\partial(\overline{\rho_k f_k k_k})}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_k f_k \mathbf{v}_k k_k}) = +\overline{f_k} \nabla \cdot \left(\frac{\mu_k^{ef}}{\sigma_k} \nabla k \right) + \overline{f_k} [G_k - \overline{\rho_k} \varepsilon_k] , \quad (3.36)$$

onde:

- viscosidade efetiva da fase k ,

$$\mu_k^{ef} = \mu_k^{(l)} + \mu_k^{(t)} ; \quad (3.37)$$

- geração de energia cinética turbulenta no interior da fase k ¹⁰,

$$G_k = -\mathbf{T}_k^{(t)} : \nabla \overline{\mathbf{v}_k} ; \quad (3.38)$$

- taxa de dissipação de energia cinética turbulenta da fase k ,

$$\varepsilon_k = \frac{c_k q_k^3}{l_k} ; \quad (3.39)$$

Tendo-se em vista as equações (3.25), (3.35) e (3.39) chega-se facilmente a uma expressão para viscosidade turbulenta da fase k :

$$\mu_k^{(t)} = C_\mu \overline{\rho_k} \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.40)$$

na qual,

$$C_\mu = 4 c_k^2 \quad (3.41)$$

é uma constante empírica do modelo.

¹⁰ O produto tensorial $\mathbf{T}_k^{(t)} : \nabla \overline{\mathbf{v}_k}$, é denominado de produto duplamente contraído (Bird *et al.* (1960)).

Uma equação diferencial a mais, para ε_k , é necessária para completar o modelo:

$$\frac{\partial(\overline{\rho_k f_k \varepsilon_k})}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\rho_k f_k v_k \varepsilon_k}) = +\overline{f_k} \nabla \cdot \left(\frac{\mu_k^{\text{eff}}}{\sigma^\varepsilon} \nabla \varepsilon_k \right) + \overline{f_k} \left[C_1 G_k - C_2 \overline{\rho_k} \varepsilon_k \right] \frac{\varepsilon_k}{k_k} \quad (3.42)$$

O modelo de turbulência representado pelas equações de (3.34) a (3.42) é um modelo de duas equações denominado de modelo k- ε padrão. Maiores detalhes sobre o modelo podem ser encontrados em Launder e Spalding (1974), Ferziger (1987), Nallasamy (1987), Pollard e Martinuzzi (1989-a e b) e Speziale (1991).

A Tabela 3.1 apresenta os valores das constantes empíricas do modelo k- ε .

Tabela 3.1- Constantes do Modelo k- ε

Constante	C_μ	C_1	C_2	σ^k	σ^ε
Valor	0,09	1,44	1,92	1,00	1,30

Modelo para o Fluxo Turbulento de Massa:

Seguindo a mesma analogia proposta por Boussinesq, o fluxo turbulento de massa da fase k , relaciona-se com o gradiente de fração volumétrica pela expressão:

$$\mathbf{F}_k^{(t)} = -\mathbf{D}_k^{(t)} \nabla (\overline{\rho_k f_k}) \quad (3.43)$$

onde $\mathbf{D}_k^{(t)}$ é o coeficiente de dispersão turbulenta de massa.

O problema de fechamento do modelo é agora transferido para a modelagem do coeficiente de dispersão turbulenta de massa da fase k .

Uma proposta embasada por investigações experimentais sugere uma relação entre a viscosidade turbilhonar ($\mu_k^{(t)}$) e o coeficiente de dispersão turbulenta de massa ($\mathbf{D}_k^{(t)}$), por intermédio do número de Schmidt turbulento (Hinze (1975)):

$$Sc_k^{(t)} = \frac{\mu_k^{(t)}}{\rho_k \mathbf{D}_k^{(t)}} \quad (3.44)$$

É consensual de que nos processos turbulentos de transferência simultânea de massa, quantidade de movimento e calor, o número de Schmidt turbulento bem como o número de Prandtl turbulento, assumem valores próximos a unidade:

$$Sc_k^{(t)} \approx Pr_k^{(t)} \approx 1,0 \quad . \quad (3.45)$$

Nesse caso a relação procurada é imediata:

$$D_k^{(t)} \approx \frac{\mu_k^{(t)}}{\rho_k} \quad . \quad (3.46)$$

Ou seja, por meio de um modelo para o tensor de Reynolds e das considerações anteriores, hipótese de Boussinesq e constatações experimentais sobre os processos turbulentos de transferência, é possível modelar, sem a necessidade de nenhuma equação adicional, o fluxo turbulento de massa da fase k .

3.2.3 – Equação Constitutiva para as Forças de Interação entre as Fases

Negligenciando-se as forças de adição das massas e as forças colisionais, as forças de interação ficam compostas somente pela força de arraste ou resistiva entre as fases (Gidaspow (1993)). Um modelo clássico para a força resistiva pode ser expresso da seguinte forma:

$$\overline{(\mathbf{F}_{res})_k} = \sum_{j=1, j \neq k}^{j=n} \overline{B_{k,j}} (\overline{\mathbf{v}_k} - \overline{\mathbf{v}_j}) \quad (3.47)$$

na qual $\overline{B_{k,j}}$ representa um coeficiente de interface entre a fase k e a fase j .

Um resultado imediato que se obtém a partir da equação (3.47) é de que a soma das forças de interação em todas as fases que constituem o escoamento multifásico, é identicamente nula:

$$\sum_{k=1}^n (\overline{\mathbf{F}_{res}})_k = \sum_{k=1}^{k=n} \sum_{j=1, j \neq k}^{j=n} \overline{B_{k,j}} (\overline{\mathbf{v}_k} - \overline{\mathbf{v}_j}) = 0 \quad (3.48)$$

Para o fechamento do modelo, faz-se necessário ainda a especificação de equações constitutivas para o coeficiente de interface ou de atrito, entre as fases envolvidas no escoamento multifásico. Esse item será especificado quando da particularização do modelo geral para os casos de estudo.

3.3 – Modelo Euleriano-Euleriano Multifásico Bidimensional (EEMB)

Os constituintes básicos que compõem o modelo EEMB são ordenados de acordo com o organograma apresentado na Figura 3.1 .

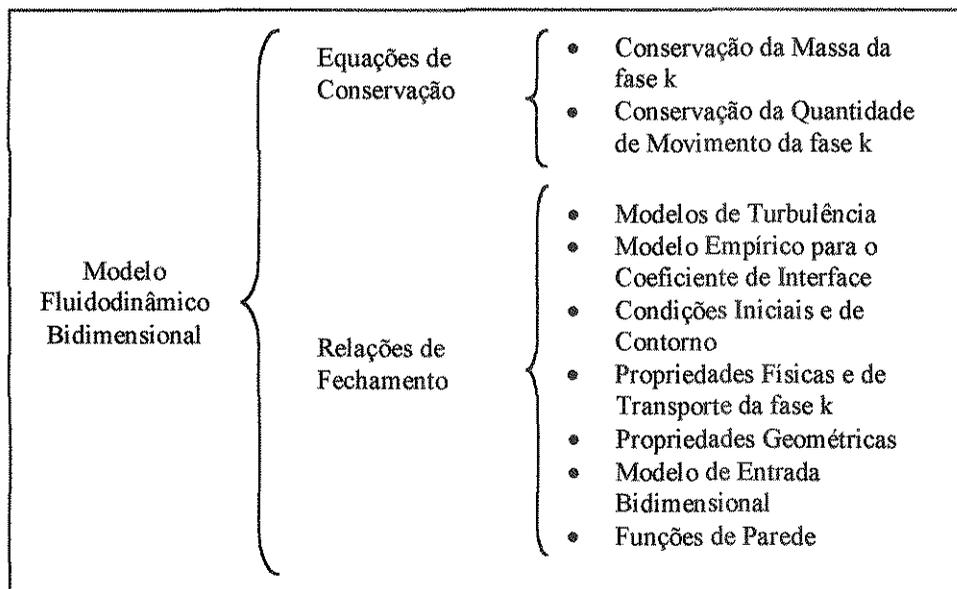


Figura 3.1 – Organograma dos constituintes do modelo fluidodinâmico.

O desenvolvimento do modelo EEMB para a simulação de ciclones a partir das equações apresentadas na seção 3.2 – Desenvolvimento do Modelo Geral, especificamente a

partir das equações (3.21) em diante, pressupõe a adoção de novas hipóteses simplificadoras. As principais são:

- simetria axial – possibilitar o tratamento bidimensional em coordenadas cilíndricas conforme definido no primeiro item do tópico **2.2-Pontos de Investigação**;
- incompressibilidade da fase k – evitar a necessidade de um tratamento termodinâmico do fator de compressibilidade da fase genérica k , por considerar escoamentos isotérmicos e sub-sônicos;
- a transferência de quantidade de movimento associada à dispersão turbulenta de massa pode ser negligenciada frente as transferências convectivas e dispersivas de momentum:

$$\bar{f}_k \frac{\partial}{\partial t} (F_k^{(t)}) \ll \left[\nabla \cdot (\bar{\rho}_k \bar{f}_k \bar{v}_k \bar{v}_k) - \bar{f}_k \nabla \cdot (\mathbf{T}_k^{ef}) \right]; \quad (3.49)$$

- a força gravitacional atua somente na direção axial do ciclone;
- modelo de turbulência combinado – a anisotropia das tensões de Reynolds é avaliada por uma combinação do modelo de duas equações k - ϵ e do modelo de zero equações obtido pela aplicação da teoria do comprimento de mistura de Prandtl.

Seguindo-se o organograma do modelo fluidodinâmico apresentado na Figura 3.1 e as hipóteses anteriores, em seguida apresenta-se os constituintes básicos do modelo.

3.3.1-Equações de Conservação

Para simplificar a apresentação das equações, não se fará uma distinção explícita entre os fluidos reais e os hipotéticos. Convém salientar, entretanto, que o tensor efetivo na fase k , \mathbf{T}_k^{ef} , para os fluidos hipotéticos conterão somente a contribuição turbulenta.

Assim, explicitando-se as equações (3.21) a (3.22), em coordenadas cilíndricas axissimétricas, obtém-se as equações de conservação da massa e da quantidade de movimento¹¹.

- Conservação da Massa da Fase k :

¹¹ Bird et al. (1960) e Slattery (1972), apresentam todo o ferramental analítico necessário para explicitar o modelo geral em coordenadas cilíndricas.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{f}_k) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \bar{f}_k (\bar{v}_k)_r] + \frac{\partial}{\partial z} [\bar{f}_k (\bar{v}_k)_z] = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \bar{f}_k \frac{[\mu_k^{(t)}]_{r,r}}{\rho_k} \frac{\partial}{\partial r} (\bar{f}_k) \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \bar{f}_k \frac{[\mu_k^{(t)}]_{z,z}}{\rho_k} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{f}_k) \right\} . \quad (3.50)$$

- Conservação da Quantidade de Movimento da Fase k na Direção Radial:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\bar{f}_k (\bar{v}_k)_r] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \bar{f}_k (\bar{v}_k)_r (\bar{v}_k)_r] + \frac{\partial}{\partial z} [\bar{f}_k (\bar{v}_k)_z (\bar{v}_k)_r] = \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \bar{f}_k \frac{[\mu_k^{ef}]_{r,r}}{\rho_k} \frac{\partial}{\partial r} [(\bar{v}_k)_r] \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \bar{f}_k \frac{[\mu_k^{ef}]_{z,r}}{\rho_k} \frac{\partial}{\partial z} [(\bar{v}_k)_r] \right\} + \overline{S_{(v_k)_r}} . \end{aligned} \quad (3.51)$$

- Conservação da Quantidade de Movimento da Fase k na Direção Tangencial:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\bar{f}_k (\bar{v}_k)_\theta] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \bar{f}_k (\bar{v}_k)_r (\bar{v}_k)_\theta] + \frac{\partial}{\partial z} [\bar{f}_k (\bar{v}_k)_z (\bar{v}_k)_\theta] = \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \bar{f}_k \frac{[\mu_k^{ef}]_{r,\theta}}{\rho_k} \frac{\partial}{\partial r} [(\bar{v}_k)_\theta] \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \bar{f}_k \frac{[\mu_k^{ef}]_{z,\theta}}{\rho_k} \frac{\partial}{\partial z} [(\bar{v}_k)_\theta] \right\} + \overline{S_{(v_k)_\theta}} . \end{aligned} \quad (3.52)$$

- Conservação da Quantidade de Movimento da Fase k na Direção Axial:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\bar{f}_k (\bar{v}_k)_z] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \bar{f}_k (\bar{v}_k)_r (\bar{v}_k)_z] + \frac{\partial}{\partial z} [\bar{f}_k (\bar{v}_k)_z (\bar{v}_k)_z] = \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \bar{f}_k \frac{[\mu_k^{ef}]_{r,z}}{\rho_k} \frac{\partial}{\partial r} [(\bar{v}_k)_z] \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \bar{f}_k \frac{[\mu_k^{ef}]_{z,z}}{\rho_k} \frac{\partial}{\partial z} [(\bar{v}_k)_z] \right\} + \overline{S_{(v_k)_z}} . \end{aligned} \quad (3.53)$$

Os termos fonte nas equações (3.51), (3.52) e (3.53), $\overline{S_{(v_k)_r}}$, $\overline{S_{(v_k)_\theta}}$ e $\overline{S_{(v_k)_z}}$, necessitam de especificação e representam todos os termos que não se enquadram na forma padrão conservativa e escalar das equações de conservação para variável genérica ϕ_k , conforme expresso a seguir.

- Forma Padrão Conservativa e Escalar dos Princípios de Conservação:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} [\bar{f}_k (\bar{\phi}_k)] + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \bar{f}_k (\bar{v}_k)_r (\bar{\phi}_k)] + \frac{\partial}{\partial z} [\bar{f}_k (\bar{v}_k)_z (\bar{\phi}_k)] = \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r \bar{f}_k (\Gamma_k^{ef})_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial}{\partial r} [(\bar{\phi}_k)] \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \bar{f}_k (\Gamma_k^{ef})_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial}{\partial z} [(\bar{\phi}_k)] \right\} + \overline{S_{\phi_k}} , \end{aligned} \quad (3.54)$$

com $j = r, z$ ou θ .

Com o objetivo de compactar o modelo (EEMB) e normalizá-lo, as seguintes variáveis adimensionais, grupos adimensionais e operadores, devem ser definidos:

- Variáveis independentes,

$$\bar{r} \equiv \frac{r}{r_{ref}}, \quad \bar{z} \equiv \frac{z}{z_{ref}}, \quad \bar{\tau} \equiv \frac{v_{ref} t}{r_{ref}}; \quad (3.55)$$

- Variáveis dependentes,

$$\bar{f}_k \equiv \bar{f}_k, \quad \bar{u}_k \equiv \frac{(\bar{v}_k)_r}{v_{ref}}, \quad \bar{v}_k \equiv \frac{(\bar{v}_k)_\theta}{v_{ref}}, \quad \bar{w}_k \equiv \frac{(\bar{v}_k)_z}{v_{ref}}, \quad \bar{p}_k \equiv \frac{\bar{p}_k}{\rho_{ref} v_{ref}^2}, \quad \bar{k}_k \equiv \frac{\bar{k}_k}{v_{ref}^2}, \quad \bar{\varepsilon}_k \equiv \frac{\bar{\varepsilon}_k r_{ref}}{v_{ref}^3}; \quad (3.56)$$

- Grupos adimensionais,

$$\begin{aligned} L_d &\equiv \frac{r_{ref}}{z_{ref}}, \quad (\text{Re}_k^{(t)})_{r,j} \equiv \frac{\bar{\rho}_k v_{ref} r_{ref}}{(\bar{\mu}_k^{(t)})_{r,j}}, \quad (\text{Re}_k^{(t)})_{z,j} \equiv \frac{\bar{\rho}_k v_{ref} z_{ref}}{(\bar{\mu}_k^{(t)})_{z,j}}, \\ (\text{Re}_k^{ef})_{r,j} &\equiv \frac{\bar{\rho}_k v_{ref} r_{ref}}{(\bar{\mu}_k^{ef})_{r,j}}, \quad (\text{Re}_k^{ef})_{z,j} \equiv \frac{\bar{\rho}_k v_{ref} z_{ref}}{(\bar{\mu}_k^{ef})_{z,j}}, \quad S_{\phi_k} \equiv r \bar{S}_{\phi_k} v_{ref}^2; \end{aligned} \quad (3.57)$$

- Operadores diferenciais,

$$\begin{aligned} C_k(\phi_k) &\equiv \frac{\partial}{\partial r} (r f_k u_k \phi_k) + r L_d \frac{\partial}{\partial z} (f_k w_k \phi_k) \quad (\text{operador convecção}) \\ D_k(\phi_k) &\equiv \frac{\partial}{\partial r} \left(r f_k (\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial r} \right) + r L_d \frac{\partial}{\partial z} \left(f_k (\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial z} \right) \quad (\text{operador dispersão}). \end{aligned} \quad (3.58)$$

Por conseguinte, o modelo EEMB compacto e normalizado pode ser escrito na forma padrão:

$$r \frac{\partial (f_k \phi_k)}{\partial \tau} + C_k(\phi_k) = D_k(\phi_k) + S_{\phi_k}. \quad (3.59)$$

A Tabela 3.2 completa a equação anterior, explicitando-se a variável ϕ_k , e os coeficientes $(\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k}$, $(\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k}$, e os termos fonte S_{ϕ_k} .

Tabela 3.2 – Forma compacta do modelo EEMB.

Conservação	ϕ_k	$(\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k}$	$(\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k}$	S_{ϕ_k}
Massa da Fase k	1	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{(1)})_{r,r}}$	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{(1)})_{z,z}}$	0
Momentum Radial Da Fase k	u_k	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{r,r}}$	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{z,r}}$	S_{u_k}
Momentum Tangencial da fase k	v_k	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{r,\theta}}$	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{z,\theta}}$	S_{v_k}
Momentum Axial da Fase k	w_k	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{r,z}}$	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{z,z}}$	S_{w_k}

Os termos fonte que aparecem na coluna da extrema direita da Tabela 3.2, são especificados a seguir.

- Termo fonte para u_k :

Os componentes do termo fonte para a velocidade radial da fase k , provêm da força de pressão, da força centrífuga, da dispersão, das tensões normais e da força resistiva entre as fases. A expressão a seguir apresenta os componentes na ordem anterior.

$$\begin{aligned}
 S_{u_k} = & \left\{ -r f_k \frac{\partial}{\partial r} (p_k) \right\} + \left\{ f_k v_k^2 \right\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r f_k (\Gamma_k^{\text{ef}})_{r,r} \frac{\partial u_k}{\partial r} \right] + f_k (\Gamma_k^{\text{ef}})_{\theta,\theta} \frac{2 u_k}{r} + \right. \\
 & \left. \left[r \frac{\partial}{\partial z} \left[f_k (\Gamma_k^{\text{ef}})_{r,z} \frac{\partial w_k}{\partial r} \right] \right] \right\} \\
 & + \frac{2}{3} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r f_k (\Gamma_k^{\text{eff}})_{r,r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_k) + L_d \frac{\partial w_k}{\partial z} \right] \right] + f_k (\Gamma_k^{\text{ef}})_{\theta,\theta} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_k) + L_d \frac{\partial w_k}{\partial z} \right] \right\} \quad (3.60) \\
 & \left. + \left\{ \frac{\partial}{\partial r} (r f_k k_k) + f_k k_k \right\} \right\} \\
 & + \left\{ -r \sum_{j=1, j \neq k}^{j=n} B_{k,j} \left(\frac{\Gamma_{\text{ref}}}{\rho_k v_{\text{ref}}} \right) (u_k - u_j) \right\}
 \end{aligned}$$

- Termo fonte para v_k :

Os componentes do termo fonte para a velocidade tangencial da fase k , provêm da força de coreolis, da dispersão e da força resistiva entre as fases. A expressão a seguir apresenta os componentes, também na ordem anterior.

$$S_{v_k} = \{f_k u_k v_k\} + \left\{ \frac{v_k}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r f_k (\Gamma_k^{ef})_{r,\theta} \right] \right\} + \left\{ -r \sum_{j=1, j \neq k}^{j=n} \overline{B_{k,j}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_k v_{ref}} \right) (v_k - v_j) \right\} . \quad (3.61)$$

- Termo fonte para w_k :

Os componentes do termo fonte para a velocidade axial da fase k , provêm da força de pressão, da dispersão, das tensões normais, da força gravitacional e da força resistiva entre as fases. A expressão a seguir apresenta os componentes :

$$\begin{aligned} S_{w_k} = & + \left\{ -r f_k L_d \frac{\partial p_k}{\partial z} \right\} + \left\{ r L_d \frac{\partial}{\partial z} \left[f_k (\Gamma_k^{ef})_{z,z} \frac{\partial w_k}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r f_k (\Gamma_k^{ef})_{z,r} \frac{\partial u_k}{\partial z} \right] \right\} \\ & + \frac{2}{3} \left\{ r L_d \frac{\partial}{\partial z} \left\{ f_k (\Gamma_k^{ef})_{z,z} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_k) + L_d \frac{\partial w_k}{\partial z} \right] + f_k k_k \right\} \right\} + \left\{ r f_k g_z \left(\frac{r_{ref}}{v_{ref}^2} \right) \right\} . \quad (3.62) \\ & + \left\{ -r \sum_{j=1, j \neq k}^{j=n} \overline{B_{k,j}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_k v_{ref}} \right) (w_k - w_j) \right\} \end{aligned}$$

3.3.2-Relações de Fechamento

Modelos de Turbulência

De acordo com o segundo aspecto apresentado no item 2.2-Pontos de Investigação, neste trabalho será adotado um modelo anisotrópico formado por uma combinação entre o modelo de duas equações k-ε padrão e o modelo de zero equações de Prandtl, seguindo-se a mesma linha proposta por Duggins e Frith (1987).

O modelo consiste em prever os componentes radiais e axiais do tensor de Reynolds pelo modelo k-ε padrão, e os componentes tangenciais por intermédio da teoria do comprimento de mistura, conforme especificado a seguir.

O tensor de Reynolds atuante na fase k pode ser explicitado em termos de seus nove (9) componentes como:

$$\mathbf{T}_k^{(t)} = \begin{pmatrix} \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{r,r} & \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{r,\theta} & \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{r,z} \\ \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{\theta,r} & \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{\theta,\theta} & \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{\theta,z} \\ \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{z,r} & \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{z,\theta} & \left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{z,z} \end{pmatrix}. \quad (3.63)$$

A idéia central da introdução da anisotropia causada pelo alto giro no interior do ciclone, consiste em prever esses tensores de uma forma diferenciada, conforme o seguinte esquema:

- $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{r,r}$, $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{r,z}$ = $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{z,r}$ e $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{z,z}$ \Rightarrow Preditos com o Modelo k - ϵ ;
- $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{\theta,\theta}$, $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{r,\theta}$ = $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{\theta,r}$ e $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{z,\theta}$ = $\left(\mathbf{T}_k^{(t)}\right)_{\theta,z}$ \Rightarrow Preditos com o Modelo de Prandtl .

Ou, em termos da viscosidade turbilhonar:

$$\left(\mu_k^{(t)}\right)_{r,z} = \left(\mu_k^{(t)}\right)_{r,r} = \left(\mu_k^{(t)}\right)_{z,z} = C_\mu \overline{\rho_k} \frac{\overline{k_k}^{-2}}{\epsilon_k}, \quad (3.64)$$

onde $\overline{k_k}$ e $\overline{\epsilon_k}$ são calculados através de suas respectivas equações de conservação.

E,

$$\left(\mu_k^{(t)}\right)_{\theta,\theta} = \left(\mu_k^{(t)}\right)_{z,\theta} = \left(\mu_k^{(t)}\right)_{r,\theta} = \left(\mu_k^{(t)}\right)_{en} + \overline{\rho_k} r^2 l_k^2 \left\{ \left[\left(\frac{\partial \overline{v_k}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\overline{v_k}}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{v_k}}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{1}{2} \left[\left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\overline{v_k}}{r} \right) \right]^2 + \left(\frac{\partial \overline{v_k}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{v_k}}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{v_k}}{\partial z} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \quad (3.65)$$

onde, $\left(\mu_k^{(t)}\right)_{en}$, representa um termo de convecção de turbulência associada a corrente de entrada no ciclone definido por Pericleous (1987), e l_k , é o comprimento de mistura de Prandtl.

Pericleous (1987) sugere a seguinte expressão para $\left(\mu_k^{(t)}\right)_{en}$:

$$\left(\mu_k^{(t)}\right)_{en} = \overline{\rho_k} \left(\overline{k_k}\right)_{en}^{1/2} \frac{D_h}{10}, \quad (3.66)$$

onde $(\overline{k_k})_{en}$ é a energia cinética turbulenta da fase k na entrada do ciclone, e D_h é o diâmetro hidráulico da seção de entrada do ciclone. Essa expressão é utilizada somente para ciclones de pequeno diâmetro.

Duggins e Frith (1987), Pericleous (1987), Davidson (1988), Dyakowski e Willians (1993) e Silva e Nebra (1994), sugerem um valor para o comprimento de mistura l_k na faixa de (0,028 a 0,034).

A Tabela 3.3 apresenta os constituintes da equação (3.59) para expressar a conservação da energia cinética turbulenta (k_k) e de sua taxa de dissipação (ε_k) e complementar a Tabela 3.2.

Tabela 3.3 - Forma compacta e normalizada do modelo k - ε

Conservação	ϕ_k	$(\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k}$	$(\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k}$	S_{ϕ_k}
Energia Cinética Turbulenta	k_k	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{r,r} \sigma^{k_k}}$	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{z,z} \sigma^{k_k}}$	$r f_k [(G_k)_d - \varepsilon_k]$
Taxa de Dissipação De Energia Cinética Turbulenta	ε_k	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{r,r} \sigma^{\varepsilon_k}}$	$\frac{1}{(\text{Re}_k^{\text{ef}})_{z,z} \sigma^{\varepsilon_k}}$	$r f_k \frac{\varepsilon_k}{k_k} [C_1 (G_k)_d - C_2 \varepsilon_k]$

O termo fonte na última coluna da direita da Tabela 3.3, $(G_k)_d$, representa um termo de geração/dissipação de turbulência é escrito em coordenadas cilíndricas axissimétricas, como:

$$(G_k)_d = \left\{ \frac{2}{(\text{Re}_k^{(t)})_{r,r}} \left[\left(\frac{\partial u_k}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u_k}{r} \right)^2 + L_d^2 \left(\frac{\partial w_k}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{1}{(\text{Re}_k^{(t)})_{r,r}} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_k}{r} \right) \right]^2 + L_d^2 \left(\frac{\partial v_k}{\partial z} \right)^2 + \left(L_d \frac{\partial u_k}{\partial z} + \frac{\partial w_k}{\partial r} \right)^2 \right\} \quad (3.67)$$

Modelo Constitutivo para o Coeficiente de Interface

Quando a fase k for um fluido hipotético, por exemplo uma fase sólida, denotada pelo subscrito s , o coeficiente de interface entre esta fase e um fluido real, denotado pelo subscrito g , pode ser predito considerando-se um modelo de partícula esférica isolada através da lei de Darcy (Gidaspow (1993)). Neste caso, considerando-se a fração volumétrica da fase gasosa menor do que 0,8 ($\bar{f}_g < 0,8$), típico de um escoamento em fase densa, $\overline{B_{g,s}}$ que de acordo com o modelo é idêntico a $\overline{B_{s,g}}$, pode ser calculado pela expressão:

$$\overline{B_{g,s}} = \overline{B_{s,g}} = 150 \frac{\bar{f}_s^2 \mu_g}{\bar{f}_g^2 (d_p \psi_s)^2} + 1,75 \frac{\rho_g |\bar{v}_g - \bar{v}_s| \bar{f}_s}{\psi_s d_p}, \quad (3.68)$$

onde d_p é o diâmetro médio da partícula, ψ_s é a esfericidade da partícula e $|\bar{v}_g - \bar{v}_s|$ é o módulo da velocidade relativa entre a fase fluida e a fase sólida.

Wen e Yu (1966) estendendo os trabalhos de Richardson e Zaki (1954), no sentido de incrementar a predição da força resistiva para escoamento gás-sólido em fase diluída ($(\bar{f}_g) > 0,8$), propuseram a expressão:

$$\overline{B_{g,s}} = \frac{3}{4} C_D \frac{\bar{f}_g |\bar{v}_g - \bar{v}_s| \rho_g \bar{f}_s}{d_p} g(\bar{f}_g), \quad (3.69)$$

com (Rowe (1961)),

$$C_D = \begin{cases} 0.44 & \text{for } Re_s > 1,000 \\ \frac{24}{Re_s} (1 + 0.15 Re_s^{0.687}) & \text{for } Re_s \leq 1,000 \end{cases} \quad (3.70)$$

$$Re_s = \frac{|\overline{v_g} - \overline{v_s}| d_p \overline{\rho_g} \overline{f_g}}{\mu_g}$$

Gidaspow e Ettehadieh (1983), apresentam a seguinte equação para contemplar uma função de população de partículas, no modelo de Wen e Yuu:

$$g(\overline{f_g}) = (\overline{f_g})^{-2.65} \quad (3.71)$$

Propriedades Físicas e de Transporte

A Tabela 3.4, define as propriedades necessárias para a caracterização dinâmica do escoamento das fases envolvidas no escoamento multifásico.

Tabela 3.4- Propriedades físicas e de transporte das fases.

Fase	Propriedades
Fluida	$\overline{\rho_k} \Rightarrow$ massa específica da fase k
	$\overline{\mu_k^{(l)}} \Rightarrow$ viscosidade dinâmica (molecular) da fase k
	$\overline{Q_k} \Rightarrow$ vazão volumétrica da fase k
Particulada	$\overline{\rho_j} \Rightarrow$ massa específica da fase particulada j
	$\overline{Q_j} \Rightarrow$ vazão volumétrica da fase j
	$\overline{(d_p)_j} \Rightarrow$ diâmetro médio das partículas da fase j
	$\overline{\psi_j} \Rightarrow$ esfericidade das partículas da fase j

Propriedades Geométricas

A Figura 3.2 ilustra esquematicamente a geometria a ser utilizada nos estudos de simulação. Nesta figura são indicadas as regiões que formarão os blocos na construção da malha numérica (borda esquerda e inferior), as fronteiras de aplicação das condições de contorno (borda direita e superior em destaque nas caixas de texto) e a nomenclatura utilizada para as grandezas necessárias para a especificação geométrica do equipamento.

A Tabela 3.5 sumariza e define as grandezas geométrica dos ciclones.

Tabela 3.5-Definições geométricas dos ciclones

Grandeza	Definição
L_e	Altura da seção retangular de entrada
L_s	Altura do tubo de saída superior do ciclone (“overflow”)
L_c	Altura da região cilíndrica do ciclone
L_{co}	Altura da região cônica do ciclone
L_b	Altura da caixa coletora de sólidos (“hopper”)
D_s	Diâmetro do tubo de saída inferior do ciclone (“overflow”)
D_c	Diâmetro do ciclone
D_L	Diâmetro do tubo de saída inferior do ciclone (“underflow”)
D_b	Diâmetro do “hopper”
b_{en}	Profundidade da seção retangular de entrada ¹²

¹² O parâmetro b representa a profundidade da entrada considerando-se esta última como uma seção retangular, e não aparece na Figura 3.2 devido a representação bidimensional do ciclone.

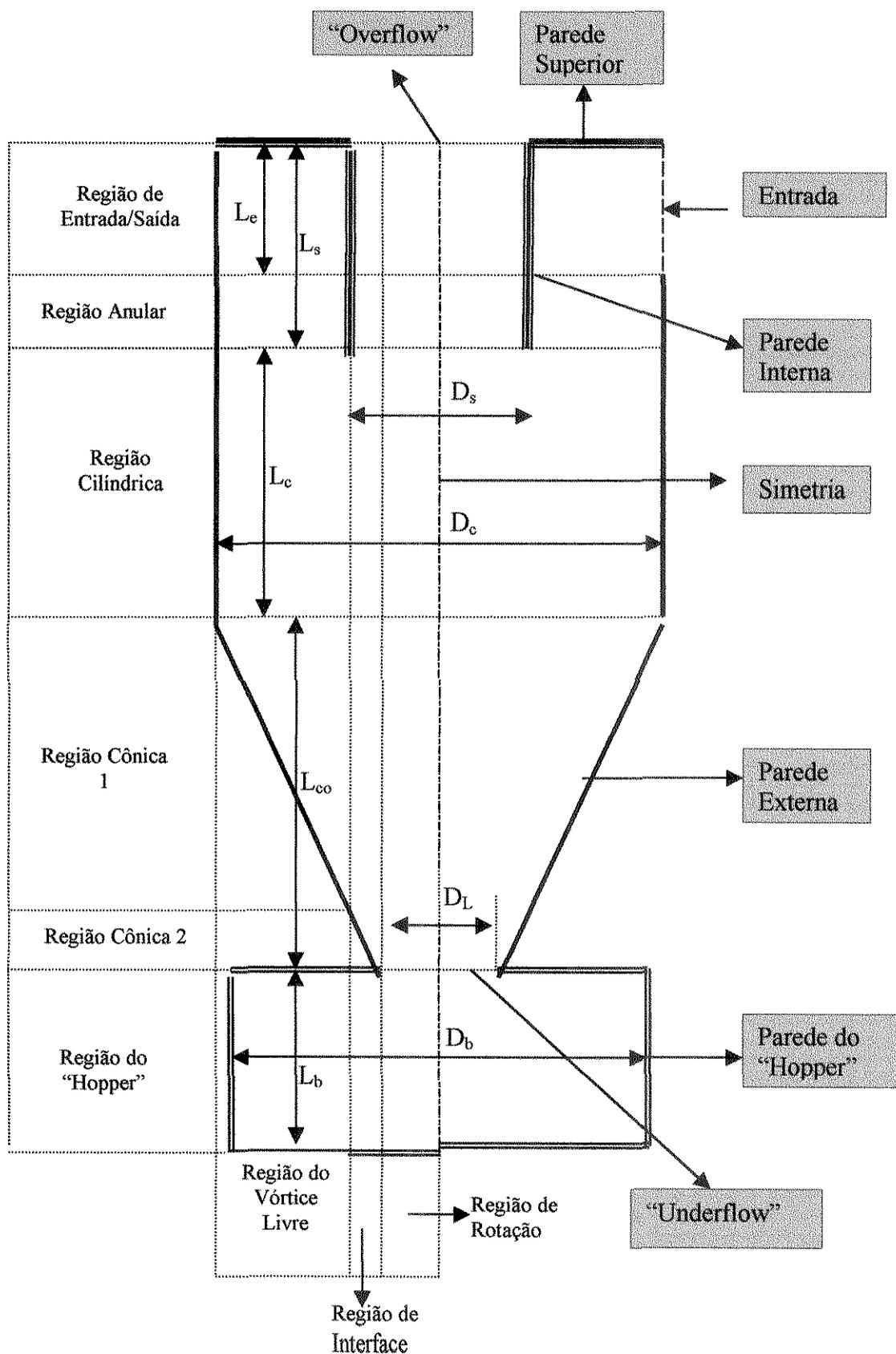


Figura 3.2 – Desenho esquemático de um ciclone.

Modelo de Entrada Bidimensional

Para se efetuar a transformação teórica da entrada essencialmente tridimensional assimétrica dos ciclones, para uma entrada tridimensional simétrica, os autores consultados (Boysan *et al.* (1982), Zho e Soo (1990), Dyakowski e Willians (1993) e Madsen *et al.* (1994)), sugerem a transformação da seção quadrada da entrada em uma seção circunferencial simétrica.

A Figura 3.3 ilustra a transformação.

Adotando-se a transformação, introduz-se um fluxo radial de massa, necessário para se satisfazer as equações de conservação na entrada simétrica do ciclone.

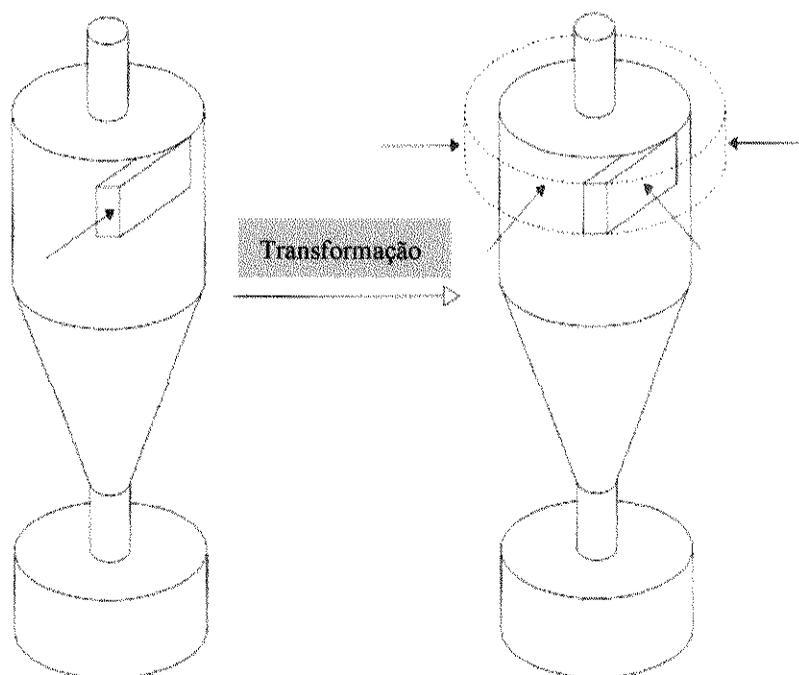


Figura 3.3-Illustração da transformação da entrada assimétrica para uma entrada simétrica.

Os componentes de velocidade da fase k na entrada, $(\overline{u}_k)_{en}$, $(\overline{v}_k)_{en}$ e $(\overline{w}_k)_{en}$, são calculados através pelas expressões:

$$\begin{aligned}(\overline{u}_k)_{en} &= \frac{Q_k}{(A_{2D})_{en} (\overline{f}_k)_{en}}, \\(\overline{v}_k)_{en} &= \frac{Q_k}{(A_{3D})_{en} (\overline{f}_k)_{en}}, \\(\overline{w}_k)_{en} &= 0,\end{aligned}\tag{3.72}$$

onde

$$\begin{aligned}(A_{2D})_{en} &= \pi D_c L_e, \\(A_{3D})_{en} &= b L_e,\end{aligned}\tag{3.73}$$

e $(A_{2D})_{en}$ é a área da seção circunferencial da entrada simétrica do ciclone e, $(A_{3D})_{en}$, é a área da seção retangular da entrada assimétrica.

Funções de Parede

É notório na literatura a introdução no modelo fluidodinâmico de funções de caráter empírico, nas regiões próximas as superfícies sólidas (paredes), como uma forma de introduzir efeitos de natureza viscosa, presentes naquelas regiões.

Para o modelo k - ϵ é comum introduzir funções derivadas do perfil universal de velocidade de um fluido adjacente a parede, para o cálculo dos valores de k e ϵ naquelas regiões.

O modelo apresentado por Launder e Spalding (1974) e usado nesse trabalho, é apresentado a seguir.

$$\begin{aligned} \overline{(k_k)}_w &= \frac{v_k^{*2}}{C_\mu^{1/2}}, \\ \overline{(\varepsilon_k)}_w &= \frac{(C_\mu^{1/2} \overline{(k_k)}_w)^{3/2}}{\kappa y_w}, \end{aligned} \quad (3.74)$$

com,

$$|\overline{v_k}| = \frac{v_k^*}{\kappa} \ln \left(\frac{E \overline{\rho_k} y_w v_k^*}{\mu_k^{(l)}} \right) \text{ e } |\overline{v_k}| = \sqrt{w^2} .$$

Nas equações anteriores: o subscrito w indica uma posição próxima a parede; v_k^* é uma velocidade de atrito; κ é a constante de Karman ($\kappa=0,4$); y_w é a distância da parede até a posição imediatamente adjacente; e E representa a rugosidade da parede ($E=9,0$ para paredes lisas).

Nos escoamentos giratórios de alta velocidade do tipo daqueles que ocorrem em ciclones, há um fenômeno conhecido por preservação da vorticidade que é garantido pela existência de uma região próxima à parede, onde o escoamento comporta-se como um escoamento em vórtice livre.

A existência dessas regiões de vórtice livre foi observada experimentalmente em diversos trabalhos apresentados na literatura. Para introduzir esses efeitos de parede no escoamento giratório, a literatura sugere a utilização de funções de parede empíricas, que possuem uma forte dependência com a geometria do ciclone. Para ciclones do tipo Lapple, e escoamento monofásico tem-se uma função sugerida por Patterson e Munz (1989, 1996):

$$\frac{v_w}{v_{en}} = 0.202 \text{Re}_{en}^{0.169} , \quad (3.75)$$

$$\text{Re}_{en} = \frac{\overline{\rho}(\overline{v})_{en} (D_c - D_s)}{\mu} .$$

Para ciclones do tipo Stairmand, Alexander (1949), sugere uma função que depende somente da geometria:

$$\frac{v_w}{v_{en}} = 2.15 \left(\frac{b_{en} L_e}{D_c D_s} \right)^{0.5} . \quad (3.76)$$

Condições Iniciais e de Contorno

As condições iniciais para as variáveis dependentes do modelo EEMB, para um estudo de simulação dinâmica de ciclones, dependem do tipo de análise transiente que se deseja. Por exemplo, uma análise de partida do equipamento ou uma análise de perturbação operacional em malha aberta (problema de controle).

Nesse estudo dar-se-á ênfase a uma análise em estado estacionário. Mas, no entanto, o termo transiente será mantido no modelo para uma futura aplicação da técnica numérica de transiente distorcido (ou “false-time-step”), como estratégia para se garantir soluções numéricas convergentes e estáveis. Este aspecto será convenientemente explorado no

Capítulo 4- Métodos Numéricos.

A seguir apresenta-se as possibilidades plausíveis de condições de contorno para as fronteiras do ciclone ilustrada na Figura 3.2.

- Entrada:

Para a entrada, adota-se o modelo de entrada bidimensional para se caracterizar os componentes de velocidade resultantes da transformação 3-D assimétrica para a 3-D simétrica.

Para as propriedades turbulentas, utilizando-se a mesma transformação usada para o componente tangencial de velocidade e expressões empíricas disponíveis na literatura (Dyakowski e Willians (1993), Madsen *et al* (1994)), tem-se:

$$\begin{aligned} \overline{(k_k)}_{en} &= 0,005 \overline{(v_k)}_{en}^2, \\ \overline{(\varepsilon_k)}_{en} &= \frac{C_\mu \overline{(k_k)}_{en}^{3/2}}{\left(\frac{D_c - D_s}{2}\right)}. \end{aligned} \quad (3.77)$$

Para as frações volumétricas na entrada, utiliza-se a definição 3.1:

$$\overline{(f_k)}_{en} = \frac{\overline{(Q_k)}_{en}}{\sum_{k=1}^{k=n} \overline{(Q_k)}_{en}}. \quad (3.78)$$

A pressão atuante na fase k não necessita de especificação na entrada e em nenhuma fronteira, devido ao acoplamento pressão-velocidade. Este acoplamento é necessário para

a obtenção de uma equação diferencial elíptica, a partir da conservação da massa na fase k , para a pressão⁸. Assim sendo, a pressão na entrada pode ser obtida por extrapolação de valores internos.

- Parede Externa, do “Hopper”, Superior e Interna:

Condições similares são empregadas para todas as paredes do ciclone.

Para as fases que se comportam como fluidos reais, condições de não-deslizamento são aplicáveis

$$(\overline{u_k} = \overline{v_k} = \overline{w_k} = 0). \quad (3.79)$$

E, também, para a velocidade tangencial próxima a parede, as funções de parede de acordo com o tipo de ciclone (tipo Lapple ou tipo Satirmand).

Para as fases particuladas, a despeito do trabalho de Zhou e Soo (1991), uma condição de deslizamento livre (“free-slip”) é utilizada:

$$\overline{u_k} = \overline{v_k} = \frac{\partial \overline{w_k}}{\partial r} = 0. \quad (3.80)$$

A não consideração de balanços de força para as partículas conforme sugerido por Zhou e Soo (1991), deve-se ao fato de que os modelos para as forças atuantes nas partículas adjacentes às paredes, possuem um número significativo de parâmetros empíricos cuja determinação experimental é ainda desconhecida em sua totalidade.

Para $\overline{k_k}$ e $\overline{\varepsilon_k}$, condições de turbulência nula do tipo

$$\begin{aligned} \overline{k_k} &= 0 \\ \frac{\partial \overline{\varepsilon_k}}{\partial r} &= 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \overline{\varepsilon_k}}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (3.81)$$

são aplicada nas paredes. A condição para k é justificada pela condição de não deslizamento para os componentes de velocidade, e para ε , fisicamente representa uma condição de fronteira isolada à dissipação de turbulência.

⁸ No capítulo 4 o acoplamento pressão-velocidade será discutido em detalhes.

Para a região imediatamente adjacentes às paredes, as funções de Launder e Spalding (1974), são aplicadas para introduzir efeitos viscosos próximos as paredes.

O procedimento utilizado para se definir a região de aplicação das funções de parede, consiste em considerar somente um ponto adjacente a parede, conforme sugerido por Elkain *et al.* (1994).

À fração volumétrica na parede impõe-se uma condição de fronteira impermeável à transferência de massa:

$$\frac{\partial \bar{f}_k}{\partial r} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{\partial \bar{f}_k}{\partial z} = 0 \quad . \quad (3.82)$$

- Simetria:

Condições de simetria axial são aplicadas para todas as variáveis em todas as fases envolvidas:

$$\begin{aligned} \bar{u}_k = \bar{v}_k = 0 \\ \text{e,} \\ \frac{\partial \bar{f}_k}{\partial r} = \frac{\partial \bar{w}_k}{\partial r} = \frac{\partial \bar{k}_k}{\partial r} = \frac{\partial \bar{\epsilon}_k}{\partial r} = \frac{\partial \bar{p}_k}{\partial r} = 0 \quad . \end{aligned} \quad (3.83)$$

- “Unde-flow” e “Over-flow”:

Condições de continuidade do fluxo são aplicadas para todas as variáveis da fase genérica k , tanto na saída inferior quanto na saída superior do ciclone:

$$\frac{\partial \bar{f}_k}{\partial z} = \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial z} = \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial z} = \frac{\partial \bar{w}_k}{\partial z} = \frac{\partial \bar{k}_k}{\partial z} = \frac{\partial \bar{\epsilon}_k}{\partial z} = \frac{\partial \bar{p}_k}{\partial z} = 0 \quad . \quad (3.84)$$

3.4 – Modelo Euleriano Monofásico Bidimensional (EMB)

O modelo EMB é obtido diretamente do modelo EEMB, por considerar a presença de somente uma fase gasosa envolvida. As Tabela 3.6 e 3.7 apresentam os constituintes básicos do modelo, a luz da equação geral na forma compacta e normalizada (Equação (3.59)), bem como os termos fontes, respectivamente.

Tabela 3.6 – Forma compacta do modelo EMB.

Conservação	ϕ	$\Gamma_{r,j}^{\phi}$	$\Gamma_{z,j}^{\phi}$	S_{ϕ}
Massa	1	0	0	0
Momentum Radial	u	$\frac{1}{(Re_{r,r}^{ef})}$	$\frac{1}{(Re_{z,r}^{ef})}$	S_u
Momentum Tangencial	v	$\frac{1}{(Re_{r,0}^{ef})}$	$\frac{1}{(Re_{z,0}^{ef})}$	S_v
Momentum Axial	w	$\frac{1}{(Re_{r,z}^{ef})}$	$\frac{1}{(Re_{z,z}^{ef})}$	S_w
Energia Cinética Turbulenta	k	$\frac{1}{(Re_{r,r}^{ef})\sigma^k}$	$\frac{1}{(Re_{z,z}^{ef})\sigma^k}$	$r [G_d - \varepsilon]$
Taxa de Dissipação de Energia Cinética Turbulenta	ε	$\frac{1}{(Re_{r,r}^{ef})\sigma^{\varepsilon}}$	$\frac{1}{(Re_{z,z}^{ef})\sigma^{\varepsilon}}$	$r \frac{\varepsilon}{k} [C_1 G_d - C_2 \varepsilon]$

A principal finalidade do emprego do modelo EMB nos experimentos numéricos deste trabalho, deve-se a possibilidade de, com ele, obter informações experimentais-numéricas sobre:

- a anisotropia dos tensores de Reynolds no escoamento ciclônico;
- os fenômenos inerentes ao escoamento de gás em ciclones, tais como: preservação de vorticidade, reversão do escoamento, zonas de recirculação e efeitos do sistema coletor de sólidos sobre o campo de escoamento do gás.

Estes dois aspectos serão objeto de análise do **Capítulo 6 – Escoamento de Gás em Ciclones: Experimentos Numéricos com o Modelo EMB**.

Tabela 3.7- Termos fonte para o modelo EMB

S_ϕ
$S_u = \left\{ -r \frac{\partial p}{\partial r} \right\} + \{v^2\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\Gamma_{r,r}^{ef}) \frac{\partial u}{\partial r} \right] + (\Gamma_{\theta,\theta}^{ef}) \frac{2u}{r} + r \frac{\partial}{\partial z} \left[(\Gamma_{z,z}^{ef}) \frac{\partial w}{\partial r} \right] \right\}$ $+ \frac{2}{3} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\Gamma_{r,r}^{ef}) \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + L_d \frac{\partial w}{\partial z} \right] \right\} + (\Gamma_{\theta,\theta}^{ef}) \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + L_d \frac{\partial w}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial r} (rk) + k \right\}$
$S_v = \{uv\} + \left\{ \frac{v}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\Gamma_{r,\theta}^{ef}) \right] \right\}$
$S_w = + \left\{ -r L_d \frac{\partial p}{\partial z} \right\} + \left\{ r L_d \frac{\partial}{\partial z} \left[(\Gamma_{z,z}^{ef}) \frac{\partial w}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r (\Gamma_{z,r}^{ef}) \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\}$ $+ \frac{2}{3} \left\{ r L_d \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (\Gamma_{z,z}^{ef}) \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (ru) + L_d \frac{\partial w}{\partial z} \right] + k \right\} \right\} + \left\{ r g_z \left(\frac{r_{ref}}{v_{ref}^2} \right) \right\}$
$S_k = r(G_d - \epsilon)$
$S_\epsilon = r \frac{\epsilon}{k} (C_1 G_d - \epsilon)$
$G_d = \left\{ \frac{2}{(Re_{r,r}^{(t)})} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 + L_d^2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{1}{(Re_{r,r}^{(t)})} \left[\left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v}{r} \right) \right]^2 + L_d^2 \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(L_d \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 \right] \right\}$
$(\mu_k^{(t)})_{r,z} = (\mu_k^{(t)})_{r,r} = (\mu_k^{(t)})_{z,z} = C_\mu \bar{\rho}_k \frac{\bar{k}_k}{\epsilon_k}^{-2}$
$(\mu_k^{(t)})_{\theta,\theta} = (\mu_k^{(t)})_{z,\theta} = (\mu_k^{(t)})_{r,\theta} = (\mu_k^{(t)})_{\theta\theta} +$ $\bar{\rho}_k r^2 I_k^2 \left\{ \left[\left(\frac{\partial (\bar{v}_k)_r}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{(\bar{v}_k)_r}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial (\bar{v}_k)_z}{\partial z} \right)^2 \right] \right.$ $\left. + \frac{1}{2} \left[\left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{(\bar{v}_k)_\theta}{r} \right) \right]^2 + \left(\frac{\partial (\bar{v}_k)_r}{\partial z} + \frac{\partial (\bar{v}_k)_z}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial (\bar{v}_k)_\theta}{\partial z} \right)^2 \right] \right\}$

As condições de contorno empregadas para o fechamento do modelo são sintetizadas nas Tabela 3.8, seguindo-se a notação empregada na Figura 3.2.

Tabela 3.8-Condições de contorno para o modelo EMB.

Fronteira	Variável					
	u	v	w	p	k	ε
Entrada	u_{en} (Equação (3.72))	v_{en} (Equação (3.72))	0	$\frac{\partial p}{\partial r} = 0$	k_{en} (Equação (3.74))	ε_{en} (Equação (3.74))
Parede Externa	0	Equação (3.75) ou (3.76)	0	$\frac{\partial p}{\partial r} = 0$	0 e Equação (3.74)	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0$ e Equação (3.74)
Parede do "Hopper"	0	0	0	$\frac{\partial p}{\partial r} = 0$ ou $\frac{\partial p}{\partial z} = 0$	0 e Equação (3.74)	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0$ ou $\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$ e Equação (3.74)
Simetria	0	0	$\frac{\partial w}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial p}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial k}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0$
"Underflow"	$\frac{\partial u}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial v}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial p}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial k}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$
"Overflow"	$\frac{\partial u}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial v}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial w}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial p}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial k}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$
Parede Interna	0	0		$\frac{\partial p}{\partial r} = 0$	0 e Equação (3.74)	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = 0$ e Equação (3.74)
Parede Superior	0	0	0	$\frac{\partial p}{\partial z} = 0$	0	$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0$

3.5 – Modelo Euleriano-Euleriano Bifásico Bidimensional (EEBB)

O modelo EEBB é obtido também a partir da equação (3.59), com as seguintes simplificações adicionais:

- presença de uma fase fluida real (fase gasoso representada pelo subscrito g) e de uma fase particulada (fase sólida representada pelo subscrito s);
- a fase particulada pode ser caracterizada geometricamente a partir do diâmetro médio das partículas, advindo de uma análise granulométrica e de um modelo de distribuição granulométrica;
- o escoamento é diluído de forma que o tensor de Reynolds sob a fase particulada possa ser negligenciado, conferindo dessa maneira, um escoamento do tipo invíscido para a fase sólida;
- o fluxo turbulento de massa nas fases pode ser negligenciado devido a sua magnitude quando comparada com os termos convectivos.

A Tabela 3.9 apresenta a forma compacta do modelo EEBB, usada nesse trabalho.

As Tabelas 3.10 e 3.11, apresentam os termos fontes para o modelo EEBB, para as fases gasosa e sólida, respectivamente.

As condições de contorno aplicadas para o modelo EEBB para a fase gasosa, são as mesmas usadas para o modelo EMB apresentadas na Tabela 3.8. A Tabela 3.12 mostra as condições de contorno para a fase sólida e para as frações volumétricas.

O modelo EEBB será objeto de análise numérica no **Capítulo 7 – Escoamento Gás-Sólido em Ciclones: Experimentos Numéricos com os Modelos EEBB e EELB**, no sentido de verificar sua capacidade em representar o efeito da fase particulada sobre o escoamento do gás. Este efeito reflete-se, como registrado na literatura, em uma diminuição do “pico” de velocidade tangencial no ciclone e a conseqüente redução da queda de pressão.



Tabela 3.9 – Forma compacta do modelo EEBB.

Conservação	ϕ_k	$\Gamma_{r,j}^{\phi_k}$	$\Gamma_{z,j}^{\phi_k}$	S_{ϕ_k}
Massa da Fase Gasosa	1	0	0	0
Momentum Radial da Fase Gasosa	u_g	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{r,r}}$	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{z,r}}$	S_{u_g}
Momentum Tangencial da Fase Gasosa	v_g	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{r,\theta}}$	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{r,\theta}}$	S_{v_g}
Momentum Axial da Fase Gasosa	w_g	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{r,z}}$	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{z,z}}$	S_{w_g}
Energia Cinética Turbulenta da Fase Gasosa	k_g	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{r,r} \sigma^k}$	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{z,z} \sigma^k}$	$r f_g [G_d - \varepsilon]$
Taxa de Dissipação de Energia Cinética Turbulenta Da Fase Gasosa	ε_g	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{r,r} \sigma^\varepsilon}$	$\frac{1}{(Re_g^{ef})_{z,z} \sigma^\varepsilon}$	$r f_g \frac{\varepsilon}{k} [C_1 G_d - C_2 \varepsilon]$
Massa da Fase Sólida	1	0	0	0
Momentum Radial da Fase Sólida	u_s	0	0	S_{u_s}
Momentum Tangencial da Fase Sólida	v_s	0	0	S_{v_s}
Momentum Axial da Fase Sólida	w_s	0	0	S_{w_s}

Tabela 3.10- Termos fonte para o modelo EEBB para a fase gasosa.

S_{ϕ_g}
$S_{u_g} = \left\{ -r f_g \frac{\partial (p)}{\partial r} \right\} + \left\{ f_g v_g^2 \right\} + \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r f_g (\Gamma_g^{ef})_{r,r} \frac{\partial u_g}{\partial r} \right] + f_g (\Gamma_g^{ef})_{\theta,\theta} \frac{2 u_g}{r} + \right. \\ \left. r \frac{\partial}{\partial z} \left[f_g (\Gamma_g^{ef})_{r,z} \frac{\partial w_g}{\partial r} \right] \right\}$ $+ \frac{2}{3} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r f_g (\Gamma_g^{ef})_{r,r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_g) + L_d \frac{\partial w_g}{\partial z} \right] \right] + f_g (\Gamma_g^{ef})_{\theta,\theta} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_g) + L_d \frac{\partial w_g}{\partial z} \right] \right\}$ $\left\{ + \frac{\partial}{\partial r} (r f_g k_g) + f_g k_g \right\}$ $+ \left\{ -r \overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_g v_{ref}} \right) (u_g - u_s) \right\}$
$S_{v_g} = \left\{ f_g u_g v_g \right\} + \left\{ \frac{v_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r f_g (\Gamma_g^{ef})_{r,\theta} \right] \right\} + \left\{ -r \overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_g v_{ref}} \right) (v_g - v_s) \right\}$
$S_{w_g} = + \left\{ -r f_g L_d \frac{\partial p}{\partial z} \right\} + \left\{ r L_d \frac{\partial}{\partial z} \left[f_g (\Gamma_g^{ef})_{z,z} \frac{\partial w_g}{\partial z} \right] + \frac{\partial}{\partial r} \left[r f_g (\Gamma_g^{ef})_{z,r} \frac{\partial u_g}{\partial z} \right] \right\}$ $+ \frac{2}{3} \left\{ r L_d \frac{\partial}{\partial z} \left\{ f_g (\Gamma_g^{ef})_{z,z} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r u_g) + L_d \frac{\partial w_g}{\partial z} \right] + f_g k_g \right\} \right\} + \left\{ r f_g g_z \left(\frac{r_{ref}}{v_{ref}^2} \right) \right\}$ $+ \left\{ -r \overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_g v_{ref}} \right) (w_g - w_s) \right\}$

Tabela 3.11- Termos fonte para o modelo EEBB para a fase sólida.

S_{ϕ_s}
$S_{u_s} = + \left\{ f_s v_s^2 \right\} + \left\{ -r \overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_s v_{ref}} \right) (u_s - u_g) \right\}$
$S_{v_s} = \left\{ f_s u_s v_s \right\} + \left\{ -r \overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_s v_{ref}} \right) (v_s - v_g) \right\}$
$S_{w_s} = + \left\{ r f_s g_z \left(\frac{r_{ref}}{v_{ref}^2} \right) \right\} + \left\{ -r \overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_s v_{ref}} \right) (w_s - w_g) \right\}$

Tabela 3.12-Condições de contorno para a fase sólida no modelo EEBB.

Fronteira	Variável			
	u_s	v_s	w_s	f_s
Entrada	$(u_s)_{en}$ (Equação (3.72))	$(v_s)_{en}$ (Equação (3.72))	0	$(f_s)_{en}$ (Equação (3.77))
Parede Externa	0	0	$\frac{\partial w_s}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial f_s}{\partial r} = 0$
Parede do "Hopper"	0	0	0	$\frac{\partial f_s}{\partial r} = 0$ ou $\frac{\partial f_s}{\partial z} = 0$
Simetria	0	0	$\frac{\partial w_s}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial f_s}{\partial r} = 0$
"Underflow"	$\frac{\partial u_s}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial v_s}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial w_s}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial f_s}{\partial z} = 0$
"Overflow"	$\frac{\partial u_s}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial v_s}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial w_s}{\partial z} = 0$	$\frac{\partial f_s}{\partial z} = 0$
Parede Interna	0	0	$\frac{\partial w_s}{\partial r} = 0$	$\frac{\partial f_s}{\partial r} = 0$
Parede Superior	0	0	0	$\frac{\partial f_s}{\partial z} = 0$

3.6 – Modelo Euleriano-Euleriano-Lagrangiano Bidimensional (EELB)

O modelo EELB permite a partir da solução obtida com o modelo EEBB, e de um modelo Lagrangeano para a trajetória das partículas, prever a curva de eficiência de coleta em ciclones, preservando-se os efeitos da fase particulada sobre a fase gasosa.

O modelo Lagrangeano pode ser derivado diretamente do modelo geral (Equação (3.59)), eliminando-se os termos convectivos e dispersivos de quantidade de movimento:

$$\frac{d(\phi_k)_i}{d\tau} = (S_{\phi_k})_i, \quad (3.85)$$

na qual o subscrito i indica que a conservação está sendo aplicada sobre uma partícula de diâmetro $(d_p)_i$.

Convém salientar ainda, que a variável $(\phi_k)_i$ na equação (3.85), é uma variável instantânea composta pela sua média temporal mais uma flutuação turbulenta e que a solução do modelo fornece as variáveis instantâneas.

A Tabela 3.13 apresenta a forma compacta do modelo Lagrangeano para a partícula i .

Tabela 3.13-Forma compacta do modelo Lagrangeano.

$(\phi_k)_i$	$(S_{\phi_k})_i$
$(u_s)_i$	$\overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_s v_{ref}} \right) [u_g - (u_s)_i] + \frac{(v_s)_i^2}{r}$
$(v_s)_i$	$\overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_s v_{ref}} \right) [v_g - (v_s)_i] - \frac{(v_s)_i (u_s)_i}{r}$
$(w_s)_i$	$\overline{B_{g,s}} \left(\frac{r_{ref}}{\rho_s v_{ref}} \right) [w_g - (w_s)_i] + g_z \left(\frac{r_{ref}}{v_{ref}^2} \right)$

As forças que compõem os termos fontes no modelo lagrangeano são a força resistiva, a força centrífuga, a força de coreolis e a força gravitacional.

Os componentes de velocidade da fase gasosa, que aparecem nos termos fontes da Tabela 3.13, são componentes instantâneos. Com isso, pode-se analisar a trajetória das partículas sob dois enfoques: sem efeitos de dispersão turbulenta, onde os componentes de velocidade instantânea do gás são os próprios componentes médios temporais; ou, com efeitos de dispersão atribuindo-se à velocidade instantânea o componente médio temporal e sua flutuação.

Zhou (1993), propõe o seguinte modelo estocástico para prever a flutuação de velocidade do gás:

$$\begin{aligned} u'_g &= \zeta \left(\overline{u'_g u'_g} \right)^{1/2} \\ v'_g &= \zeta \left(\overline{v'_g v'_g} \right)^{1/2} \\ w'_g &= \zeta \left(\overline{w'_g w'_g} \right)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.86)$$

onde ζ é um número randômico compreendido no intervalo $[-1, +1]$.

Os componentes médios temporais que aparecem na equação (3.86), podem ser obtidos diretamente pela definição da energia cinética turbulenta:

$$\left(\overline{u'_g u'_g} \right)^{1/2} = \left(\overline{v'_g v'_g} \right)^{1/2} = \left(\overline{w'_g w'_g} \right)^{1/2} = \left(\frac{2}{3} k_g \right)^{1/2}. \quad (3.87)$$

Note que a equação (3.87) implica na isotropia dos tensores de Reynolds.

Para a introdução da dispersão turbulenta no modelo lagrangeano, a partir das equações (3.86) e (3.87), o modelo de tempo de vida do turbilhão, sugerido por Shuen (1983), é utilizado nesse trabalho. Este modelo consiste em integrar as equações de trajetória a partir de um instante inicial (na entrada do ciclone), considerando-se que o turbilhão do gás engolfa a partícula e permanece ativo durante o seu tempo de vida. Neste tempo de vida, a flutuação de velocidade é constante e dada pelas equações (3.86) obtidas a partir da geração aleatória do número ζ .

O tempo de vida do turbilhão é calculado numericamente a partir do tempo de percurso da partícula. Se o tempo de percurso da partícula for inferior aquele necessário para ela

ultrapassar uma célula numérica (um volume de controle), admite-se que o turbilhão seja o mesmo. Caso contrário, quando a partícula adentrar em outra célula, ela é engolfada por um outro turbilhão e os componentes de flutuação de velocidades são recalculados com outro número randômico.

As condições de contorno para as partículas no modelo lagrangeano adotadas neste trabalho são as seguintes:

- condição de parede: quando as partículas atingem a parede do ciclone (interna, externa ou superior), uma condição de restituição é adotada. Ou seja, considera-se que a partícula choque-se com a parede e retorne ao seio do escoamento com uma velocidade perpendicular a parede considerada, com sentido contrário aquele antes de ocorrer o choque. Além, disso uma parcela do momento associado à partícula é dissipado pelo choque através da definição de um coeficiente de restituição. Por exemplo, para a parede externa e interna, a velocidade radial da partícula após o choque é calculada por:

$$[(u_s)_i]_{\text{após o choque}} = -e [(u_s)_i]_{\text{antes do choque}} \quad (3.87)$$

na qual, e é um coeficiente de restituição próximo de 1,0 dependente do material da parede.

- condição de arraste: quando as partículas atingem a seção do “overflow”, admite-se que elas sejam arrastadas para fora do ciclone resultando, dessa forma, em ineficiência de coleta.
- condição de coleta: quando as partículas atingem a seção do “underflow”, admite-se que elas sejam coletadas para dentro do “hopper” resultando, dessa forma, em eficiência de coleta.

Então, com o modelo EELB, é possível prever se uma partícula com um determinado diâmetro e em uma determinada posição na entrada do ciclone, vai ser coletada ou não. Pela solução de um número estatisticamente representativo de trajetórias para um dado diâmetro de partícula é possível, então, prever-se sua eficiência individual. Com a solução de uma faixa de diâmetro de partículas e posições de entrada do ciclone é portanto possível prever a eficiência global de coleta em ciclones.

Madsen *et al.* (1994) sugerem um número de trajetórias para cada diâmetro de partícula superior a 400 como estatisticamente representativo para a determinação da curva de eficiência de ciclones.

A utilização do modelo EELB nos experimentos numéricos deste trabalho, será objeto de discussão do **Capítulo 7 – escoamento Gás-Sólido em Ciclones: Experimentos Numéricos com os Modelos EEBB e EELB.**

CAPÍTULO 4

MÉTODOS NUMÉRICOS

A literatura apresenta uma quantidade considerável de material bibliográfico sobre a utilização do método dos volumes finitos (FVM-“Finite-Volume Methods”), para a solução de problemas da fluidodinâmica computacional. Dentre este material pode-se destacar os artigos, de Patankar e Spalding (1972), Raithby e Schneider (1979), Patankar (1981), Van Doormaal e Raithby (1984) e os livros de Patankar (1980), Minkowycz *et al.* (1988) e Maliska (1995).

O sucesso da aplicação do método FVM, a partir dos trabalhos pioneiros de Patankar, deve-se a muitos fatores, dentre os quais pode-se salientar: (i) facilidade na generalização e implementação numérica que possibilitou o desenvolvimento de complexos pacotes comerciais como por exemplo o CFX-F3D, o PHOENIX, o FLUENT e outros; (ii) a pouca memória computacional requerida para a solução iterativa das equações discretas, que permite a solução de complexos problemas fluidodinâmicos com o uso de computadores de pequeno porte (PCs); (iii) a conservação do caráter físico nas equações discretas, que permitem um melhor controle dos fenômenos envolvidos; (iv) e a possibilidade da utilização de método segregados de solução do campo de pressão (por exemplo, método SIMPLE e SIMPLEC), o que permite a obtenção de soluções estáveis com uma satisfatória taxa de convergência.

Estas características não são totalmente contempladas pelos procedimentos tradicionais de diferenças finitas.

O objetivo principal desse capítulo é apresentar de uma maneira sucinta as particularidades do método que efetivamente foram utilizados no desenvolvimento deste trabalho. Então, nesse sentido, o enfoque será centrado na obtenção das equações de

discretização, nos esquemas de interpolação, nas estratégias aplicadas para se garantir estabilidade e convergência das soluções numéricas, ao acoplamento pressão-velocidade e à malha numérica utilizada para a solução dos modelos.

4.1-Equação Geral de Discretização

A equação geral de discretização é, neste caso, a equação discreta e aproximada resultante da integração formal do modelo euleriano-euleriano, multifásico e bidimensional (modelo EEMB representado na forma compacta pela equação (3.59)), no domínio discreto do espaço-tempo. Como os modelos EMB, EEBC e EELB derivam do modelo EEMB, a equação geral de discretização resultante da integração, poderá ser aplicada a todas as variáveis dependentes dos experimentos numéricos deste trabalho.

As aproximações numéricas básicas utilizadas para a integração no domínio do espaço-tempo são:

- formulação implícita no tempo;
- linearização dos termos fontes;
- termos não lineares considerados constantes e com valor correspondente ao valor do ponto central do volume de controle.

As aproximações numéricas são minimizadas na medida que a malha numérica é concentrada tal que, no limite quando o volume de controle tender a zero, elas praticamente deixam de ser aproximações para representarem o valor exato.

A seguir apresenta-se todos os passos necessários para a integração e obtenção da equação geral de discretização

Considere o volume de controle genérico apresentado na Figura 4.1, onde P é um ponto da malha cuja posição coordenada é (r, z) , e N, S, W e E seus vizinhos ortogonais nas

direções norte (posição $(r, z+(\Delta z)_n)$), sul (posição $(r, z-(\Delta z)_s)$), oeste (posição $(r-(\Delta r)_w, z)$) e leste (posição $(r+(\Delta r)_e, z)$), respectivamente. As faces do volume de controle nas respectivas direções são denotadas por n, s, w e e . O volume de controle tem um volume $\Delta r.\Delta z.1$, onde a variação em θ foi considerada unitária devido a formulação bidimensional deste trabalho.

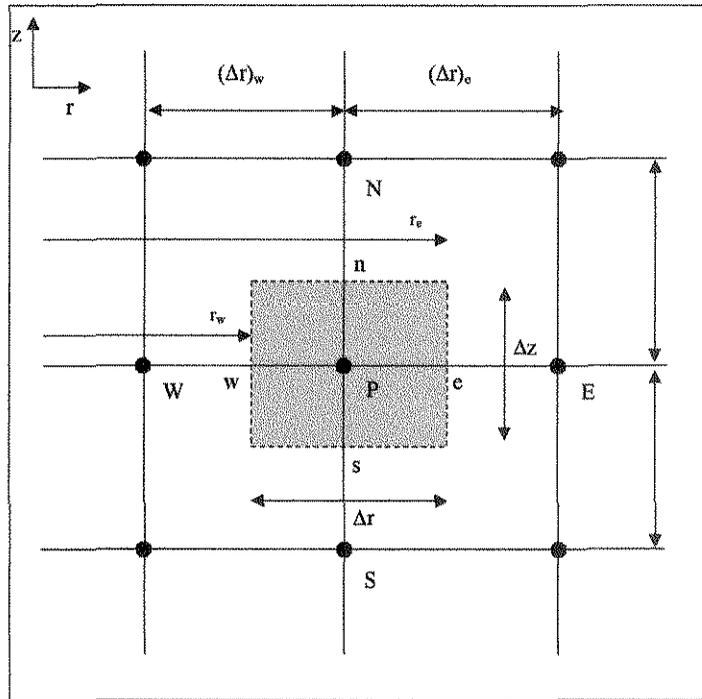


Figura 4.1-Representação de um volume de controle genérico.

Isto posto, a equação geral de discretização é obtida por integração da equação de conservação genérica para uma propriedade ϕ_k (equação 3.59), sobre o volume elementar de controle e num intervalo de tempo desde τ até $\tau+\Delta\tau$. Ou seja:

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^n \int_{w}^e r \frac{\partial (f_k \phi_k)}{\partial \tau} dr dz d\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^n \int_{w}^e C_k(\phi_k) dr dz d\tau = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^n \int_{w}^e D_k(\phi_k) dr dz d\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s}^n \int_{w}^e S_{\phi_k} dr dz d\tau \tag{4.1}$$

ou,

$$(I) + (II) = (III) + (IV) \quad (4.2)$$

A seguir, por conveniência de apresentação, os termos da equação (4.2) são integrados individualmente.

- Acúmulo da Propriedade ϕ_k :

$$(I) = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^e \int_w^c r \frac{\partial}{\partial \tau} (f_k \phi_k) dr dz d\tau = \int_s^e \int_w^c \left[(f_k \phi_k)^{\tau+\Delta\tau} - (f_k \phi_k)^{\tau} \right] r dr dz \quad (4.3)$$

Adotando-se a aproximação numérica de que a fração volumétrica da fase k e a propriedade genérica ϕ_k são constantes no volume de controle e cujos valores correspondem ao valor delas no ponto P, tem-se:

$$(I) \approx \left[(f_k \phi_k)_P^{\tau+\Delta\tau} - (f_k \phi_k)_P^{\tau} \right] \Delta V \quad (4.4)$$

com,

$$\Delta V = \left(\frac{r_e^2 - r_w^2}{2} \right) \Delta z \quad (4.5)$$

- Convecção da Propriedade ϕ_k :

$$(II) = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^e \int_w^c C_k(\phi_k) dr dz d\tau = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^e \int_w^c \left[\frac{\partial}{\partial r} (r f_k u_k \phi_k) + r L_d \frac{\partial}{\partial z} (f_k w_k \phi_k) \right] dr dz d\tau, \quad (4.6)$$

Utilizando-se uma formulação implícita no tempo e fazendo a integração espacial, a equação anterior pode ser reescrita como segue.

$$(II) \approx \left\{ (f_k u_k \phi_k)_e^{\tau+\Delta\tau} A_e - (f_k u_k \phi_k)_w^{\tau+\Delta\tau} A_w + L_d \left[(f_k w_k \phi_k)_n^{\tau+\Delta\tau} A_n - (f_k w_k \phi_k)_s^{\tau+\Delta\tau} A_s \right] \right\} \Delta \tau, \quad (4.7)$$

com as áreas nas faces definidas como:

$$A_e = r_e \Delta z, \quad A_w = r_w \Delta z, \quad A_n = A_s = \frac{r_e^2 - r_w^2}{2}. \quad (4.8)$$

- Difusão/Dispersão da Propriedade ϕ_k :

$$(III) = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s} \int_{w} D_k(\phi_k) dr dz d\tau = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s} \int_{w} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r f_k(\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial r} \right) + r L_d \frac{\partial}{\partial z} \left(f_k(\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial z} \right) \right] dr dz d\tau . \quad (4.9)$$

Utilizando-se das mesmas aproximações anteriores, a equação (4.9) fica:

$$(III) \approx \left\{ \left(f_k(\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial r} \right)_e^{\tau+\Delta\tau} A_e - \left(f_k(\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial r} \right)_w^{\tau+\Delta\tau} A_w + \right. \\ \left. L_d \left[\left(f_k(\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial z} \right)_n^{\tau+\Delta\tau} A_n - \left(f_k(\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial z} \right)_s^{\tau+\Delta\tau} A_s \right] \right\} \Delta\tau . \quad (4.10)$$

- Termos Fonte:

$$(IV) = \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_{s} \int_{w} S_{\phi_k} dr dz d\tau . \quad (4.11)$$

Usando a aproximação numérica de que o termo fonte é constante no volume de controle e com o valor correspondente ao do ponto P da malha, a equação (4.11) fica:

$$(IV) \approx [S_{\phi_k}]_P^{\tau+\Delta\tau} . \quad (4.12)$$

Finalmente, reescrevendo a equação (4.1) com as expressões obtidas para os termos (I), (II), (III) and (IV) (equações (4.4), (4.7), (4.10) e (4.12)), obtém-se a seguinte equação geral de discretização:

$$\left[(f_k \phi_k)_P^{\tau+\Delta\tau} - (f_k \phi_k)_P^{\tau} \right] \Delta V + \left\{ (f_k u_k \phi_k)_e^{\tau+\Delta\tau} A_e - (f_k u_k \phi_k)_w^{\tau+\Delta\tau} A_w + \right. \\ \left. L_d \left[(f_k w_k \phi_k)_n^{\tau+\Delta\tau} A_n - (f_k w_k \phi_k)_s^{\tau+\Delta\tau} A_s \right] \right\} \Delta\tau - \\ \left\{ \left(f_k(\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial r} \right)_e^{\tau+\Delta\tau} A_e - \left(f_k(\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial r} \right)_w^{\tau+\Delta\tau} A_w + \right. \\ \left. L_d \left[\left(f_k(\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial z} \right)_n^{\tau+\Delta\tau} A_n - \left(f_k(\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial z} \right)_s^{\tau+\Delta\tau} A_s \right] \right\} \Delta\tau - [S_{\phi_k}]_P^{\tau+\Delta\tau} = 0 \quad (4.13)$$

Por conveniência de apresentação, a partir daqui o supercrito ($\tau + \Delta\tau$) será omitido, simbolizando o tempo atual, e o superscrito (τ) será trocado por ($^\circ$) simbolizando o tempo anterior. Então, a última equação fica na forma:

$$\begin{aligned} & \left[(f_k \phi_k)_P - (f_k \phi_k)_P^\circ \right] \frac{\Delta V}{\Delta \tau} + \left\{ (f_k u_k \phi_k)_e A_e - (f_k u_k \phi_k)_w A_w + L_d \left[(f_k w_k \phi_k)_n A_n - (f_k w_k \phi_k)_s A_s \right] \right\} - \\ & \left\{ \left(f_k (\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial r} \right)_e A_e - \left(f_k (\Gamma_k)_{r,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial r} \right)_w A_w + L_d \left[\left(f_k (\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial z} \right)_n A_n - \left(f_k (\Gamma_k)_{z,j}^{\phi_k} \frac{\partial \phi_k}{\partial z} \right)_s A_s \right] \right\} \\ & - [S_{\phi_k}]_P = 0 \end{aligned} \quad (4.14)$$

Agora faz-se necessária a definição de interpolações para os termos convectivos e difusivos nas faces do volume de controle¹³. Uma definição genérica que não especifica o esquema específico de interpolação é apresentada por Minkowycz *et al.* (1989) e Maliska (1995).

- Termos convectivos:

$$\begin{aligned} \phi_n &= \left(\frac{1}{2} + \alpha_n \right) \phi_P + \left(\frac{1}{2} - \alpha_n \right) \phi_N, \quad \phi_s = \left(\frac{1}{2} + \alpha_s \right) \phi_S + \left(\frac{1}{2} - \alpha_s \right) \phi_P, \\ \phi_e &= \left(\frac{1}{2} + \alpha_e \right) \phi_P + \left(\frac{1}{2} - \alpha_e \right) \phi_E, \quad \phi_w = \left(\frac{1}{2} + \alpha_w \right) \phi_W + \left(\frac{1}{2} - \alpha_w \right) \phi_P. \end{aligned} \quad (4.15)$$

- Termos difusivos/dispersivos:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_n &= \beta_n \left(\frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta z_n} \right), \quad \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_s = \beta_s \left(\frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta z_s} \right), \\ \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_e &= \beta_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta r_e} \right), \quad \left(\frac{\partial \phi}{\partial r} \right)_w = \beta_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta r_w} \right). \end{aligned} \quad (4.16)$$

Nas equações (4.15) e (4.16), os coeficientes α e β são definidos pela escolha apropriada de um esquema de interpolação. Este assunto será objeto de detalhamento na próxima seção.

¹³ Para facilitar a representação da equação geral de discretização, omitiremos a partir daqui os subscrito k.e.j.

Outra aproximação numérica necessária para a obtenção da equação geral de discretização é a linearização do termo fonte:

$$(S)_p \Delta V = S_c + S_p \phi_p, \quad (4.17)$$

onde S_c representa o coeficiente linear e S_p o coeficiente angular da linearização.

E assim, substituindo-se os esquemas genéricos de interpolação para os termos de convecção e difusão/dispersão (equações (4.15) e (4.16)) e a linearização do termo fonte (equação (4.17)) na equação (4.14), e colocando a variável ϕ_p em evidência, tem-se:

$$\begin{aligned} & \left[f_p \frac{\Delta V}{\Delta \tau} + (u)_e \left(\frac{1}{2} + \alpha_e \right) f_e A_e - (u)_w \left(\frac{1}{2} - \alpha_w \right) f_w A_w + L_d(w)_n \left(\frac{1}{2} + \alpha_n \right) f_n A_n - \right. \\ & \left. L_d(w)_s \left(\frac{1}{2} - \alpha_s \right) f_s A_s + \frac{(\Gamma_r)_e}{\Delta r_e} \beta_e f_e A_e + \frac{(\Gamma_r)_w}{\Delta r_w} \beta_w f_w A_w + L_d \frac{(\Gamma_z)_n}{\Delta z_n} \beta_n f_n A_n + \right] \phi_p = \\ & \left[L_d \frac{(\Gamma_z)_s}{\Delta z_s} \beta_s f_s A_s - S_p \right. \\ & \left. \left[L_d \frac{(\Gamma_z)_n}{\Delta z_n} \beta_n f_n A_n - L_d(w)_n \left(\frac{1}{2} - \alpha_n \right) f_n A_n \right] \phi_N + \left[L_d \frac{(\Gamma_z)_s}{\Delta z_s} \beta_s f_s A_s + L_d(w)_s \left(\frac{1}{2} + \alpha_s \right) f_s A_s \right] \phi_S + \right. \\ & \left. \left[\frac{(\Gamma_r)_e}{\Delta r_e} \beta_e f_e A_e - (u)_e \left(\frac{1}{2} - \alpha_e \right) f_e A_e \right] \phi_E + \left[\frac{(\Gamma_r)_w}{\Delta r_w} \beta_w f_w A_w + (u)_w \left(\frac{1}{2} + \alpha_w \right) f_w A_w \right] \phi_W \right. \\ & \left. + f_p^0 \phi_p \frac{\Delta V}{\Delta \tau} + S_c \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

A equação (4.18) pode ser escrita na forma da equação de discretização geral como segue:

$$a_p \phi_p = a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_E \phi_E + a_W \phi_W + b \quad (4.19)$$

onde os coeficientes são definidos por,

$$\begin{aligned}
a_N &= L_d \left[\frac{(\Gamma_z)_n}{\Delta z_n} \beta_n - (w)_n \left(\frac{1}{2} - \alpha_n \right) \right] f_n A_n \\
a_S &= L_d \left[\frac{(\Gamma_z)_s}{\Delta z_s} \beta_s + (w)_s \left(\frac{1}{2} + \alpha_s \right) \right] f_s A_s \\
a_E &= \left[\frac{(\Gamma_r)_e}{\Delta r_e} \beta_e - (u)_e \left(\frac{1}{2} - \alpha_e \right) \right] f_e A_e \\
a_W &= \left[\frac{(\Gamma_r)_w}{\Delta r_w} \beta_w + (u)_w \left(\frac{1}{2} + \alpha_w \right) \right] f_w A_w \\
a_P &= a_N + a_S + a_E + a_W + f_P \frac{\Delta V}{\Delta \tau} - Sp + L_d [(w)_n f_n A_n - (w)_s f_s A_s] + (u)_e f_e A_e - (u)_w f_w A_w \\
b &= Sc + f_P^0 \phi_P^0 \frac{\Delta V}{\Delta \tau} .
\end{aligned} \tag{4.20}$$

É fácil de se verificar que o último termo do coeficiente a_P nas equações (4.20) é a exata representação da equação da conservação da massa de uma fase genérica k na sua forma discretizada. Portanto torna-se conveniente introduzi-la no coeficiente a_P :

$$a_P = \sum a_{nb} - Sp + f_P \frac{\Delta V}{\Delta \tau} , \tag{4.21}$$

onde o subscrito nb indica os vizinhos do ponto P e $\sum a_{nb} = a_N + a_S + a_E + a_W$.

Por conseguinte, a equação (4.19) pode ser aplicada para cada variável ϕ_k do modelo para formar um sistema algébrico de equações que podem ser resolvidas por um procedimento típico de linha-por-linha com TDMA (Patankar (1980)). As não linearidades e os acoplamentos entre as variáveis são introduzidas gradativamente num processo iterativo de solução sucessiva de sistemas algébricos lineares. Maiores detalhes sobre a solução serão apresentados nos itens subsequentes.

4.2-Esquemas de Interpolação

Os esquemas de interpolação para definir as variáveis nas faces dos volumes de controle são vários. A literatura apresenta uma quantidade considerável de informação sobre esquemas tradicionais e esquemas numéricos de alta ordem (Patankar (1980), Minkovicz *et al.* (1988), Maliska (1995)).

Os esquemas que foram efetivamente analisados e implementados nesse trabalho são descritos abaixo.

- Esquema de Diferença Central:

$$\begin{aligned}\alpha &= 0 \\ \beta &= 1\end{aligned}\quad (4.22)$$

- Esquema “Upwind”:

$$\alpha = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{se } v \geq 0 \\ -\frac{1}{2} & \text{se } v < 0 \end{cases} \quad (4.22)$$

$$\beta = 1$$

- Esquema “Upwind” Ponderado (WUDS – “Weighted Upstream Differencing Scheme”):

$$\begin{aligned}|\alpha| &= \frac{Pe^2}{10 + 2 Pe^2} \\ \beta &= \frac{(1 + 0.005 Pe^2)}{1 + 0.05 Pe^2}\end{aligned}\quad (4.23)$$

com

$$Pe = \frac{\dot{m} \Delta s}{\Gamma} \quad (4.24)$$

onde \dot{m} é o fluxo mássico na direção genérica s e, o sinal de α , é definido pelo esquema “Upwind”.

- Esquema Exponencial:

$$\alpha = \frac{1}{2} - \frac{e^{\frac{Pe}{2}} - 1}{e^{Pe} - 1} \quad (4.25)$$

$$\beta = Pe \frac{e^{\frac{Pe}{2}}}{e^{Pe} - 1}$$

A escolha de um desses esquemas depende do tipo de problema que está se defrontando e não possui nenhuma regra imediata de escolha. O método dos volumes finitos, no entanto, estabelece que para a obtenção de soluções reais algumas regras básicas devem ser satisfeitas (Patankar (1980)). Uma delas refere-se à positividade dos coeficientes a_p e a_{nb} . Dessa forma é fácil de se verificar que o esquema de diferença central pode, em determinadas circunstâncias, provocar a negatividade dos coeficientes e produzir soluções numéricas instáveis e com oscilações numéricas.

4.3-Acoplamento Pressão-Velocidade

O objetivo do acoplamento pressão-velocidade é, a partir da equação da conservação da massa da fase k (equação (4.27)), obter-se uma equação de natureza elíptica para a pressão atuante naquela fase. Nos próximos passos mostra-se como combinar as equações de conservação de quantidade de movimento com a equação da conservação da massa, para gerar uma equação com o mesmo formato geral da equação (4.19) para uma correção de pressão.

A partir da Equação (3.59) a equação da conservação da massa da fase k pode ser escrita como segue:

$$r \frac{\partial f_k}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial r}(r f_k u_k) + r L_d \frac{\partial}{\partial z}(f_k w_k) = 0. \quad (4.25)$$

Integrando a equação (4.25) sobre o volume de controle genérico apresentado na Figura 4.1, tem-se:

$$\int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^c \int_w^e r \frac{\partial f_k}{\partial \tau} dr dz d\tau + \int_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} \int_s^c \int_w^e \left[\frac{\partial}{\partial r}(r f_k u_k) + r L_d \frac{\partial}{\partial z}(f_k w_k) \right] dr dz d\tau = 0 \quad (4.26)$$

ou, com as mesmas aproximações e convenções anteriores,

$$\left[(f_k)_P - (f_k)_P^e \right] \frac{\Delta V}{\Delta \tau} + (f_k u_k)_e A_e - (f_k u_k)_w A_w + L_d \left[(f_k w_k)_n A_n - (f_k w_k)_s A_s \right] \cong 0. \quad (4.27)$$

Considerando-se agora que a pressão e as velocidades radial e axial da fase k sejam dadas por uma combinação de uma estimativa e de uma correção tal que,

$$p_k = p_k^* + \lambda_p p_k' \quad (4.28)$$

$$\begin{aligned} u_k &= u_k^* + u_k' \\ w_k &= w_k^* + w_k' \end{aligned} \quad (4.29)$$

onde os superescritos $*$ e $'$ representam uma estimativa e um valor de correção, respectivamente, e λ_p representa um fator de relaxação.

Usando a equação (4.19) para expressar o componente radial de velocidade, tem-se:

$$a_p(u_k)_p = \sum a_{nb}(u_k)_{nb} + b^* + [(p_k)_w - (p_k)_e](f_k)_p \frac{\Delta V}{\Delta r} \quad (4.30)$$

com

$$b^* = Sc - [(p_k)_w - (p_k)_e](f_k)_p \frac{\Delta V}{\Delta r} + (f_k)_p (u_k)_p \frac{\Delta V}{\Delta \tau} \quad (4.31)$$

Escrevendo uma equação similar para uma estimativa de velocidade na direção radial e subtraindo a partir da equação (4.30), tem-se:

$$a_p(u_k - u_k^*)_p = \sum a_{nb}(u_k - u_k^*)_{nb} + \{[(p_k)_w - (p_k^*)_w] - [(p_k)_e - (p_k^*)_e]\}(f_k)_p \frac{\Delta V}{\Delta r} \quad (4.32)$$

Negligenciando-se a contribuição dos vizinhos ao ponto P da malha e considerando-se que a diferença entre os valores verdadeiros das variáveis menos a sua estimativa, seja dada por uma correção, a equação (4.32) fica,

$$(u_k)_p = (u_k^*)_p + \frac{f_p \Delta V}{a_p \Delta r} [(p_k)_w - (p_k)_e] \quad (4.33)$$

Reescrevendo a equação (4.33) para os componentes de velocidade nas faces do volume de controle que aparecem na equação (4.27), obtém-se:

$$\begin{aligned}
(u_k)_e &= (u_k^*)_e + \frac{(f_k)_e (\Delta V)_e}{(a_p)_e (\Delta r)_e} [(p_k)_P - (p_k)_E] \\
(u_k)_w &= (u_k^*)_w + \frac{(f_k)_w (\Delta V)_w}{(a_p)_w (\Delta r)_w} [(p_k)_W - (p_k)_P] \\
(w_k)_n &= (w_k^*)_n + L_d \frac{(f_k)_n (\Delta V)_n}{(a_p)_n (\Delta z)_n} [(p_k)_P - (p_k)_N] \\
(w_k)_s &= (w_k^*)_s + L_d \frac{(f_k)_s (\Delta V)_s}{(a_p)_s (\Delta z)_s} [(p_k)_S - (p_k)_P]
\end{aligned} \tag{4.34}$$

Finalmente, substituindo as equações (4.34) na equação (4.27), obtém-se uma equação para a correção de pressão.

$$a_p p'_p = \sum a_{nb} p'_{nb} + b \tag{4.35}$$

onde

$$\begin{aligned}
a_N &= L_d^2 \left[\frac{A_n^{w_k}}{(a_p^{w_k})_n} \right] (f_k)_n^2 A_n \quad , \quad a_s = L_d^2 \left[\frac{A_s^{w_k}}{(a_p^{w_k})_s} \right] (f_k)_s^2 A_s \quad , \\
a_E &= \left[\frac{A_e^{u_k}}{(a_p^{u_k})_e} \right] (f_k)_e^2 A_e \quad , \quad a_W = \left[\frac{A_w^{u_k}}{(a_p^{u_k})_w} \right] (f_k)_w^2 A_w \quad , \\
a_p &= a_N + a_s + a_E + a_W \quad , \\
b &= - \left\{ L_d \left[(w_k^*)_n (f_k)_n A_n - (w_k^*)_s (f_k)_s A_s \right] + (u_k^*)_e (f_k)_e A_e - (u_k^*)_w (f_k)_w A_w - \left((f_k)_P^o - (f_k)_P \right) \frac{\Delta V}{\Delta \tau} \right\} .
\end{aligned} \tag{4.36}$$

Nota-se que a equação (4.35) tem a mesma forma matemática da equação geral de discretização (equação (4.19)). Sendo que o termo fonte, b, definido nas equações (4.36), é a própria representação discreta da equação da continuidade, calculada com as estimativas de velocidade. O termo b representa uma fonte de massa que aparece quando a continuidade não é satisfeita. Esse termo será utilizado como indicador de convergência do acoplamento pressão-velocidade.

O procedimento demonstrado acima de acoplamento pressão-velocidade a partir do cálculo de uma correção de pressão seguido de correções de velocidade (equações (4.34)), e do cálculo da pressão com a equação (4.28), é amplamente discutido na literatura e é conhecido como método SIMPLE (“Semi IMPLICIT Linked Equations”).

Diversas variações do método SIMPLE são apresentadas na literatura (Raithby e Schneider (1979), Patankar (1980) e Maliska (1995)). Dentre estas variações estão o método SIMPLER (SIMPLE Revisado), o PRIME (“PResure Implicit Momentum Explicit”) e o SIMPLEC (SIMPLE Consistente).

Neste trabalho atenção foi dada aos métodos SIMPLE e SIMPLEC. A única diferença entre ambos é que no SIMPLEC, os coeficientes a_p dos componentes de velocidade que aparecem nas equações (4.36) e (4.34), são calculados negligenciando-se as contribuições dos vizinhos ($\sum a_{nb}$) na equação (4.21). Isto evita a necessidade de uma severa relaxação para o cálculo de p pela equação (4.28) comum no método SIMPLE (Maliska (1995)).

4.4-Relaxações e Transiente Distorcido

Para garantir-se estabilidade e convergência da solução numérica iterativa das equações algébricas representadas pela equação (4.19), face à não linearidade das equações e aos acoplamentos entre as variáveis, é conveniente efetuar-se um relaxamento da taxa de atualização dos valores destas variáveis, no procedimento convencional de linha por linha com TDMA. As principais estratégias normalmente aplicadas com esse propósito são as relaxações produzidas por coeficientes de relaxação e aquelas promovidas por coeficientes de inércia.

As relaxações por coeficiente de relaxação consiste em rescrever a equação (4.19) da seguinte forma:

$$\frac{a_p}{\lambda} \phi_p = a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_E \phi_E + a_W \phi_W + b + (1 - \lambda) \frac{a_p}{\lambda} \phi_p^* \quad (4.37)$$

onde, λ é um coeficiente de relaxação que dependendo do seu valor pode conduzir a uma aceleração ou a um retardamento da solução, e ϕ_p^* é o valor de ϕ_p obtido em iteração anterior.

Os valores de λ estão compreendidos no intervalo $[-1,+1]$ tal que:

$$\lambda \begin{cases} < 1 \rightarrow \text{relaxamento} \\ = 1 \rightarrow \text{sem relaxação} \\ > 1 \rightarrow \text{aceleração} \end{cases} \quad (4.38)$$

As relaxações produzidas pela adoção de um coeficiente de inércia, podem ser implementadas em junção ao procedimento de relaxações sucessivas, da seguinte forma:

$$\left(\frac{a_P}{\lambda} + Iner \right) \phi_P = a_N \phi_N + a_S \phi_S + a_E \phi_E + a_W \phi_W + b + \left[(1 - \lambda) \frac{a_P}{\lambda} + Iner \right] \phi_P^* \quad (4.39)$$

onde ao coeficiente *Iner* normalmente atribui-se valores positivos.

Especificamente para o cálculo iterativo da equação de correção de pressão (equação (4.35)), empregou-se uma técnica de relaxação conhecida por cancelamento parcial de Stone sugerida por Van Doormaal e Raithby (1984).

Um outro procedimento que produz relaxação e pode garantir estabilidade e convergência da solução iterativa do modelo é a adoção do transiente distorcido ou “false-time-step” para a solução de problemas estacionários (Maliska (1995)). Em síntese, consiste em solucionar o modelo permanente sem a negligência do termo transiente, de maneira a produzir um acréscimo do valor do coeficiente a_P devido a inserção do termo transiente no coeficiente angular da linearização do termo fonte (S_p). Com isso garante-se o predomínio em valor do elemento da diagonal do sistema algébrico cuja necessidade é preponderante para a solução iterativa estável do sistema algébrico.

4.5-Solução Iterativa das Equações Algébricas

O método de solução do sistema algébrico representado pela equação de discretização e pela equação de correção de pressão, adotado nesse trabalho, foi o método conhecido como linha por linha com TDMA e relaxações para problemas bidimensionais (Patankar (1980), Maliska (1995)).

Para ilustrar a idéia central do método considere uma matriz regular composta por N_i+1 linhas e N_j+1 colunas, caracterizando os pontos do domínio espacial onde pretende-se obter a solução numérica aproximada do modelo, mostrada na Figura 4.2.

Os elementos externos da matriz representam a localização das fronteiras do domínio espacial e os elementos internos os pontos de aplicação da equação de discretização para a variável ϕ genérica.

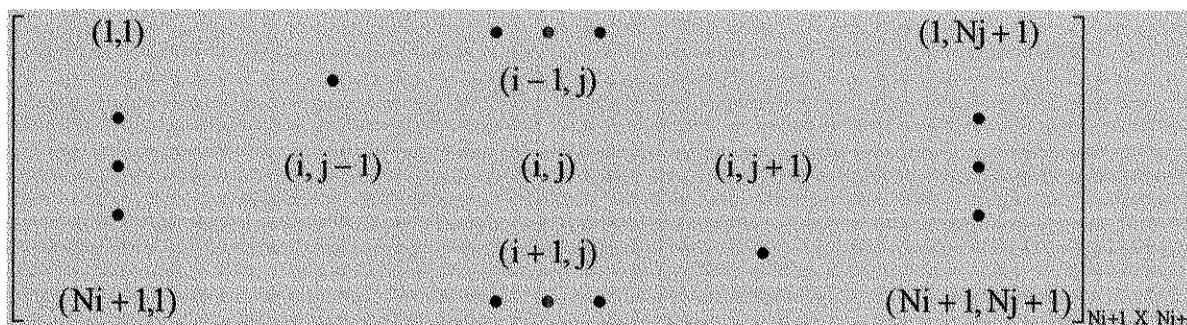


Figura 4.2-Illustração em linhas e colunas do domínio de cálculo.

O método consiste em transformar o problema bidimensional não linear, em sucessivos problemas lineares unidimensionais. Por exemplo, percorrendo horizontalmente a linha de i constante desde $j=2$ até $j=N_j$, e admitindo-se que os valores das variáveis na linha inferior $(i-1)$ e na linha superior $(i+1)$ sejam constantes e que foram calculados no mesmo processo durante a linha anterior, o problema reduz-se a um problema unidimensional do tipo tridiagonal que possui uma solução analítica dada pelo algoritmo de Thomas (Maliska (1995)). Percorrendo-se todas as linhas do domínio de cálculo, as condições de contorno a esquerda e a direita da matriz, são atualizadas e introduzidas para o interior do domínio espacial.

Este mesmo processo deve ser implementado para as colunas de j constante de maneira a introduzir as condições de contorno nas fronteiras superior e inferior para o interior do domínio de cálculo.

A alternância do procedimento de percorrer linhas e colunas deve ser realizado sucessivamente até que não mais ocorra variações e sejam atingidos os critérios de convergência adotados.

Os critérios de convergência utilizados nesse trabalho foram baseados no cálculo dos resíduos das equações e da norma euclidiana dos resíduos.

O resíduo para o ponto genérico P da malha (R_P) é definido da seguinte forma:

$$R_p = a_p \phi_p - \sum a_{nb} \phi_{nb} - b \quad (4.40)$$

A norma euclideana dos resíduos (R_{eucl}) é definida por:

$$R_{eucl} = \sqrt{\sum_{i=2}^{N_i} \sum_{j=2}^{N_j} (R_p)_{i,j}^2} \quad (4.41)$$

Os critérios implementados e utilizados foram:

$$\begin{cases} (R_p)_{\max} \leq Tol_1 \\ R_{eucl} \leq R_f (R_{eucl})_0 \end{cases}, \quad (4.42)$$

onde $(R_p)_{\max}$ representa o maior valor do resíduo em todos os pontos do domínio, Tol_1 uma tolerância para o máximo resíduo, R_f um fator de redução compreendido entre 0,05 e 0,25 (Van Doormaal e Raithby (1984)) e $(R_{eucl})_0$ representa a norma euclideana do resíduo na primeira iteração do procedimento iterativo de linha por linha com TDMA.

Como critério de convergência global de todas as equações do modelo acopladas e com o acoplamento pressão-velocidade, utiliza-se a norma euclideana da fonte de massa da equação de correção de pressão (termo b na equação (4.35)).

4.6-Malha Numérica

A malha numérica adotada foi uma malha ortogonal, regular e em coordenadas cilíndricas.

Adotou-se uma estratégia de divisão em blocos do domínio de integração para possibilitar uma concentração diferenciada de pontos da malha em determinadas regiões do ciclone. O ciclone foi dividido na direção radial em três (3) blocos distintos que denominamos região de corpo rígido, região de interface e região de vórtice livre, por analogia as características do escoamento vorticial no interior do ciclone. Na direção axial foram criados seis (6) blocos definidos pelas regiões de entrada e saída, região anular, região

cilíndrica, região cônica 1, região cônica 2 e região do “hopper”. Estas regiões são ilustradas nas Figuras 3.2 do Capítulo 3 (página 49) e na Figura 4.3 a seguir¹⁴.

Como procedimento para distribuição dos pontos na malha adotou-se o procedimento de malha deslocada (“staggered grids”) onde as variáveis do modelo são calculadas em posições diferentes da malha. Patankar (1980) faz uma discussão detalhada sobre a malha deslocada como forma de minimizar problemas de oscilações numéricas decorrentes de altos gradientes de pressão. A idéia central do deslocamento da malha é posicionar, na malha numérica, os componentes de velocidade de forma que a força de pressão atuante no volume de controle, seja calculada entre dois pontos adjacentes de pressão. Em cada bloco utiliza-se uma distribuição uniforme dos pontos da malha.

A Figura 4.4 mostra um detalhe dos volumes de controle e dos pontos deslocados da malha desencontrada. O deslocamento a ser utilizado segue sugestão de Maliska *et al.* (1992), e apresenta o seguinte esquema de deslocamento: os componentes de velocidade radial e tangencial são deslocados à esquerda do ponto central (simbolizado na figura pelo símbolo (●)); o componente axial de velocidade é deslocado abaixo do ponto central (simbolizado por (×)); e todos os demais componentes como pressão, frações volumétricas e propriedades turbulentas, são calculados no volume central da figura hachurado em cinza e nos pontos simbolizados por (o).

¹⁴ A malha representada pela figura 4.3 é ilustrativa e não representa os números de pontos utilizados nas análises numéricas deste trabalho.

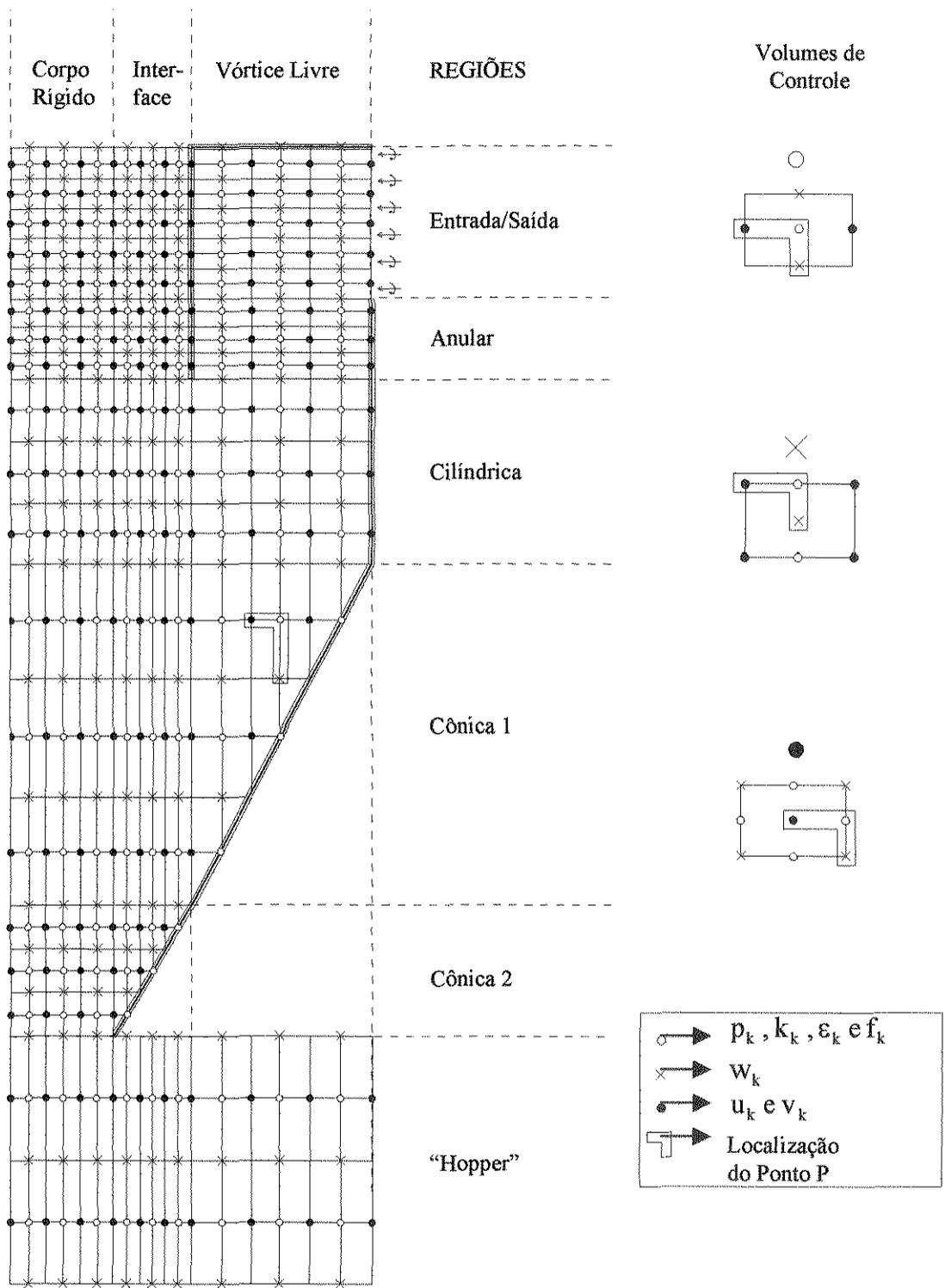


Figura 4.3-Illustração da malha numérica deslocada.

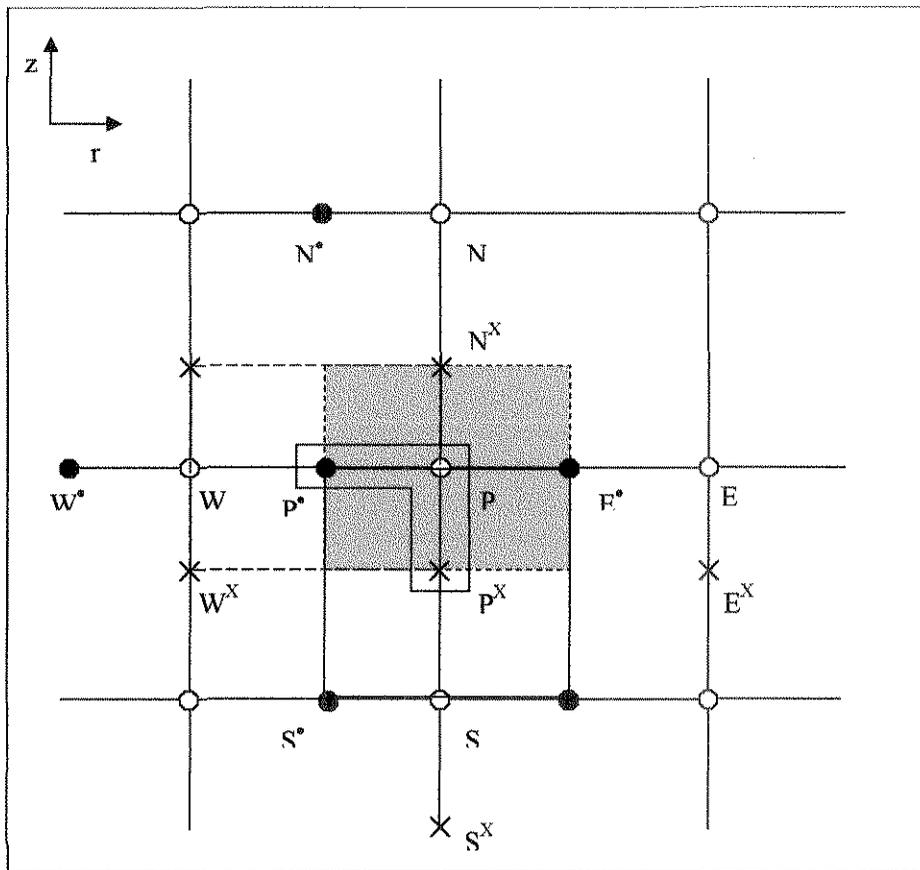


Figura 4.4-Volumes e pontos deslocados na malha desenhada.

4.7-Tratamento Discreto dos Contornos

As condições de contorno de primeira e de segunda espécie, condições de não-deslizamento e derivada nula, são introduzidas no domínio de cálculo por atribuição direta de valores da variável genérica ϕ nos elementos (1,1) a (1, N_i+1), (1,1) a (1, N_j+1), (1, N_j+1) a (N_i+1 , N_j+1) e (N_i+1 ,1) a (N_i+1 , N_j+1), da matriz de variável mostrada na Figura 4.2, que não fazem parte do domínio de cálculo do procedimento linha por linha com TDMA. No caso da condição de segunda espécie, utiliza-se a aproximação numérica de que a variável no contorno tem o mesmo valor da variável interna ao domínio de cálculo mais próxima. Esta aproximação é minimizada com a concentração da malha.

Para o caso de volumes nos quais uma ou mais faces coincidem com as fronteiras, as condições de contorno são inseridas na equação geral antes mesmo da discretização. Como

resultado obtém-se uma equação de discretização semelhante a equação (4.19) com modificações somente em alguns dos seus coeficientes representados pelas equações (4.20).

Por exemplo, a condição de segunda espécie no eixo de simetria, implica que para os pontos situados entre (2,2) a (Ni,2) da matriz da Figura 4.2, a equação de discretização assume a forma:

$$a_P \phi_P = a_N \phi_P + a_S \phi_S + a_E \phi_E + b \quad (4.43)$$

com $a_W = 0$.

Para a condição de não deslizamento na superfície externa do ciclone, a introdução da condição de contorno na equação geral, produz a seguinte modificação na equação de discretização para os pontos adjacentes a fronteira:

$$a_P \phi_P = a_N \phi_P + a_S \phi_S + a_W \phi_W + b \quad (4.44)$$

com $a_E = 0$ e $a_P = \sum a_{nb} - Sp + f_P \frac{\Delta V}{\Delta \tau} + \frac{2(\Gamma_r)_e \beta_c}{(\Delta r)_e}$.

O termo adicional que aparece no cálculo coeficiente a_P (último termo), surge devido a atribuição de um ponto fictício fora do domínio de integração, com valor igual ao do ponto do domínio adjacente a fronteira, mas de valor contrário ($\phi_{\text{fictício}} = -\phi_P$). Isso estabelece uma condição de que na fronteira o valor de $\phi_e = 0$.

Para a atribuição de condições de contorno no interior do domínio de cálculo, como é o caso das condições de contorno aplicadas sobre a parede interna para os componentes radial e tangencial de velocidade e para as funções de parede para a velocidade tangencial e propriedades turbulentas (k e ϵ), a seguinte modificação é introduzida para o cálculo dos coeficientes da equação geral de discretização:

$$\begin{aligned}
a_N &= a_S = a_E = a_W = 0 \\
Sc &= 10^{30} \phi_{\text{prescrito}} - f_P^0 \phi_P^0 \frac{\Delta V}{\Delta \tau} \\
Sp &= -10^{30} + f_P \frac{\Delta V}{\Delta \tau} \\
a_P &= a_N + a_S + a_E + a_W + f_P \frac{\Delta V}{\Delta \tau} - Sp \\
b &= Sc + f_P^0 \phi_P^0 \frac{\Delta V}{\Delta \tau} .
\end{aligned} \tag{4.45}$$

Isto permite atribuir o valor de $\phi_{\text{prescrito}}$ em ϕ_P sem modificar a forma da equação geral de discretização.

4.8-Solução do Sistema de Equações Diferenciais Ordinárias de Valor Inicial do Modelo EELB

Para a integração do problema de valor inicial representado pela equação (3.85) e Tabela 3.13 (Capítulo 3, página 63.) que faz parte do modelo EELB, e com isso prever a trajetória das partículas no interior do ciclone, adotou-se uma integração analítica sobre um intervalo de tempo $\Delta \tau$ no qual o coeficiente de interface $\overline{B_{g,s}}$ por aproximação, permanece constante. Este procedimento sugerido por Madsen *et al.* (1994) permite uma solução numérica estável e com pouco esforço computacional.

Realizando-se a integração das equações entre τ e $\tau + \Delta \tau$, obtém-se:

$$\begin{aligned}
(w_s)_i &= w_g - [w_g^o - (w_s)_i^o] \exp\left(-\frac{\Delta \tau}{T_r}\right) + g_{ad} T_r \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta \tau}{T_r}\right)\right] \\
(u_s)_i &= u_g - [u_g^o - (u_s)_i^o] \exp\left(-\frac{\Delta \tau}{T_r}\right) + \frac{(v_s)_i^o}{(r)_i^o} T_r \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta \tau}{T_r}\right)\right] \\
(v_s)_i &= v_g - [v_g^o - (v_s)_i^o] \exp\left(-\frac{\Delta \tau}{T_r}\right) - \frac{(u_s)_i^o (v_s)_i^o}{(r)_i^o} T_r \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta \tau}{T_r}\right)\right]
\end{aligned} \tag{4.46}$$

onde,

$$g_{ad} = g_z \frac{r_{ref}}{V_{ref}^2}$$

e

$$T_r = \frac{1}{B_{g,s} \frac{r_{ref}}{V_{ref}^2}}$$
(4.47)

e o sobrescrito ^o representa o instante τ e sem sobrescrito tem-se o instante $\tau + \Delta\tau$.

Considerando-se aceleração constante no intervalo de tempo $\Delta\tau$, a posição da partícula i no instante $\tau + \Delta\tau$, é dada por:

$$\begin{aligned} (z)_i &= (z)_i^o + \left[\frac{(w_s)_i^o - (w_s)_i}{2} \right] \Delta\tau \\ (r)_i &= (r)_i^o + \left[\frac{(u_s)_i^o - (u_s)_i}{2} \right] \Delta\tau \\ (z)_i &= (z)_i^o + \left[\frac{(v_s)_i^o - (v_s)_i}{2} \right] \Delta\tau \end{aligned}$$
(4.48)

E dessa forma as equações (4.46) e (4.48) são integradas a partir de uma posição na entrada referente ao instante inicial, até um tempo suficiente para que a partícula i atinja a caixa coletora de sólidos ou seja arrastada pela corrente gasosa através da seção do “overflow”.

Durante a integração no tempo, a posição atual da partícula deve ser checada para verificar se algum contorno do ciclone foi alcançado, de forma a introduzir as respectivas condições de contorno (parede, arraste ou coleta), conforme tratado no Capítulo 3, seção 3.6.

A dispersão turbulenta da fase gasosa pode ser introduzida no modelo por tratamento das flutuações de velocidade conforme discutido também no Capítulo 3.

4.9-Algoritmo Numérico

O algoritmo de solução numérica válido para os três modelos apresentados no Capítulo 3 (Modelos EMB, EEBB e EELB), seguindo-se os procedimentos numéricos descritos nas seções anteriores, é ilustrado em detalhes através da Tabela 4.1 e da Figura 4.5.

Tabela 4.1-Relação de procedimentos que compõem o algoritmo numérico.

PROCEDIMENTO 0
a)Cálculo de todas as propriedades geométricas da malha numérica b)Cálculo de todas as constantes c)Atribuição das estimativas iniciais para todas as variáveis
PROCEDIMENTO 1 – FASE GASOSA
a)Solução da equação de discretização para o componente radial de velocidade b)Solução da equação de discretização para o componente axial de velocidade c)Cálculo do termo fonte da equação da continuidade d)Solução da equação de correção de pressão e)Correção das velocidades radial e axial com as correções de pressão f)Cálculo da pressão a partir da equação de correção g)Solução da equação de discretização para o componente tangencial de velocidade h)Solução da equação de discretização para a energia cinética turbulenta i)Solução da equação de discretização para a taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
PROCEDIMENTO 2 – FASE PARTICULADA
a)Solução da equação de discretização para o componente radial de velocidade b)Solução da equação de discretização para o componente axial de velocidade c)Solução da equação de discretização para o componente tangencial de velocidade d)Solução da equação de discretização para a fração volumétrica da fase descontínua e)Cálculo da fração volumétrica da fase contínua
PROCEDIMENTO 3
a)Verificação da convergência do acoplamento pressão-velocidade
PROCEDIMENTO 4
a)Cálculo das trajetórias das partículas b)Cálculo da curva de eficiência de coleta
PROCEDIMENTO 5
a)Geração dos resultados

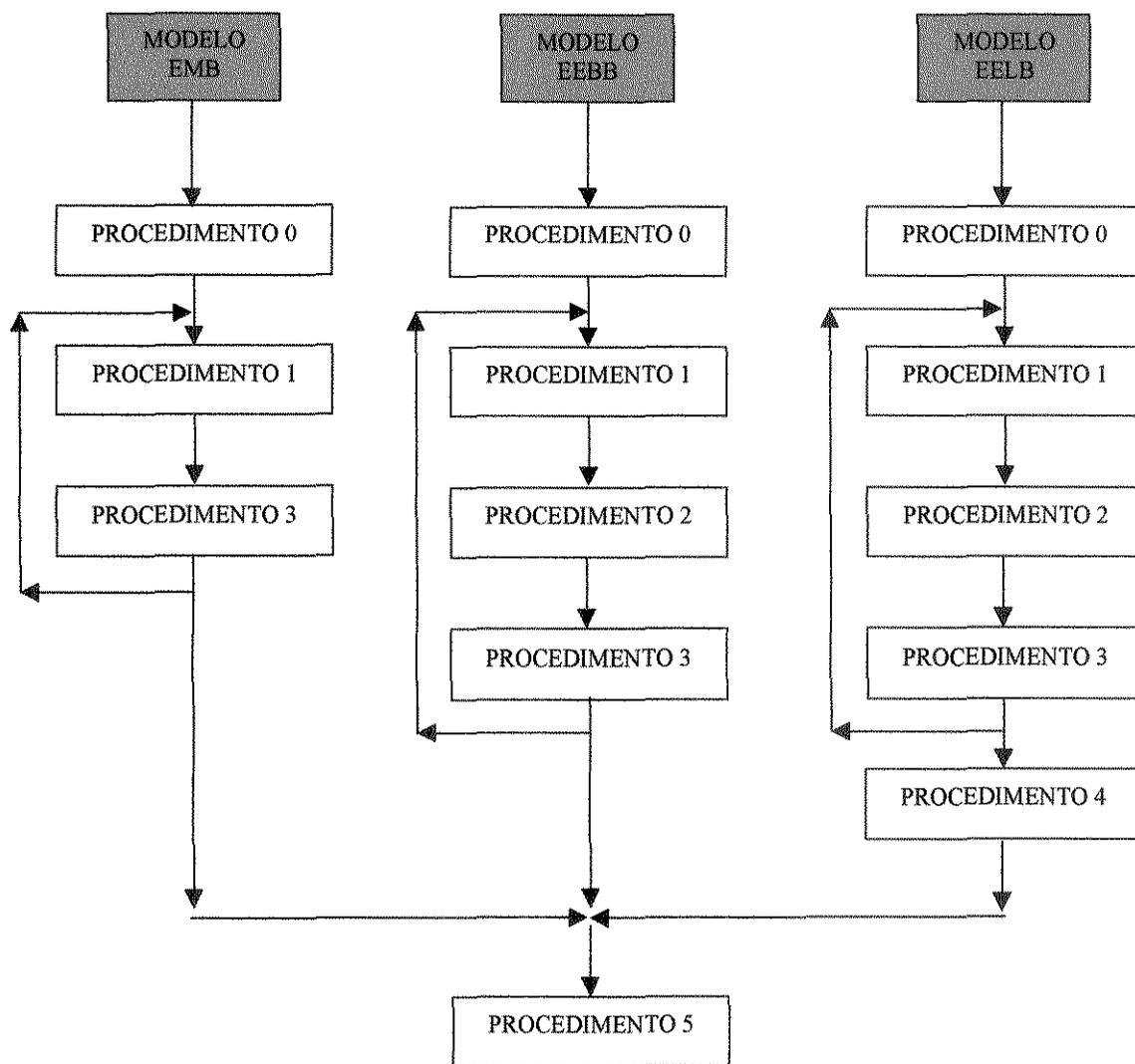


Figura 4.5-Conexões entre os procedimentos para cada modelo.

CAPÍTULO 5

O CÓDIGO CFD

Neste capítulo apresenta-se uma rápida discussão sobre o desenvolvimento de um código da Fluidodinâmica Computacional (código CFD) específico e dedicado à simulação de ciclones.

Como todas as unidades, sub-unidades e procedimentos computacionais foram desenvolvidos e implementados durante a execução deste trabalho, fez-se necessária a elaboração preliminar de um conjunto de testes para se certificar da não existência de problemas e erros de implementação e programação (o programa de testes), bem como fornecer subsídios experimentais numéricos para o desenvolvimento do código específico para a solução dos modelos de ciclone apresentados no Capítulo 3. Como resultado desse ensaio, tem-se a primeira versão de um código CFD para a simulação bidimensional de ciclones, o programa CICLO.

5.1-Programa de Testes

Como o escoamento em ciclones apresenta um complexo comportamento fluidodinâmico, conforme descrito no Capítulo 1 (Figura 1.1), apresentando diversos padrões fluidodinâmicos simultaneamente, optou-se por uma metodologia de desacoplamento e análise individual de cada fenômeno como forma de testar os programas desenvolvidos e

adquirir experiência nas particularidades do método dos volumes finitos. Para tanto, optou-se pela seleção dos estudos de caso apresentados na Tabela 5.1.

O Caso Teste 1 foi escolhido devido ao modelo apresentar uma solução analítica bem conhecida na região de escoamento completamente desenvolvido (perfil parabólico). Isso permite uma comparação entre a solução numérica deste trabalho e a solução analítica.

Tabela 5.1- Estudos de caso e padrões de escoamento para o programa de testes.

Estudo de Caso	Padrão de Escoamento Observado
Caso Teste 1- Desenvolvimento do escoamento laminar na região de entrada de um tubo de seção circular	Escoamento viscoso
Caso Teste 2- Desenvolvimento do escoamento turbulento na região de entrada de um tubo de seção circular	Escoamento turbulento
Caso Teste 3- Escoamento laminar através de uma placa de orifício	Existência de zonas de recirculação do fluido
Caso Teste 4- Escoamento gás-sólido diluído em um tubo vertical	Escoamento bifásico com arraste de sólidos

O Caso Teste 2 apresenta-se como uma situação experimental bem conhecida na literatura, com quantidade razoável de informações experimentais, e um perfil empírico, para a região completamente desenvolvida, derivado do perfil universal de velocidades no escoamento turbulento, que fornece uma boa aproximação quando comparado com dados experimentais. Vislumbra-se então, a possibilidade de comparação das soluções numéricas com dados experimentais.

O Caso Teste 3, também bastante explorado na literatura, apresenta zonas de recirculação de fluido a jusante da placa de orifício e um gradiente de pressão considerável a montante. Com este modelo é possível verificar a possibilidade de previsão dessas zonas de recirculação a partir das equações de Navier-Stokes e testar a aplicação da malha co-localizada e da malha deslocada no que se refere a estabilidade das soluções numéricas.

O escoamento bifásico pode ser analisado com o Caso 4, no que tange a predição das frações volumétricas de cada fase e da força resistiva entre as fases. Este caso foi escolhido

por apresentar diversas aplicações práticas de interesse e estarem disponíveis informações experimentais na literatura que permitem a corroboração do modelo numérico.

Todos os programas foram desenvolvidos em linguagem de programação FORTRAN 77 e FORTRAN 90, fazendo-se uso do compilador “Microsoft Developer Studio”, versão 5.0, desenvolvido para Windows 95. Todos os resultados foram obtidos usando-se um microcomputador IBM Pentium de 100 Mhz e 32 Mb de memória RAM.

Os modelos utilizados derivam diretamente do modelo Euleriano-Euleriano Multifásico Bidimensional (EEMB), apresentado e discutido no Capítulo 3. As equações de discretização, os esquemas de interpolação para as variáveis nas faces dos volumes de controle, o acoplamento pressão velocidade, as técnicas numéricas para se garantir estabilidade e convergência das soluções numéricas e os critérios de convergência, efetivamente empregados nesses estudos, foram aqueles apresentados no Capítulo 4. Exceto, as interpolações para as velocidades no cálculo da equação de correção de pressão, para o caso da malha colocalizada, onde se empregaram as interpolações sugeridas por Péric *et al.* (1988) e Maliska (1995).

Os principais aspectos analisados nestes ensaios relacionam-se com:

- algoritmo SIMPLE de acoplamento pressão-velocidade e esquemas de interpolação;
- convergência e estabilidade das soluções numéricas;
- dependência das soluções numéricas com a malha de discretização;
- capacidade de predição de soluções analíticas e de dados experimentais;

A seguir apresenta-se uma síntese dos resultados resultados obtidos nesses testes.

A Figura 5.1 apresenta uma medida de convergência da solução numérica, quantificada pelo número de iterações, frente a variação dos parâmetros de relaxação para as velocidades e para a pressão para o Caso Teste 1. A malha utilizada foi uma malha deslocada uniforme de 10 x 10 pontos nas direções radial e axial, respectivamente. Para realizar este teste foi considerado as seguintes condições de teste: escoamento laminar com número de Reynolds baseado no diâmetro do tubo igual a 1000; propriedades físicas da água a 20 °C; e um tubo de 10 metros de comprimento por 0,1 metros de diâmetro.

Em todos os casos de estudo, para o cálculo dos números de Reynolds nas direções radial e axial necessários para o cálculo dos coeficientes Γ da equação geral do modelo EMB, foram utilizados as seguintes referências: $r_{\text{ref}} = R$, $z_{\text{ref}} = L$ e $v_{\text{ref}} = v_{\text{en}}$. O esquema de interpolação utilizado para as velocidades nas faces dos volumes de controle, foi o esquema “upwind”, o método de acoplamento pressão-velocidade foi o método SIMPLE e o critério de convergência foi a norma euclideana da fonte de massa menor do que 10^{-8} .

Verifica-se que valores dos coeficientes de relaxação na faixa de 0,1 a 0,5 para os componentes radial e axial de velocidade (λ_v), apresentam influência significativa sobre o número de iterações necessárias para se atingir convergência, enquanto que para valores maiores que 0,5 praticamente nenhuma sensibilidade foi notada. Já quanto a relaxação na pressão, valores de λ_p menores que 0,01 fornecem uma taxa de convergência extremamente baixa para todos os valores de λ_v , enquanto que valores maiores do que 0,2 provocam divergência na solução. A principal conclusão desse estudo é de que a escolha correta dos parâmetros de relaxação é decisiva na quantidade de esforço computacional necessária para a obtenção da solução numérica e fundamental no processo de convergência. E ainda, que essa escolha deve ser efetuada através de experimentação numérica, não havendo nenhuma teoria ou regras fechadas para a definição.

Na Figura 5.2 apresenta-se a dependência da taxa de convergência da solução (R versus o número de iterações) como uma função da concentração da malha. Fixou-se nesse caso os coeficientes de relaxação em $\lambda_p = 0,1$ e $\lambda_v = 0,8$ e $Re_D = 1.000$ e empregou-se uma malha desencontrada. Fica evidente que com a concentração da malha ocorre um incremento na taxa de convergência devido, principalmente, ao refinamento das aproximações numéricas.

A acurácia da solução numérica é apresentada na Figura 5.3. Apresenta-se a velocidade axial no eixo de simetria na região de escoamento completamente desenvolvido, obtida através da solução analítica do problema, e as soluções numéricas com os arranjos colocalizado e desencontrado para várias concentrações da malha. Nota-se que para uma malha superior a 15 X 15 as soluções numérica ficam assintóticas tendo como assíntota a solução analítica.

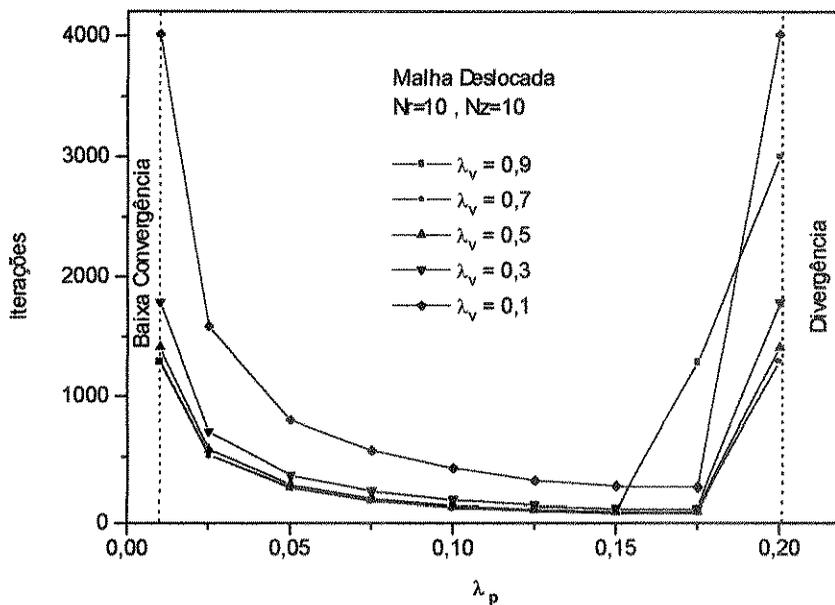


Figura 5.1- Influência dos fatores de relaxação sobre a convergência da solução para o Caso Teste 1.

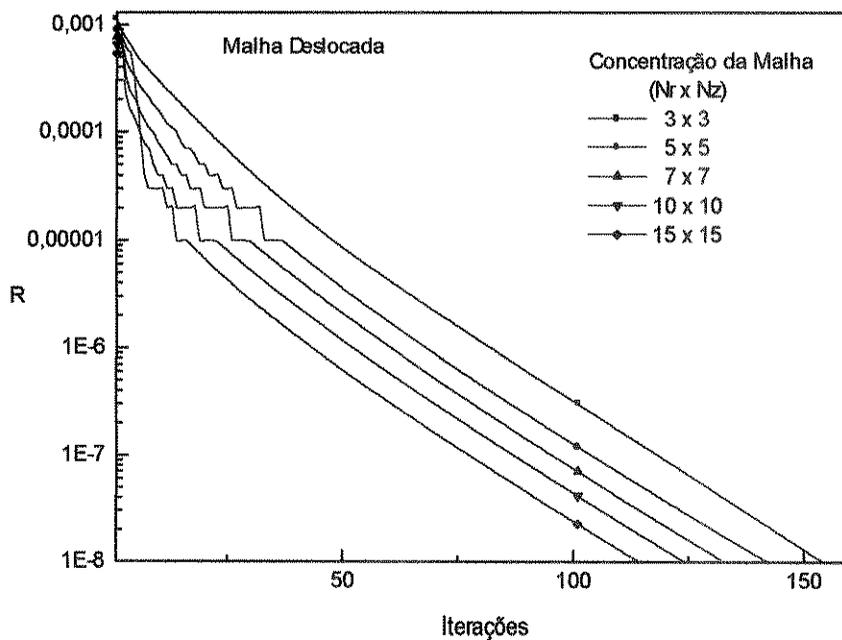


Figura 5.2- Convergência da solução frente a concentração da malha para o Caso Teste 1.

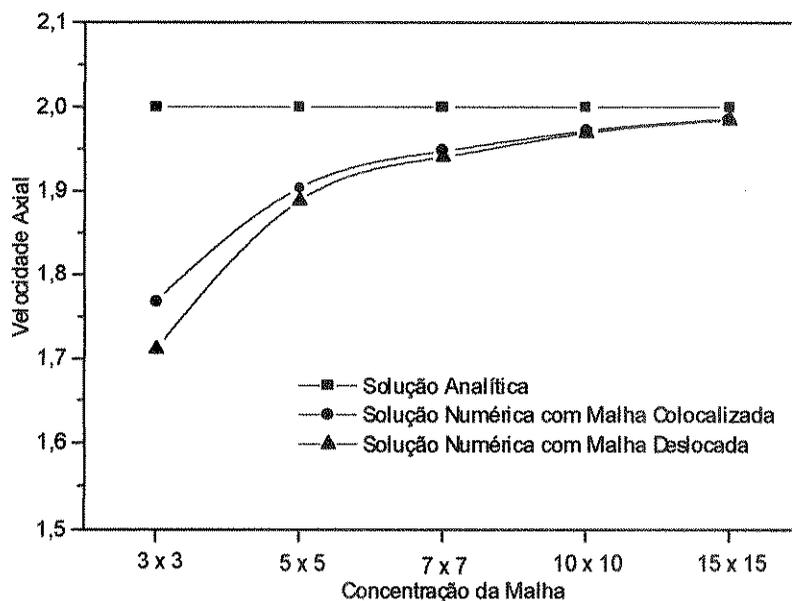


Figura 5.3- Comparação entre solução numérica e solução analítica (Caso Teste 1).

A Figura 5.4 tem o mesmo compromisso da Figura 5.2, no entanto para o Caso Teste 2- Escoamento turbulento na região de entrada. O modelo de turbulência empregado foi o $k-\epsilon$ com as funções de parede de Launder e Spalding (1974) e o número de Reynolds escolhido foi de 10.000 . Utilizou-se também uma malha deslocada uniforme e os mesmos parâmetros de relaxação usados para o Caso Teste 1. Nota-se uma taxa de convergência bem menor do que para o Caso Teste 1 e o mesmo comportamento frente ao refino da malha.

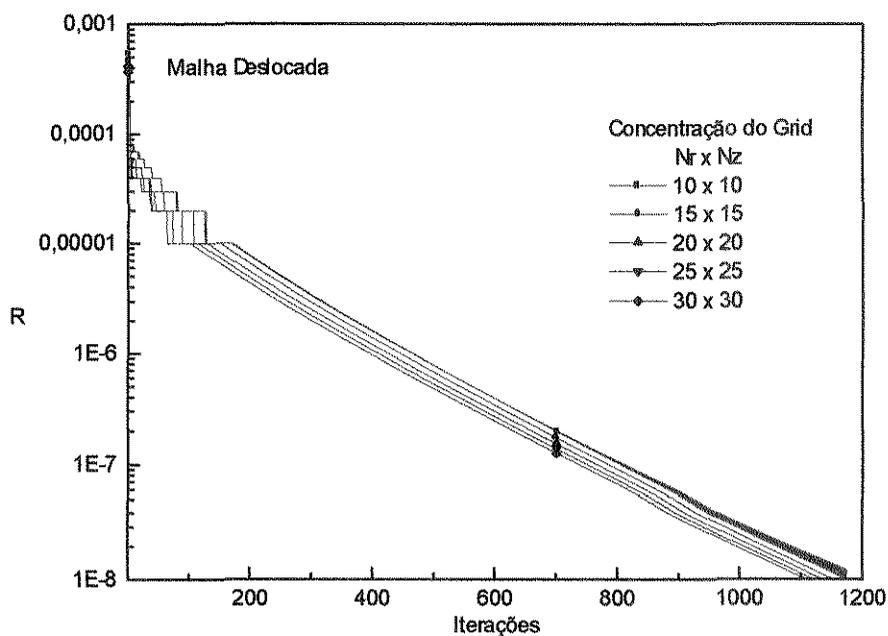


Figura 5.4- Convergência da solução frente a concentração da malha para o Caso Teste 2.

A Figura 5.5 apresenta a velocidade axial no eixo de simetria e na região completamente desenvolvida obtida experimentalmente por Nikuradse (Pollard e Martinuzzi (1989 a,b)), obtida a partir do perfil 1/7 e aquelas obtidas numericamente a partir de uma concentração de malha de 10 x 10 até uma concentração de 30 x 30 pontos, uniformemente distribuídos numa malha desencontrada. Verifica-se também nesse caso, uma solução assintótica para concentrações da malha superiores a 30 x 30, e uma boa aproximação da solução numérica inclusive melhor do que aquela obtida com o perfil universal de velocidade (perfil 1/7).

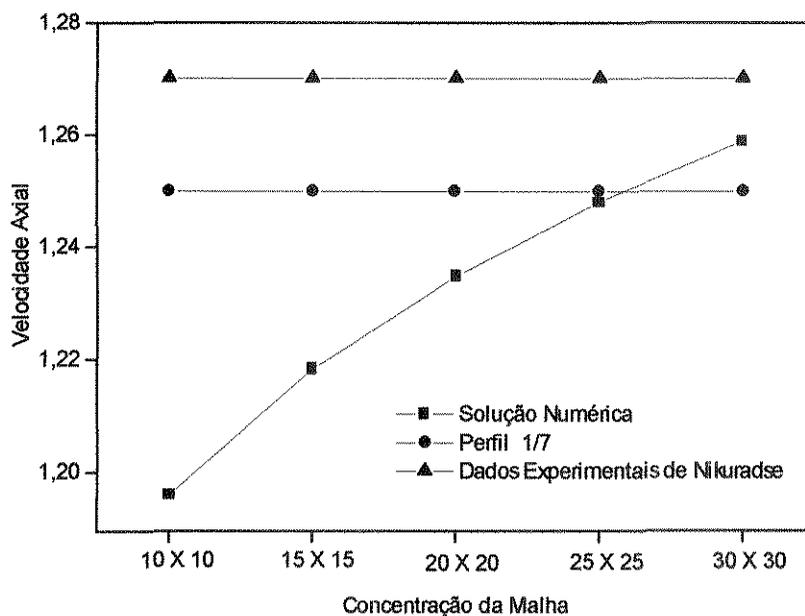


Figura 5.5- Comparação entre solução numérica e solução analítica (Caso Teste 2).

Para o Caso Teste 3, utilizou-se a mesma geometria dos casos anteriores, o mesmo fluido e uma placa de orifício com um orifício de 0,05 metros de diâmetro localizada no meio da tubulação na posição equivalente a 5 metros a partir da entrada. Um número de Reynolds de 85 foi usado para garantir-se o escoamento laminar e para promover a formação de zonas de recirculação de fluido a jusante da placa. Utilizou-se uma malha desencontrada com 80 x 40 pontos na direção axial e radial, respectivamente, com distribuição uniforme. Os coeficientes de relaxação foram 0,8 para ambos os componentes de velocidade e 0,05 para a pressão. O acoplamento pressão-velocidade foi promovido pelo método SIMPLE com esquema “upwind” de interpolação das velocidades nas faces dos volumes de controle.

Na Figura 5.6 apresenta-se o perfil axial de pressão no eixo de simetria do tubo. É possível verificar-se um comportamento oscilatório da pressão a montante da placa quando o arranjo co-localizado é empregado para a geração da malha numérica. Isto ocorre, provavelmente, devido a existência de elevados gradientes de pressão.

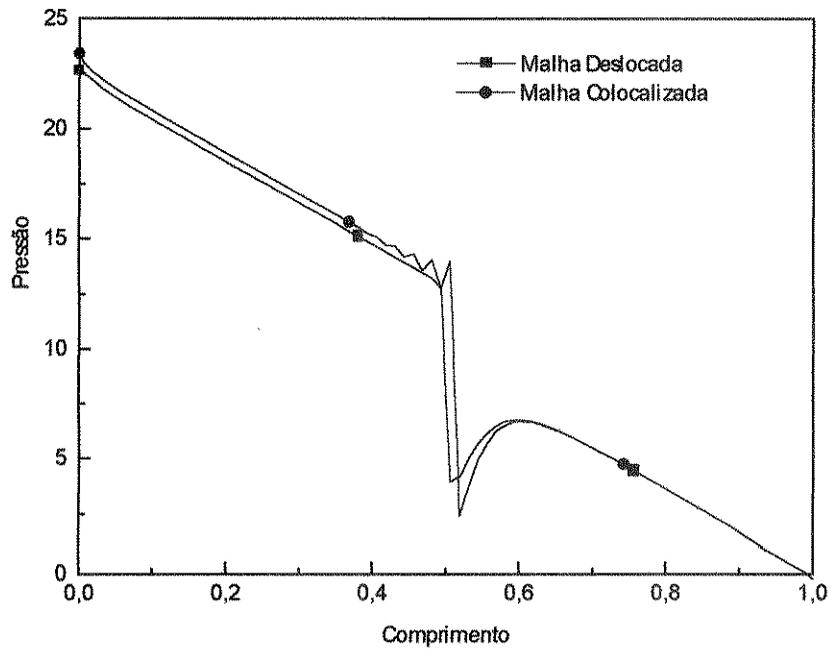


Figura 5.6- Variação axial da pressão no Caso Teste 3.

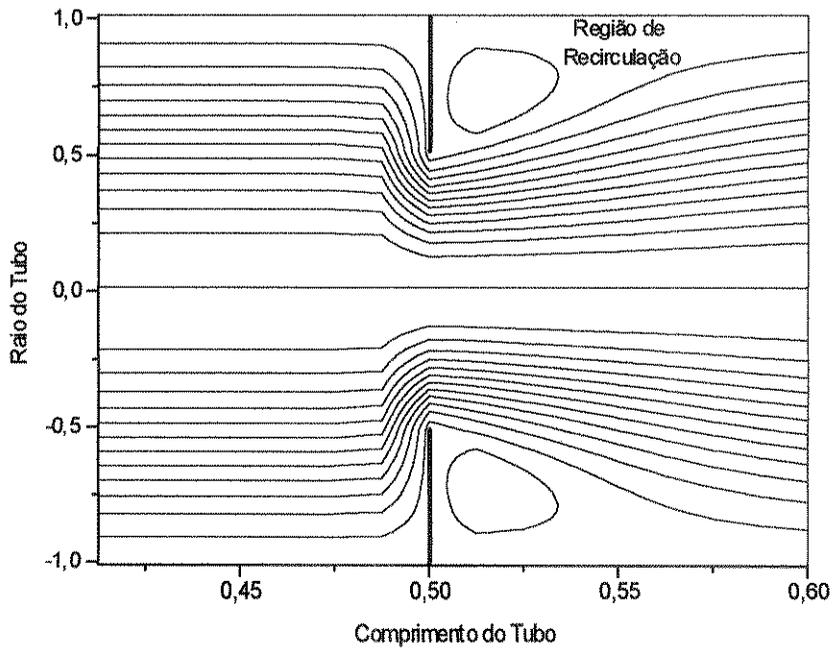


Figura 5.7- Linhas de corrente no escoamento através de uma placa de orifício.

A Figura 5.7 ilustra as linhas de corrente do escoamento, deixando claro a existência de zonas de recirculação de fluido a jusante da placa e próximo as paredes do tubo. Fica evidenciada, dessa forma, a capacidade das equações do movimento de predizer a existência dessas zonas de recirculação, fenômeno esse presente também no escoamento em ciclones.

Para o Caso Teste 4, escoamento gás-sólido diluído em um tubo vertical, utilizou-se um caso experimental estudado por Tsuji *et al.* (1984). O ar é usado como fase fluida e a fase particulada é composta por partículas esféricas de poliestireno de 200 micra de diâmetro e massa específica de 1.020 kg/m^3 . A razão de carga, relação entre o fluxo de massa de sólidos e o fluxo de massa de ar, foi tomada como igual a 1,0 e a fração volumétrica de sólidos na entrada do tubo igual a 0,0013 (0,13 %) . O número de Reynolds para a fase gasosa é de 23.000 ($w_g=15,6 \text{ m/s}$ e $w_s=13,9 \text{ m/s}$ na entrada), as propriedades físicas do ar foram tomadas a $20 \text{ }^\circ\text{C}$ e a geometria do tubo fica caracterizada com um diâmetro de 0,0305 metros e um comprimento de 5,1100 metros.

A modelagem utilizada foi o modelo EEBB com o modelo k- ϵ para a fase gasosa, e considerou-se o escoamento invíscido para a fase particulada devido a característica diluída do escoamento.

Utilizou-se para os cálculos numéricos os arranjos co-localizado e deslocado, com distribuição uniforme dos pontos, com 40 pontos na direção axial e 10 pontos na radial. Acoplamento do tipo SIMPLE com esquema de interpolação “upwind” foram usados em todos os experimentos numéricos. Uma relaxação adicional do tipo transiente distorcido foi empregada para garantir convergência e estabilidade das soluções numéricas. Os parâmetros de relaxação foram $\lambda_v = 0,35$, $\lambda_p = 0,10$ e $\Delta\tau = 1,3$. O critério de convergência do acoplamento pressão-velocidade foi uma norma euclideana da fonte de massa menor do que 10^{-14} . Esse critério extremamente rigoroso foi adotado para se garantir que todas as variáveis do modelo atinjam um estado estacionário.

Na Figura 5.8 apresenta-se a taxa de convergência usando uma malha uniforme de 40 por 10 pontos. Nota-se a existência de pequenas perturbações na convergência durante o período do transiente distorcido e uma melhor convergência com o uso do arranjo desenhado.

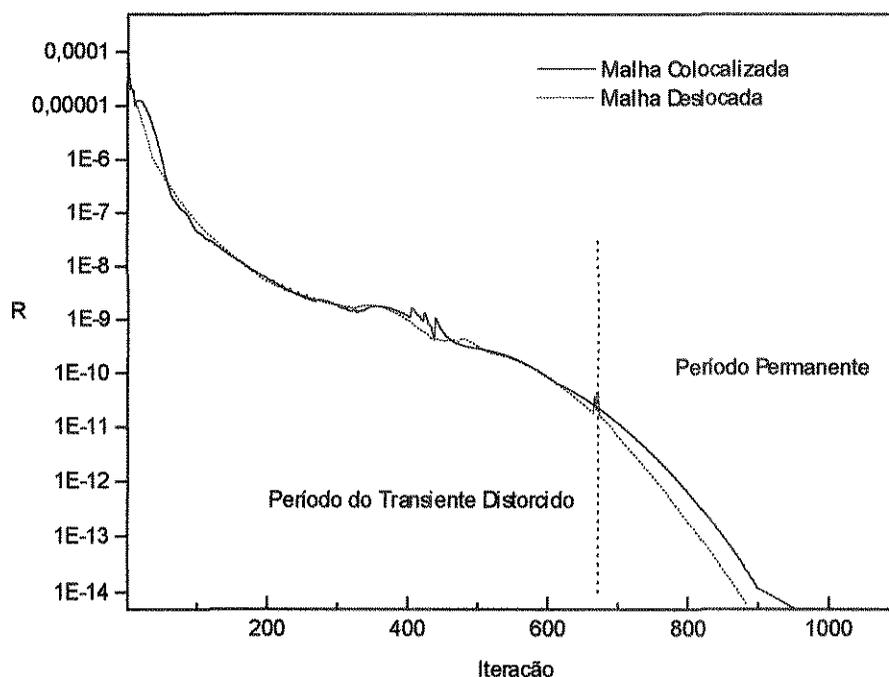


Figura 5.8- Convergência para o Caso Teste 4.

Apresenta-se na Figura 5.9 a fração volumétrica no centro e na região próxima a parede na seção de saída do tubo, como uma função do “falso-tempo” e do número de iterações. Verifica-se a existência de um estado estacionário estável e que durante o período do transiente distorcido, é possível obter diferentes comportamentos para a fração volumétrica como por exemplo a concentração maior próxima a parede ou próxima ao centro do tubo.

Analisando-se as Figuras 5.8 e 5.9, pode-se observar que o critério de convergência adotado ($R < 10^{-14}$) é suficiente para garantir-se que todas as variáveis atinjam seu estado estacionário e que valores da ordem de 10^{-8} , usados para os escoamentos monofásicos, não se aplicam no escoamento gás-sólido pois nessa condição a concentração de partículas é maior na região próxima à parede o que não ocorre no estado estacionário.

A Figura 5.10 ilustra-se uma comparação entre os perfis radiais de velocidade axial na saída do tubo obtidos através das soluções numéricas com aqueles obtidos experimentalmente por Tsuji *et al.* (1984). Nota-se uma boa concordância para ambas as fases, contribuindo para a validação do modelo EEBB.

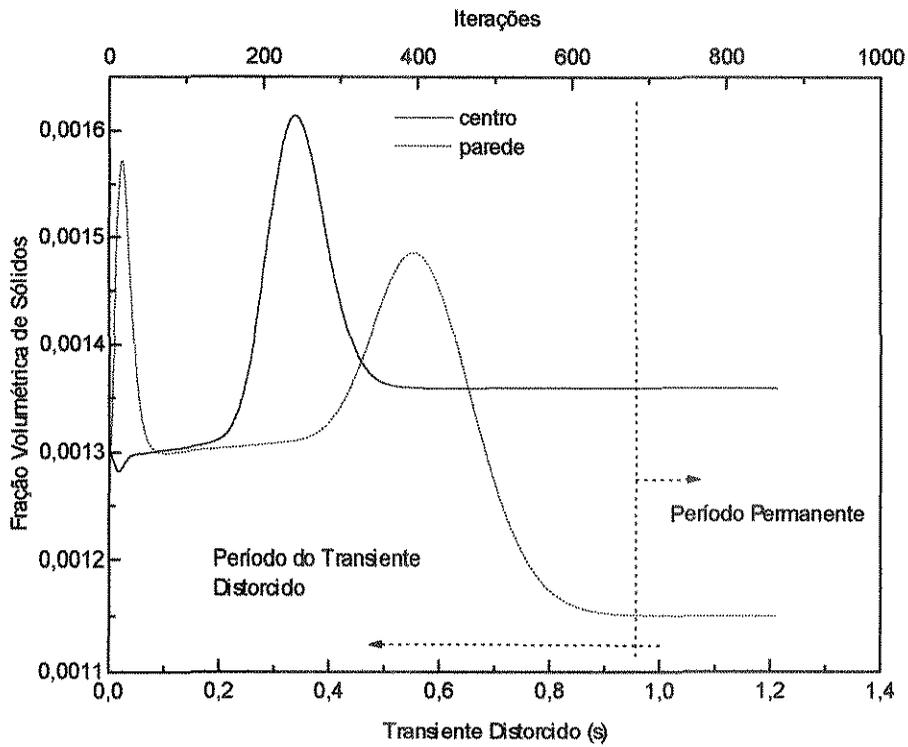


Figura 5.9- Dinâmica da fração volumétrica de sólidos(Caso Teste 4).

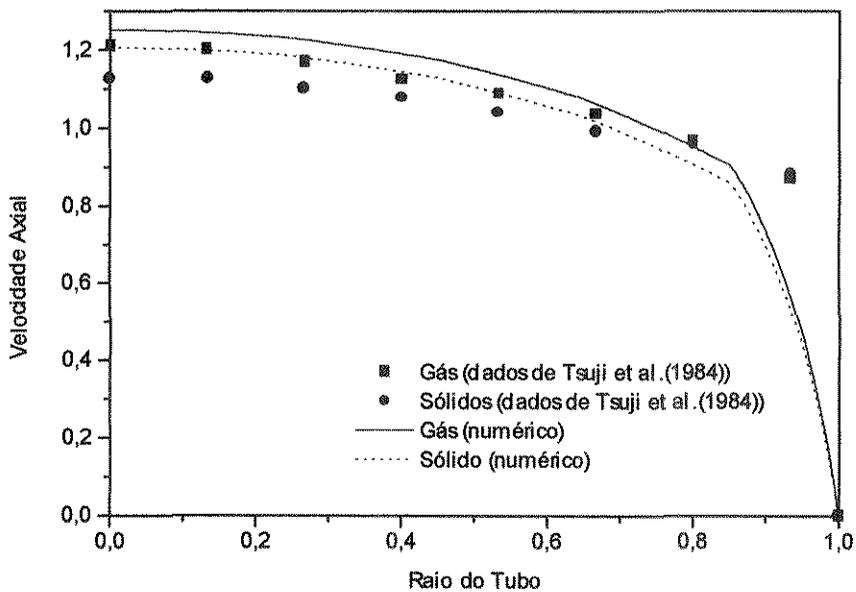


Figura 5.10- Perfis de velocidade numéricos e experimentais(Caso Teste 4).

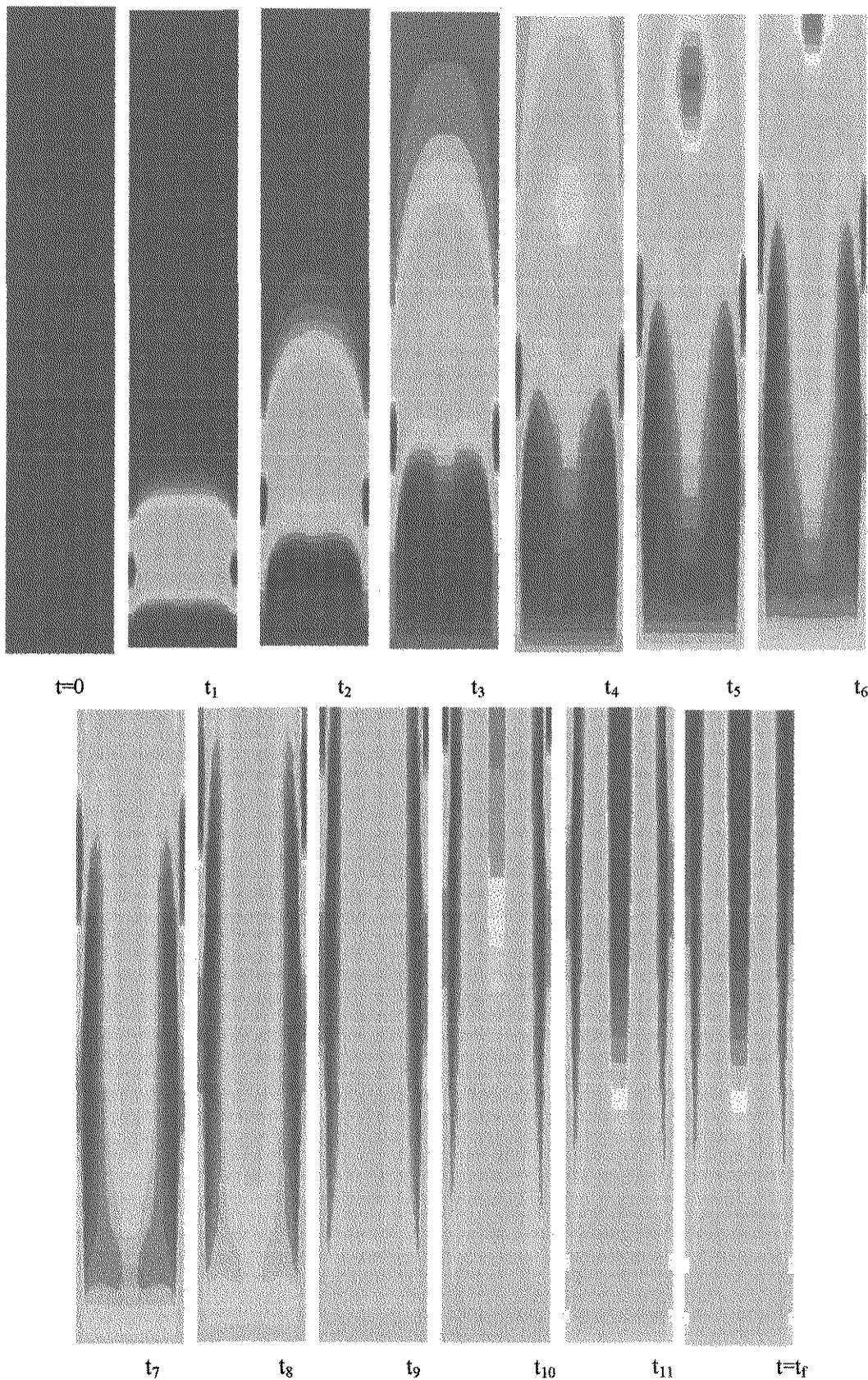


Figura 5.11- Dinâmica da formação do perfil de fração volumétrica no escoamento gás-sólido em um tubo vertical(Caso Teste 4).

Finalmente, apresenta-se na Figura 5.11, a dinâmica da formação do perfil de fração volumétrica da fase sólida através dos mapas de contorno obtidos em tempos distorcidos diferentes, até atingir-se o estado estacionário.

5.2-O Programa CICLO

O programa CICLO representa a primeira versão de um código CFD dedicado à simulação de ciclones, desenvolvido durante a execução desse trabalho de doutoramento.

O código foi desenvolvido em linguagem FORTRAN 77 e FORTRAN 90 usando o ambiente de programação “Microsoft Developer Studio”, com o compilador “Fortran Power Station 5.0”, em uma plataforma PENTIUM, padrão IBM PC, com 32 Mb de memória RAM.

Basicamente o código é composto por quatro (4) módulos:

- módulo gerenciador de tarefas - promove o gerenciamento multitarefa dos procedimentos;
- módulo de pré-processamento – é utilizado para a criação e alteração dos arquivos de informações geométricas, bem como para o cálculo de todas as informações geométricas necessárias para o procedimento de solução numérica pelo método dos volumes finitos. O resultado desses cálculos é disposto em um arquivo de dados para posterior leitura e utilização pelo módulo de processamento;
- módulo de processamento – é utilizado para criação e alteração dos arquivos de caso onde define-se as condições operacionais, os modelos matemáticos, os métodos numéricos e todos os parâmetros numéricos do problema como por exemplo, fatores de relaxação, fatores de redução da norma euclideana dos resíduos, coeficientes de inércia, número máximo de iterações por ciclos e etc. Neste módulo estão também todas as rotinas necessárias para a solução numérica pelo método dos volumes finitos: rotinas para o cálculo dos coeficientes da equação de discretização; rotinas para o acoplamento pressão-velocidade; e rotinas para a solução iterativa das equações algébricas por técnica de linha

por linha com TDMA. Possui também uma rotina para alteração dos parâmetros numéricos durante a execução do procedimento iterativo;

- módulo de pós-processamento – permite a visualização gráfica do andamento da solução na forma de um gráfico de resíduos e através do acompanhamento de algumas variáveis em pontos distintos do ciclone. Além disso, prepara todos os arquivos para serem utilizados por um programa para visualização científica dos resultados.

A seguir apresenta-se, como ilustração, algumas telas gráficas do programa CICLO.

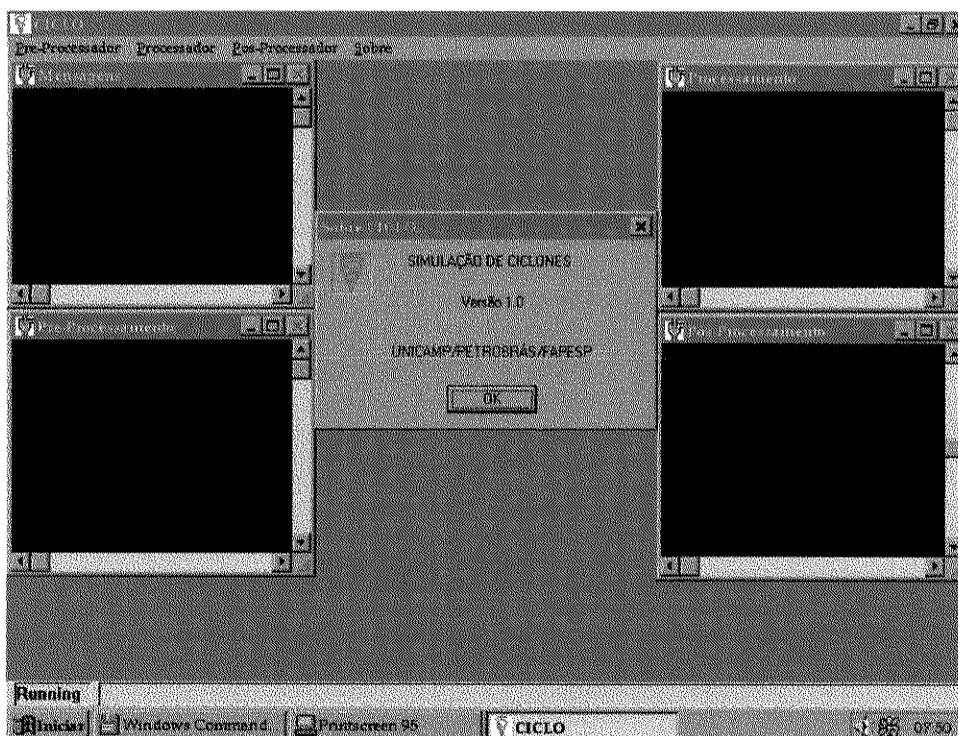


Figura 5.12- Tela inicial do programa CICLO

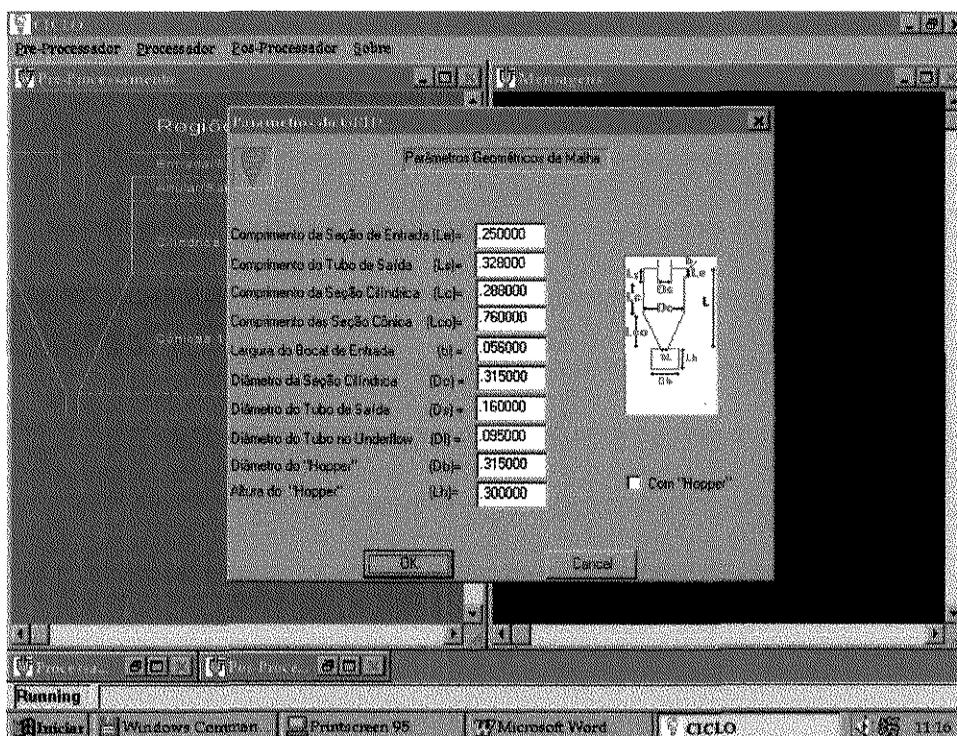


Figura 5.13- Tela de criação e alteração do arquivo de malha numérica (Pré-Processamento)

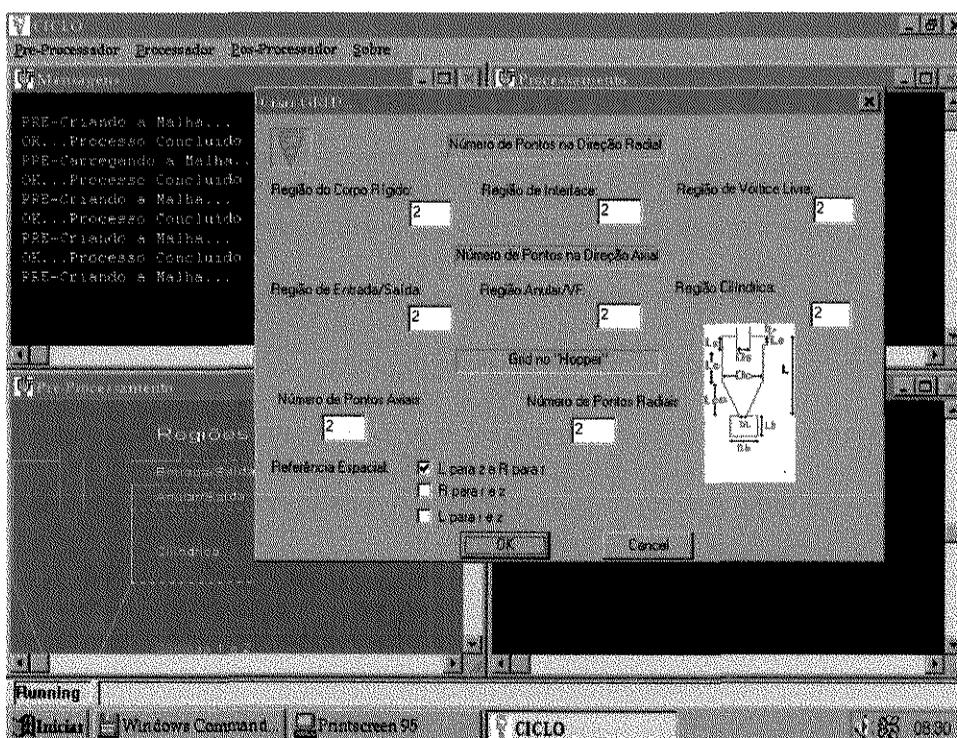


Figura 5.14- Tela de criação e alteração do arquivo de malha numérica (Continuação).

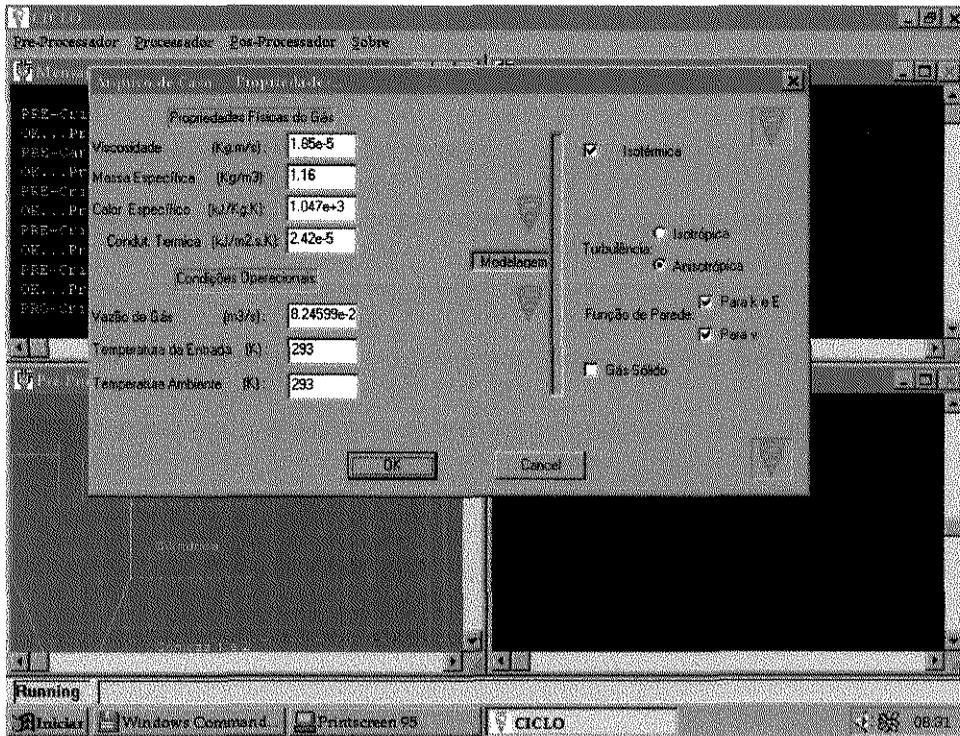


Figura 5.15- Tela de criação e alteração do arquivo de caso (Processamento).

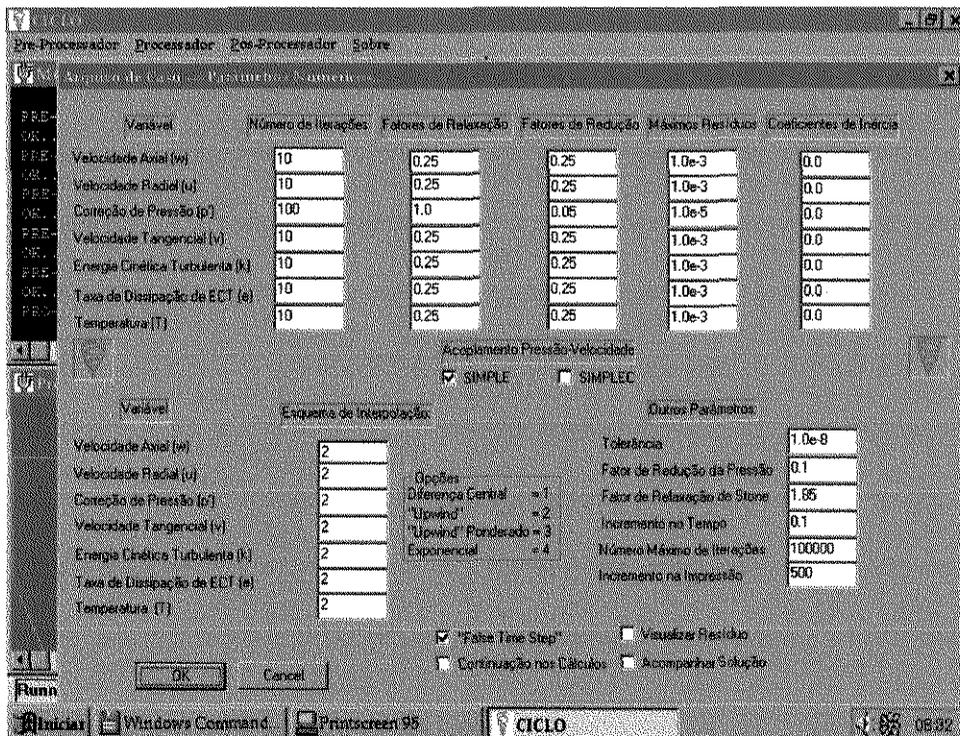


Figura 5.16- Tela para criação e alteração do arquivo de caso (continuação).

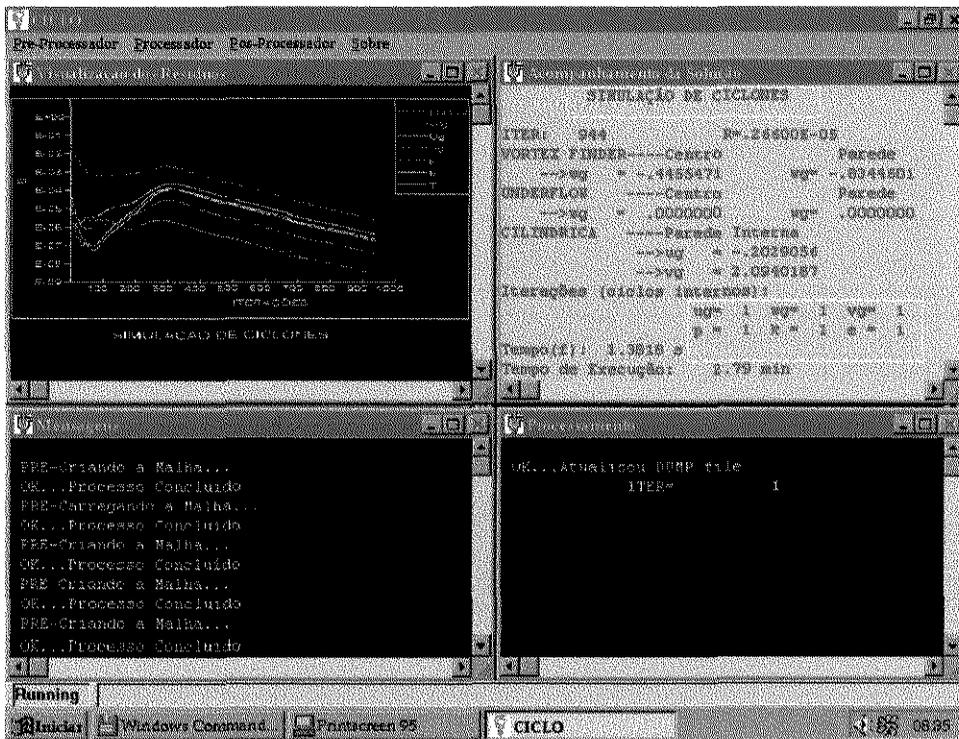


Figura 5.17-Tela de acompanhamento da solução.

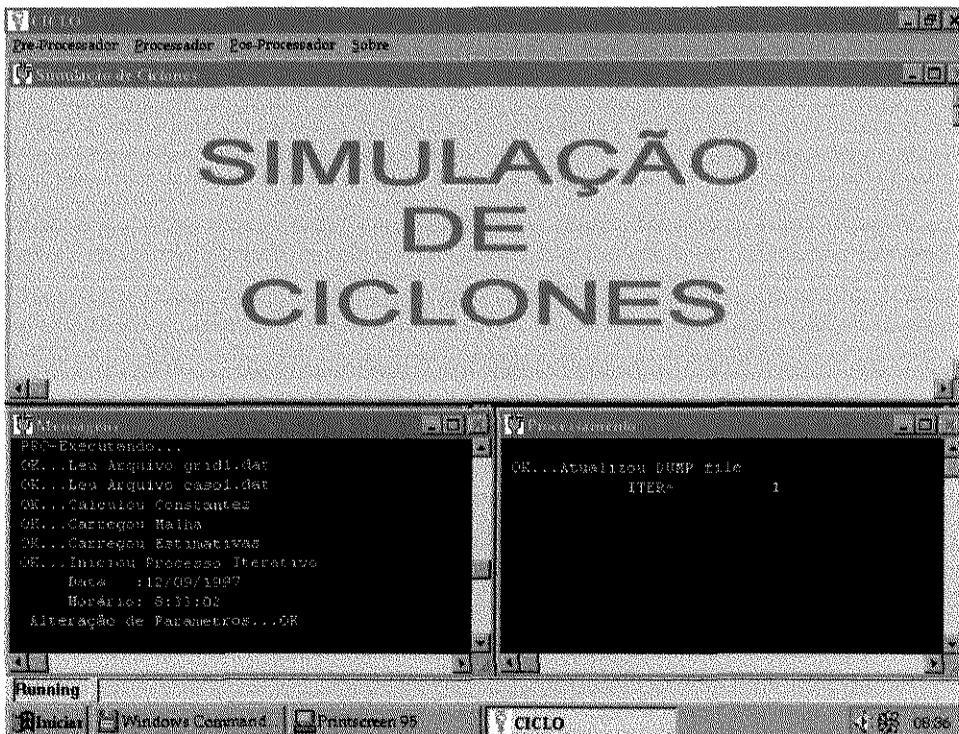


Figura 5.18- Tela de acompanhamento da solução (continuação).

5.3- Algumas Conclusões

Com a metodologia aplicada para o desenvolvimento do programa de fluidodinâmica computacional a partir do método dos volumes finitos, partindo-se do escoamento laminar em um tubo até o escoamento bifásico em um tubo vertical, praticamente minimiza-se a possibilidade de erros de implementação numérica no código computacional.

Por análise dos resultados obtidos com as malhas co-localizadas e as desencontradas, especificamente para o escoamento gás-sólido (Caso Teste 4), conclui-se que para prevenir-se de eventuais problemas de oscilação numérica devido principalmente aos altos gradientes de pressão no escoamento da fase contínua, e as interpolações nas velocidades da fase particulada no cálculo da fração volumétrica, é conveniente a utilização da malha desencontrada.

Com o desacoplamento dos fenômenos associados ao escoamento ciclônico em casos simples, casos de teste 1 a 4, possibilita-se a aquisição de experiência numérica necessária para os estudos específicos de simulação de ciclones por técnicas da fluidodinâmica computacional, através da utilização dos três modelos apresentados e discutidos no **Capítulo 3**.

A primeira versão do programa CICLO, desenvolvida em ambiente Windows 95 para microcomputadores da linha PENTIUM, apresenta-se como uma alternativa para estudos de otimização de performance de ciclones.

Todos os testes preliminares para o desenvolvimento do programa CFD realizados nesse trabalho são apresentados em profundidade nos trabalhos MEIER, ALVES e MORI (1997, a, b e c).

Nos próximos capítulos, apresenta-se os estudos numéricos realizados para a validação dos modelos EMB, EEGB e EELB, utilizando-se o programa CICLO.

CAPÍTULO 6

ESCOAMENTO DE GÁS EM CICLONES: EXPERIMENTOS NUMÉRICOS COM O MODELO EMB

Neste primeiro capítulo sobre experimentos numéricos, o foco de análise está centrado nos seguintes aspectos:

- Convergência e estabilidade das soluções numéricas frente aos métodos de acoplamento pressão-velocidade SIMPLE e SIMPLEC, aos esquemas de interpolação das velocidades nas faces dos volumes de controle, UPWIND e WUDS, e a concentração do número de pontos da malha numérica (soluções independentes da malha). Esta análise numérica tem por objetivo a obtenção dos procedimentos, parâmetros da solução numérica e concentração da malha, que minimize o esforço computacional e garanta soluções numéricas estáveis e realistas o que em última análise contribui para a validação do modelo numérico. Os resultados e conclusões obtidas nessa primeira análise serão repassadas para os demais experimentos deste trabalho.
- Corroboração do modelo matemático por meio da comparação das soluções numéricas a dados experimentais disponibilizados na literatura. O modelo anisotrópico para as tensões de Reynolds será checado quanto a sua capacidade de representação dos perfis radiais de velocidade tangencial e axial, para um conjunto de quatro diferentes estudos de casos que compreendem uma faixa considerável de condições operacionais e geométricas, das aplicações de ciclones na indústria de processos.

- Aplicação de procedimentos de visualização científica dos resultados, pelo uso de mapas de contorno das propriedades fluidodinâmicas do modelo EMB e gráfico de vetores, como recurso para a identificação das características fenomenológicas do escoamento giratório, ou vorticial, em ciclones. Fenômenos como reversão do escoamento, preservação de vorticidade, zonas de recirculação de fluido, “downflow”, anisotropia dos tensores de Reynolds e efeitos do escoamento no interior do sistema coletor de sólidos, são possivelmente identificados e algumas hipóteses sobre a origem e suas causas, são questionadas a luz das “radiografias” bidimensionais do escoamento.
- Comparação entre o modelo anisotrópico proposto neste trabalho e o isotrópico composto pelo modelo k- ϵ padrão. Objetiva-se apresentar os efeitos da sobre-predição da viscosidade turbulenta pelo modelo k- ϵ , que provoca efeitos de mistura superiores aqueles que realmente acontecem. Esses efeitos de mistura distorcem a solução aproximada e minimizam os fenômeno de preservação de vorticidade provocando, em última análise, uma reversão prematura do escoamento em direção ao tubo de saída do gás. Analisa-se também a formação de zonas de recirculação de fluido na entrada do “hopper”, o que acredita-se ser uma das principais causas da elevação do tempo de residência das partículas no interior dos ciclones, e ao fenômeno de erosão estrutural devido ao aumento da frequência dos choques partícula-parede. Esses dois fenômenos são observados na prática.
- Os efeitos da presença da caixa coletora de sólidos (“hopper”) sobre o campo de escoamento do gás, é analisado sob a ótica de uma comparação dos resultados obtidos com uma malha com “hopper” e outra sem a sua presença.
- E, finalmente, variantes do modelo EMB são testadas e analisadas. Esses variantes surgem da suposição de condições de contorno para a velocidade tangencial na parede do ciclone, desde o puro não deslizamento, passando por funções de parede até a condição de vórtice livre.

Finaliza-se o capítulo com um conjunto de conclusões que orientam investigações futuras e os próximos estudos com os modelos EEBC e EELB.

6.1- Casos de Teste

Para a realização dos experimentos numéricos com o modelo EMB, quatro estudos de caso foram escolhidos na literatura. Estes estudos restringem nossa análise para ciclones com entrada tangencial, velocidades de entrada na faixa de 5,38 a 18,00 m/s, diâmetro da parte cilíndrica de 0,102 a 0,315 m, comprimento total de 0,406 a 1,376 m e número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico da entrada na faixa de 30.338 a 81.483, em três configurações geométricas diferentes: ciclone Bernauer, ciclone Lapple e ciclone Stairmand. E, segundo a definição do número de giro como sendo a relação entre a área do espaço anular e a área do bocal de entrada ($N_s = \pi (D_c^2 - D_s^2) / 4 A_{en}$), que segundo os experimentalistas possui uma relação com a intensidade do escoamento vorticial, a faixa compreendida pelos casos de estudo é de 4 a 8.

A Tabela 6.1 apresenta as características gerais dos estudos de caso.

Esses casos foram escolhidos devido ao fato de abrangerem uma considerável faixa de aplicações de ciclones. E, além disso, os trabalhos publicados apresentam informações experimentais sobre os perfis radiais de velocidade tangencial e axial (Casos 1 e 2) e perfil radial de velocidade tangencial (Casos 3 e 4), necessárias para a corroboração do modelo proposto neste trabalho.

Os ciclones empregados nos 4 (quatro) casos (3 ciclones diferentes) apresentam semelhanças geométricas entre si que permitem sua classificação em basicamente três classes comuns de ciclones: ciclone Bernauer (Caso 1), ciclone Lapple (Casos 2) e ciclone Stairmand (Casos 3 e 4).

Os aparatos experimentais são exaustivamente descritos pelos autores citados e todos eles utilizaram sondas do tipo Pitot para obter as medidas de velocidade. Cremasco (1994), descreve em detalhes as características da sonda e o equacionamento necessário para a conversão de medidas de pressão, nos componentes tangencial e axial de velocidade.

Tabela 6.1- Estudos de caso e suas características.

Propriedades		Caso 1	Caso2	Caso 3	Caso4
		CreMASCO (1994)	Patterson e Munz (1996)	Yuu et al. (1978)	Yuu et al. (1978)
Condições Operacionais	Velocidade na entrada, v_{en} (m/s)	5,380	15,200	9,800	18,000
	Vazão de gás, Q (m ³ /s)	0,07532	0,019613	0,05929	0,10890
	Fluido	Ar Limpo	Ar Limpo	Ar Limpo	Ar Limpo
	Temperatura (K)	309,150	300,000	293,150	293,150
	Número de giro	4,131	4,724	8,306	8,306
	Re_{Dh}	30.388,780	31.776,820	44.363,100	81.483,240
Propriedades Físicas	Massa Específica(kg/m ³)	1,142	1,142	1,142	1,142
	Viscosidade Dinâmica(kg/m.s)	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$	$1,85 \cdot 10^{-5}$
Propriedades Geométricas	L_e (m)	0,2500	0,0508	0,1100	0,1100
	L_s (m)	0,3280	0,1080	0,1600	0,1600
	L_c (m)	0,2880	0,0950	0,0600	0,0600
	L_{co} (m)	0,7600	0,2030	0,4000	0,4000
	L_b (m)	0,3000	0,1520	0,2000	0,2000
	L (m)	1,3760	0,4060	0,6200	0,6200
	D_s (m)	0,1600	0,0508	0,1520	0,1520
	D_c (m)	0,3150	0,1020	0,2960	0,2960
	D_L (m)	0,0950	0,0254	0,0750	0,0750
	D_b (m)	0,3150	0,1020	0,2960	0,2960
	b_{en} (m)	0,0560	0,0254	0,0550	0,0550
	α_c	8,2400	10,6800	15,44	15,44
	A_{en}	0.0140	0.0013	0.0061	0.0061
Tipo do Ciclone		Bernauer	Lapple	Stairmand	Stairmand
Posição Axial das Medidas de Velocidade-z/L		0,3000	0,3202	0,3065	0,3065

6.2-Análise de Convergência das Soluções Numéricas

6.2.1-SIMPLE versus SIMPLEC

Com relação a malha numérica empregada para esse estudo, elegeu-se uma distribuição básica de pontos na malha, sem uma análise prévia de independência da solução com a concentração da malha, uniforme para os quatro estudos de caso. Além disso desprezou-se a presença da caixa coletora de sólidos sobre o campo de velocidade do gás com o objetivo de minimizar o esforço computacional.

A Tabela 6.2 apresenta as características da malha numérica para esse estudo. Denominamos a malha utilizada como Malha Numérica 1 pois está será utilizada também para os estudos de dependência da solução com a concentração da malha.

As características numéricas como parâmetros de relaxação, coeficientes de redução, número máximo de iterações por ciclo, coeficientes de inércia, tolerância para a norma euclideana da fonte de massa, máximos resíduos, esquemas de interpolação e outros, foram as mesmas para todos os estudos de caso e são apresentados através das Figuras 6.1 e 6.2, para o SIMPLE e para o SIMPLEC respectivamente. Estas figuras foram capturadas diretamente das telas do programa CICLO apresentado no Capítulo 5.

Tabela 6.2 - Características da Malha Numérica 1.

Direção	Regiões														
	Entrada/Saída			Anular			Cilíndrica			Cônica 1			Cônica 2		
z	5			4			8			8			3		
r	Rot	Int	VL	Rot	Int	VL	Rot	Int	VL	Rot	Int	VL	Rot	Int	
	6	3	8	6	3	8	6	3	8	6	3	8	6	3	
	Início=17 Fim =17			Início=17 Fim =17			Início=17 Fim =17			Início=17 Fim = 10			Início = 9 Fim = 7		
Rot ⇒Região de Rotação							Número Total de Volumes de Controle = 421								
Int ⇒Região de Interface															
VL ⇒Região de Vórtice Livre															

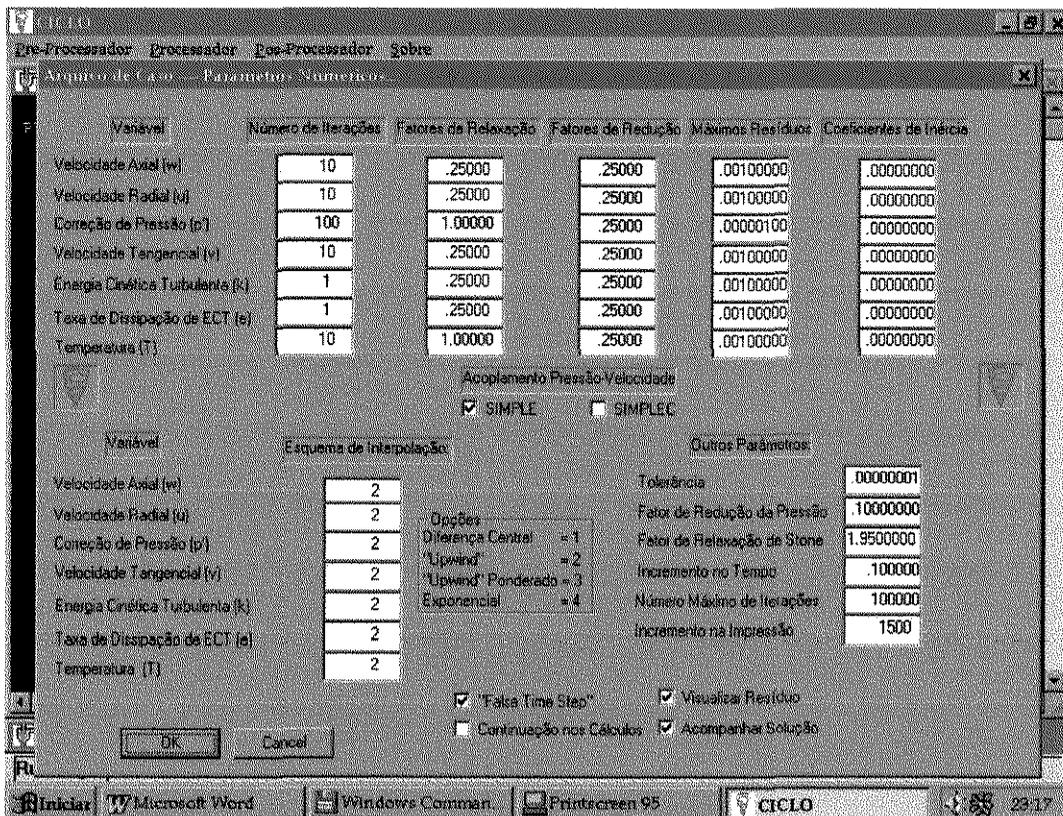


Figura 6.1 - Parâmetros numéricos para os Casos 1 a 4 com acoplamento do tipo SIMPLE.

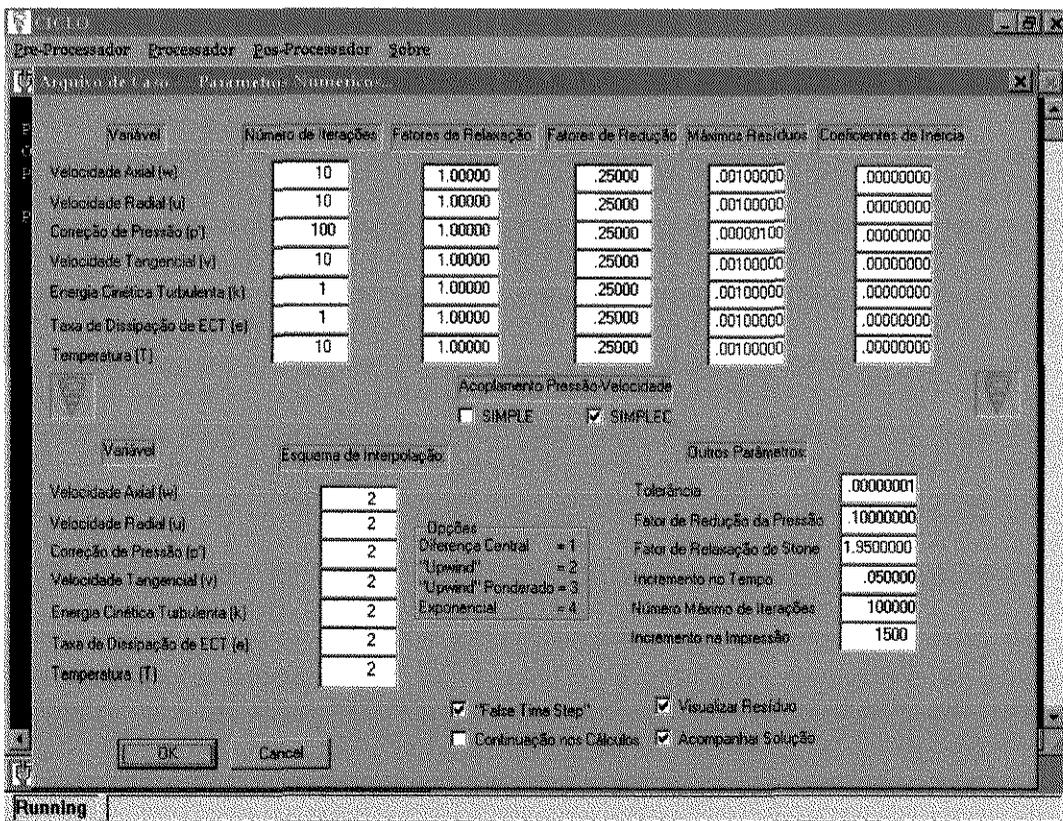


Figura 6.2 - Parâmetros numéricos para os Casos 1 a 4 com acoplamento do tipo SIMPLEC.

Tanto no acoplamento SIMPLE quanto no SIMPLEC, foi utilizada a estratégia de transiente distorcido (“false-time-step”) para se garantir estabilidade e convergência numérica. No entanto, para o caso do SIMPLE, relaxações em todas as variáveis foram necessárias enquanto que, no SIMPLEC, somente relaxação no cálculo da pressão a partir de sua correção. Para o SIMPLE, os valores das relaxações para todos os casos foram iguais a 0,25 para todas as variáveis, com exceção da relaxação no cálculo da pressão, a partir de sua correção, cujo valor escolhido foi de 0,1. O valor de $\Delta\tau$ foi de 0,100 para todos os casos estudados com o método SIMPLE. Para o SIMPLEC a única relaxação foi no cálculo da pressão onde usou-se o mesmo valor usado para o estudo com o SIMPLE (0,1000), e o valores de $\Delta\tau$ foram $\Delta\tau=0,05$ para os Casos 1 e 2, $\Delta\tau=0,03$ para o Caso 3 e $\Delta\tau=0,025$ para o Caso 4.

As Figuras 6.3 e 6.4 apresentam as curvas da norma euclídeana da fonte de massa (resíduo de massa total R) e máximo valor da fonte de massa (R_{\max}), como funções do número de iterações do acoplamento pressão-velocidade (Iterações), para os métodos de acoplamento SIMPLE e SIMPLEC e esquema UPWIND para todas as variáveis em todos os estudos de caso (Casos 1 a 4). Estas soluções foram obtidas com a Malha Numérica 1 e adotou-se, como critério final para a convergência, uma norma euclídeana da fonte de massa inferior a 10^{-8} . Apresenta-se também, para cada caso, o tempo de execução gasto para a realização de cada experimento numérico.

É fácil de se verificar que a taxa de convergência foi bastante superior quando da utilização do SIMPLEC, para todos os casos estudados. O tempo computacional com o SIMPLEC, em todos os experimentos ficou na ordem de aproximadamente 50% do tempo correspondente ao SIMPLE. Entretanto são notáveis as oscilações iniciais na fonte de massa para o SIMPLEC, o que indica uma alta dependência da solução numérica com o valor do intervalo de tempo na estratégia de “false-time-step”.

Portanto, é de se esperar que soluções com o SIMPLEC ofereçam menor esforço computacional do que as mesmas obtidas pelo SIMPLE. Isso orientará as próximas análises.

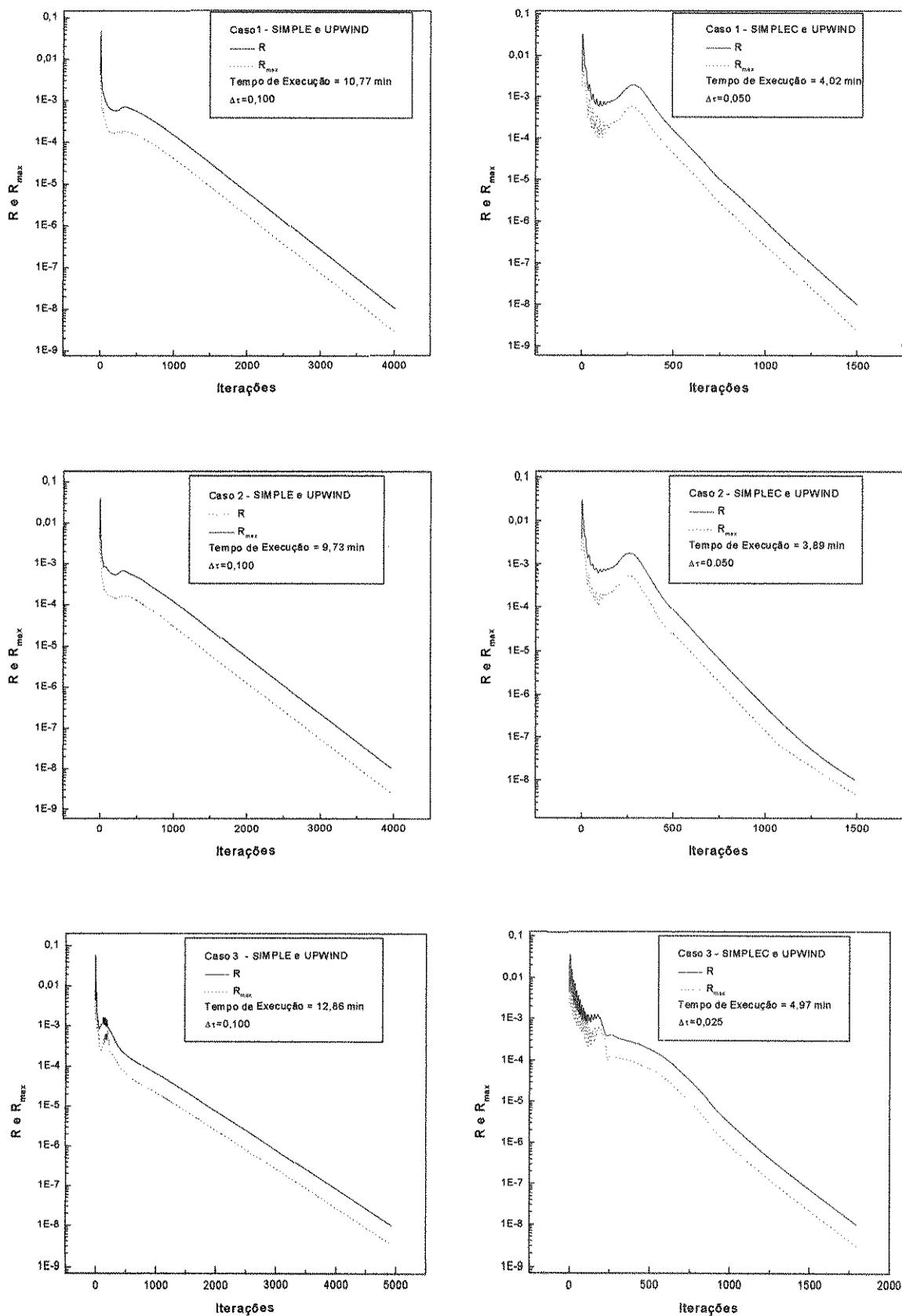


Figura 6.3 - Norma euclidiana e máximo resíduo para os estudos de caso 1 a 3, com SIMPLE ou SIMPLEC e UPWIND para ambos.

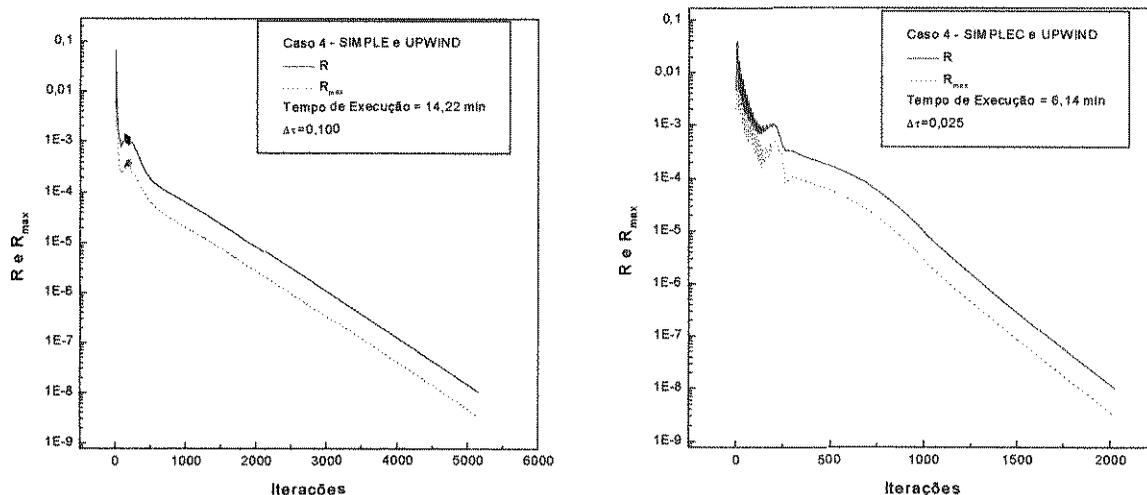


Figura 6.4 - Norma euclidiana e máximo resíduo para o estudo de caso 4, com SIMPLE ou SIMPLEX e UPWIND para ambos.

6.2.2-UPWIND versus WUDS

Para a realização dos experimentos numéricos com a variação dos esquemas de interpolação UPWIND e WUDS, fez-se uso das conclusões do item anterior. Ou seja, fixou-se a malha numérica (Malha 1, Tabela 6.2) e o SIMPLEX como método de acoplamento pressão-velocidade.

A Figura 6.5 apresenta as curvas de convergência (norma euclidiana da fonte de massa como função do número de iterações), os tempos de execução e os $\Delta\tau$ para os Casos de 1 a 4.

Pode-se claramente verificar que o esquema de interpolação WUDS apresenta uma convergência ligeiramente inferior ao esquema UPWIND, apresentando, além disto, oscilações mais acentuadas no período inicial de convergência.

Maliska (1995) salienta a possibilidade de esquemas do tipo UPWIND apresentarem características dissipativas. Esse fenômeno numérico é resultado da não exatidão entre a função de interpolação exata e a aproximada, e pode provocar a atenuação de gradientes elevados. Essa atenuação é conhecida por difusão numérica. Com o intuito de verificar a possibilidade de existência de difusão numérica nas soluções obtidas com o esquema UPWIND, a Figura 6.6 apresenta para os Casos de 1 a 4, os perfis radiais de velocidade

tangencial numa posição compreendida pela região cilíndrica, onde efetivamente ocorrem os mais altos gradientes de velocidade tangencial. A localização exata é apresentada em cada gráfico.

Verifica-se em todos os casos da Figura 6.6, que o esquema UPWIND apresenta soluções possivelmente atenuadas para a região de altos gradientes de velocidade tangencial. Como o tamanho da malha não necessariamente é suficiente para garantir-se a independência da solução com a concentração de pontos na malha, o fenômeno pode também ser fruto dessa solução não refinada.

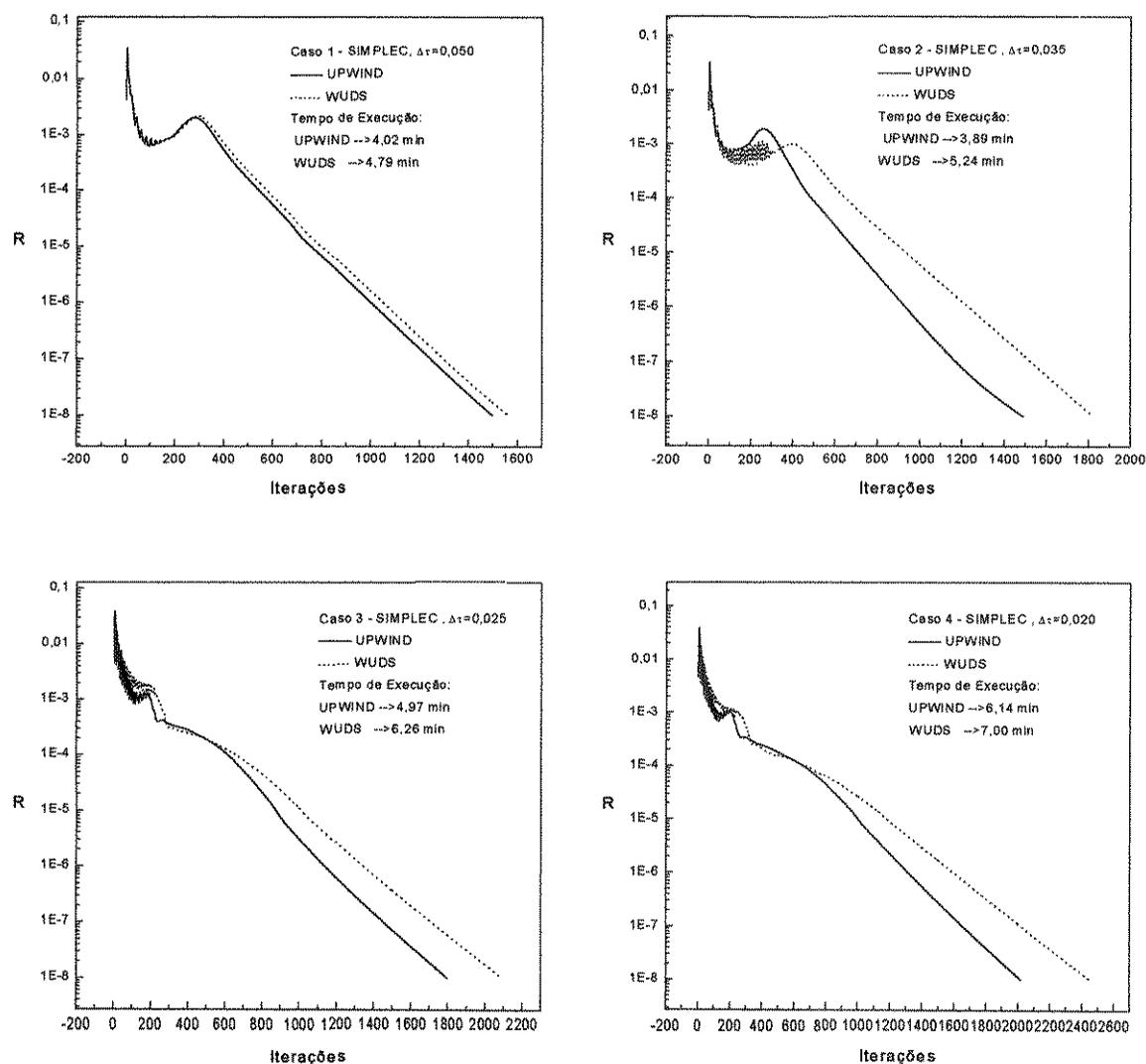


Figura 6.5 - Curvas de convergência em função dos esquemas de interpolação UPWIND e WUDS

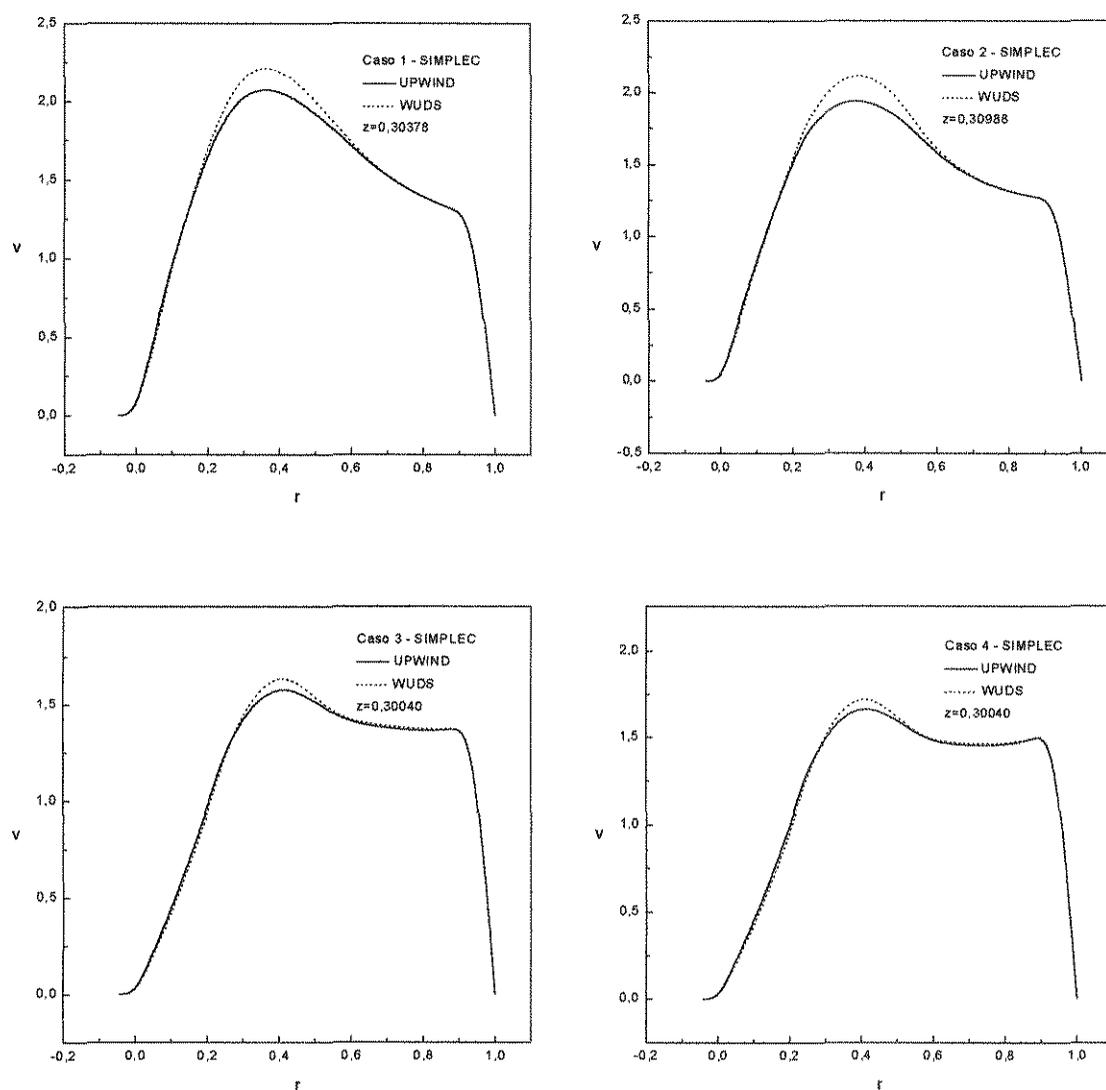


Figura 6.6 - Perfis radiais de velocidade tangencial obtidos com os esquemas UPWIND e WUDS, para os Casos de 1 a 4.

6.2.3-Solução Independente da Concentração da Malha Numérica

Para efetuar-se uma análise de independência da solução numérica com a concentração da malha, escolheu-se múltiplos da Malha 1 caracterizada pela Tabela 6.2. Estes múltiplos consistem em uma progressão linear da Malha 1 até que as mudanças não mais sejam significativas. Assim sendo tem-se a Malha 2 que é uma malha duas vezes maior que a Malha 1, a Malha 3 que é três vezes maior que a Malha 1, e assim sucessivamente.

Escolheu-se a queda total de pressão entre a entrada e a saída do gás, como uma variável a ser investigada e acompanhada durante o processo de progressão da malha. Esta escolha deve-se ao fato de que a queda de pressão é influenciada diretamente pelos perfis de velocidade no interior do ciclone e que, calculada pelo acoplamento pressão-velocidade, carrega consigo globalmente todas as informações fenomenológicas do problema.

A queda de pressão entre a entrada e a saída do gás foi definida da seguinte forma:

$$(\Delta p)_{\text{global}} = \frac{1}{A_{\text{en}}} \int_{A_{\text{in}}} p \, dA_{\text{en}} - \frac{1}{A_{\text{s}}} \int_{A_{\text{s}}} p \, dA_{\text{s}} \quad (6.1)$$

e pode ser calculada a partir dos valores discretos de pressão e das áreas das faces dos volumes de controle adjacentes a entrada e a seção de saída do ciclone.

A Figura 6.7 apresenta a queda de pressão em função do tamanho da malha para os Casos de 1 a 4. A Tabela 6.3 a queda de pressão e o esforço computacional, quantificado pelo tempo de execução, para cada malha e cada caso estudado.

Para todos os casos, exceto para o Caso 2, verifica-se uma solução assintótica para a queda de pressão em função da concentração da malha. O que indica, para a malha 4, uma solução praticamente independente da malha.

No Caso 2, o ciclone com menor diâmetro dentre os analisados, com 10,2 cm de diâmetro, necessita-se uma malha mais refinada para se obter o comportamento assintótico. Acredita-se que isso deva-se a relação não linear dos coeficientes, para o cálculo da correção da pressão, com as áreas dos volumes de controle (vide equações (4.36) no Capítulo 4). Malhas maiores que a Malha 4, não foram possíveis nesse estudo face a limitação de memória do computador utilizado e ao esforço computacional em termos de tempo de computação.

Convém ainda ressaltar que o critério de queda de pressão para avaliar-se a independência com a malha é um critério bastante rigoroso que leva em consideração o cálculo de todas as variáveis dependentes do problema. Isso pode ser visto quando compara-se, por exemplo, os perfis radiais de velocidade tangencial, com a concentração da malha. A Figura 6.8 apresenta estes perfis numa mesma posição axial para as 4 malhas utilizadas no Caso 2, o mais crítico em termos de queda de pressão.

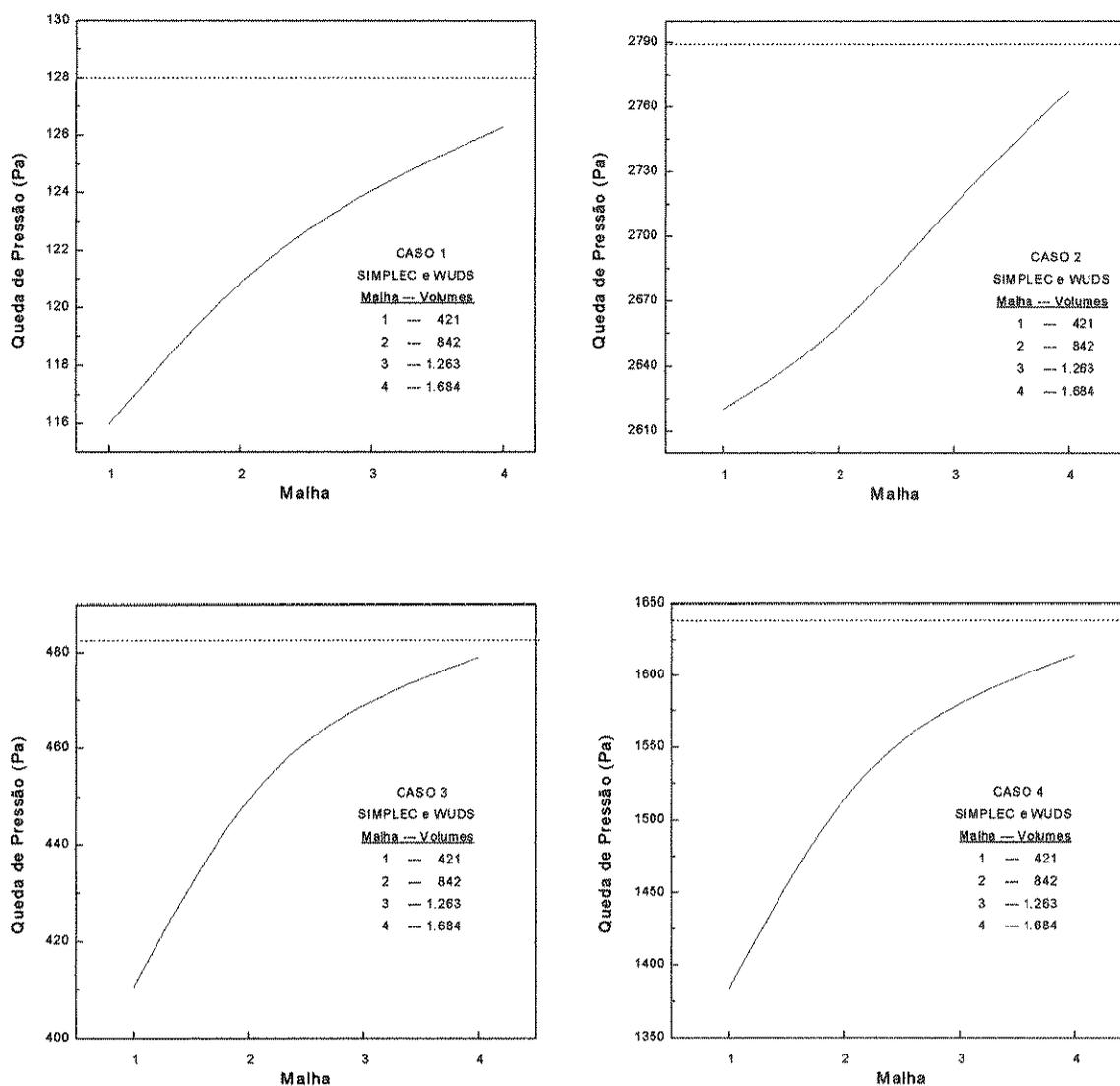


Figura 6.7 - Análise de dependência da solução com a concentração da malha.

Tabela 6.3 - Queda de pressão e tempo computacional em função da concentração da malha.

Caso	Malha 1	Malha 2	Malha 3	Malha 4
	Δp (Pa) / Tempo de Execução (min)			
1	115,97 / 4,79	121,20 / 34,38	124,25 / 89,10	126,27 / 354,30
2	2.620,39 / 5,46	2.653,17 / 36,19	2.716,76 / 104,56	2.767,77 / 243,32
3	410,65 / 7,47	453,81 / 44,16	469,98 / 129,71	479,04 / 324,63
4	1.2384,23 / 7,20	1.529,53 / 47,37	1.583,80 / 130,36	1.614,11 / 345,46

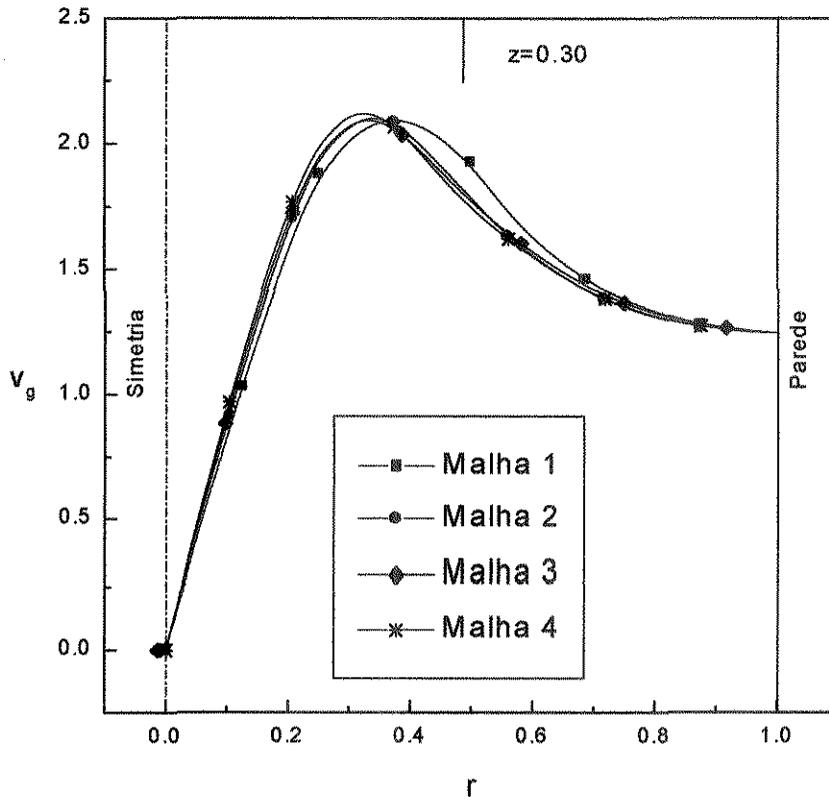


Figura 6.8 - Velocidade tangencial como função da concentração da malha para o Caso 2.

Nota-se na Figura 6.8, que exceto para a Malha 1, a sensibilidade da velocidade tangencial com o incremento da malha, é muito pequena. O mesmo comportamento é observado para os Casos 1, 3 e 4.

Com esse estudo de independência com malha, com a análise da convergência usando os acoplamentos SIMPLE e SIMPLEC e a observação da existência de difusão numérica com o esquema de interpolação UPWIND, conclui-se que para a validação das soluções numéricas utilizando-se dados experimentais da literatura, deve-se fazer uso das soluções obtidas com a Malha 4, método SIMPLEC e esquema WUDS. Este estudo será objeto da próxima seção.

6.3-Validação do Modelo EMB

Para a validação das soluções numéricas obtidas nesse trabalho com o modelo EMB, cuja principal característica é a anisotropia dos tensores de Reynolds, utilizou-se dados experimentais provenientes da literatura. Especificamente os trabalhos de Cremasco (1994) – Caso 1, Patterson e Munz (1996)- Caso 2 e Yuu *et al.* (1978) – Casos 3 e 4. As informações experimentais foram:

- Caso 1 – perfis radiais de velocidade tangencial e axial na posição axial adimensional, $z=0,3000$.
- Caso 2 - perfis radiais de velocidade tangencial e axial na posição axial adimensional, $z=0,3202$.
- Casos 3 e 4 - perfis radiais de velocidade tangencial na posição axial adimensional, $z=0,3065$.

As soluções numéricas foram obtidas com a Malha 4, método SIMPLEC e esquema de interpolação WUDS, conforme conclusões obtidas em seções prévias.

6.3.1-Caso 1

Para este caso, ciclone do tipo Bernauer, utilizou-se a função de parede proposta por Patterson e Munz (1996) e desprezou-se a contribuição de turbulência associada a convecção na corrente de entrada no cálculo da viscosidade turbulenta para os componentes tangenciais do tensor de Reynolds, proposta por Pericleous (1987). Acredita-se que este termo para a viscosidade turbulenta só se faz necessário para ciclones de pequenos diâmetros.

A Figura 6.9 apresenta uma comparação entre o perfil radial de velocidade tangencial experimental por Cremasco (1994) e aquele obtido através do modelo EMB, numa posição axial fixa de $z=0,3000$. Segundo Nebra (1994) o erro experimental associado a medidas de velocidade tangencial através de uma sonda tipo tubo de Pitot, é da ordem de 10 % podendo ser maiores próximo ao eixo de simetria do ciclone. Verifica-se, portanto, uma satisfatória concordância que permite validar o modelo proposto.

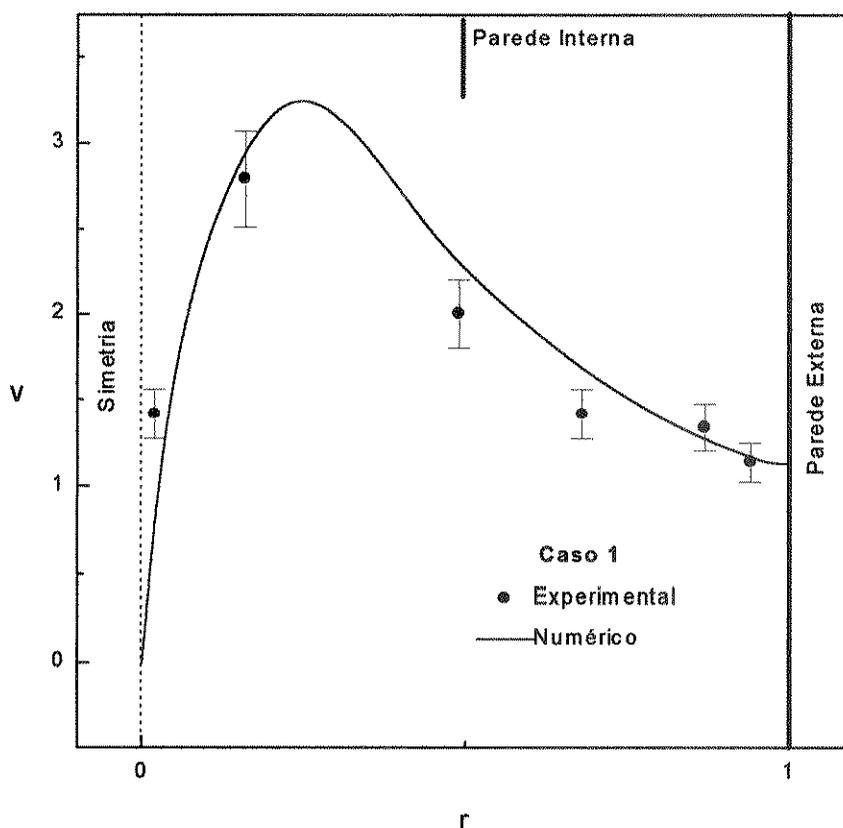


Figura 6.9 - Velocidade tangencial: numérico versus experimental (Caso 1).

A Figura 6.10 apresenta a comparação entre os perfis de velocidade axial. Já para a velocidade axial, os erros experimentais são maiores que os da velocidade tangencial, podendo atingir valores da ordem de 50 % (Nebra (1994)). Nota-se uma subpredição da velocidade axial pelo modelo EMB, típica de uma sobrepredição da viscosidade turbulenta pelo modelo $k-\epsilon$. Essa sobrepredição implica em condições de mistura superiores àquelas que ocorrem na prática e possuem um efeito significativo na reversão do escoamento. Contudo, muito pouco pode-se afirmar quanto aos erros experimentais introduzidos durante as medidas de velocidade axial através de sondas de intrusão do tipo Pitot.

E assim, mesmo com as diferenças significativas entre os perfis numérico e experimental de velocidade axial, mas tendo-se em vista que a velocidade tangencial responde por aproximadamente 80 % do módulo do vetor velocidade no ciclone, pode-se concluir que o modelo EMB representa com sucesso o Caso 1.

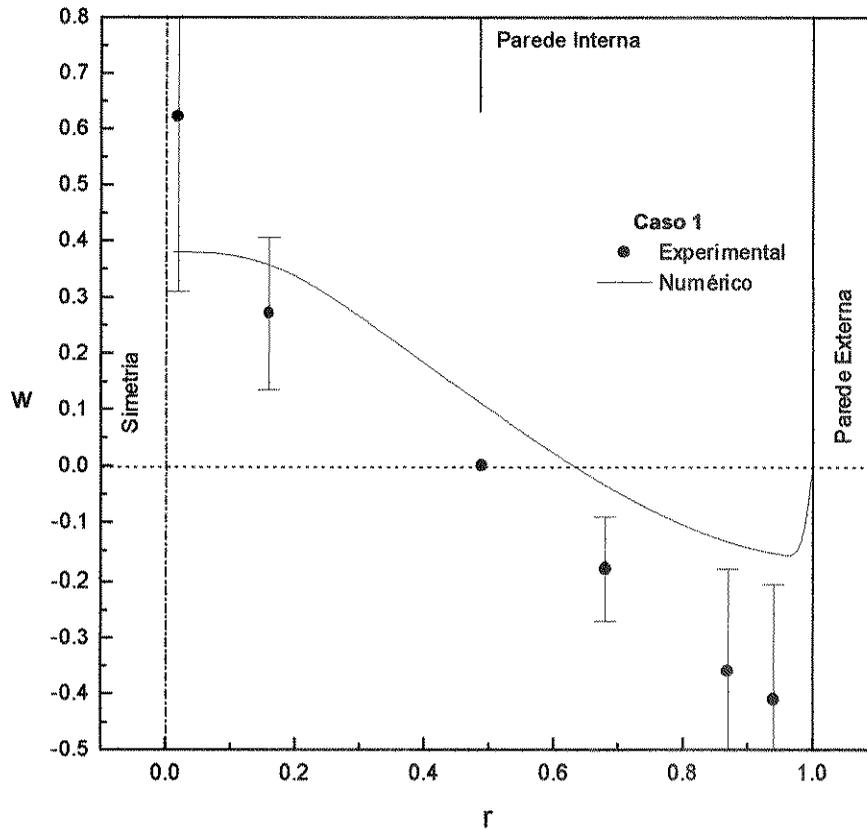


Figura 6.10 - Velocidade axial: numérico versus experimental (Caso 1).

6.3.2- Caso 2

Para o Caso 2, o menor ciclone de todos os casos e do tipo Lapple, utilizou-se a função de parede dos próprios autores dos experimentos, Patterson e Munz (1996), e considerou-se a expressão para a viscosidade turbulenta associada a corrente de alimentação proposta por Pericleous (1987). Provavelmente melhores resultados com a relação de Pericleous foram obtidos devido as dimensões reduzidas do ciclone estudado por Patterson e Munz (1996).

O mesmo comportamento do Caso 1 foi observado para a velocidade tangencial e para a velocidade axial. Ou seja, a velocidade tangencial é bem ajustada com os dados experimentais de Patterson e Munz (1996) (vide Figura 6.11), enquanto que a representação da velocidade axial (Figura 6.12), sofre influência significativa da sobrepredição da

viscosidade turbulenta promovida pelo modelo de turbulência $k-\epsilon$. De qualquer forma acredita-se no sucesso do modelo EMB pelos mesmos motivos do Caso 1.

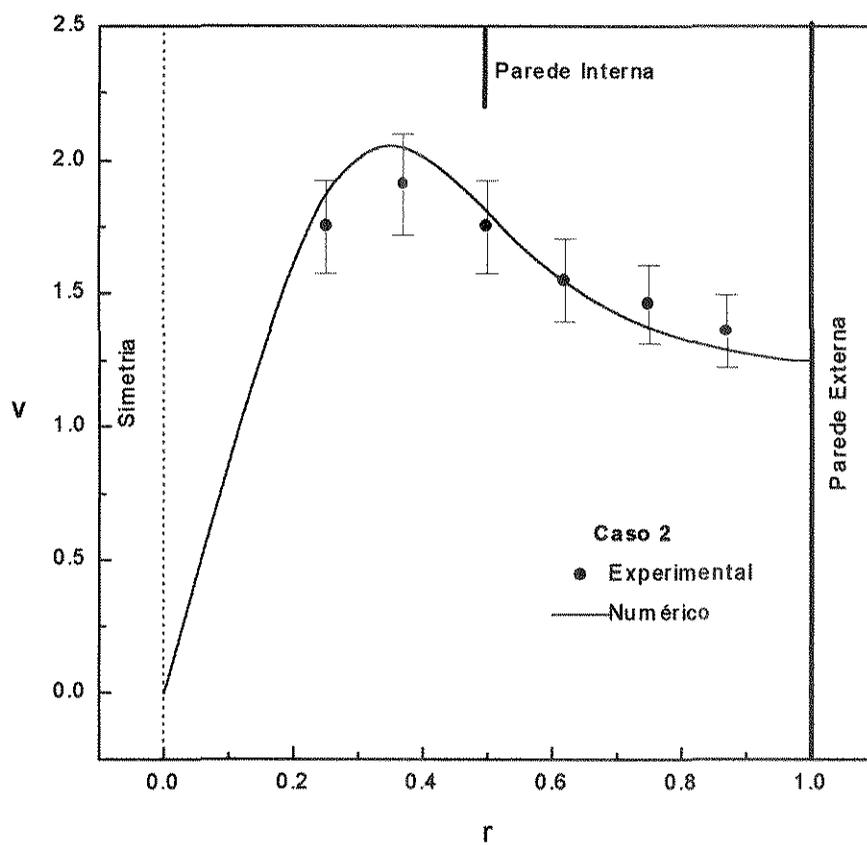


Figura 6.11 - Velocidade tangencial: numérico versus experimental (Caso 2).

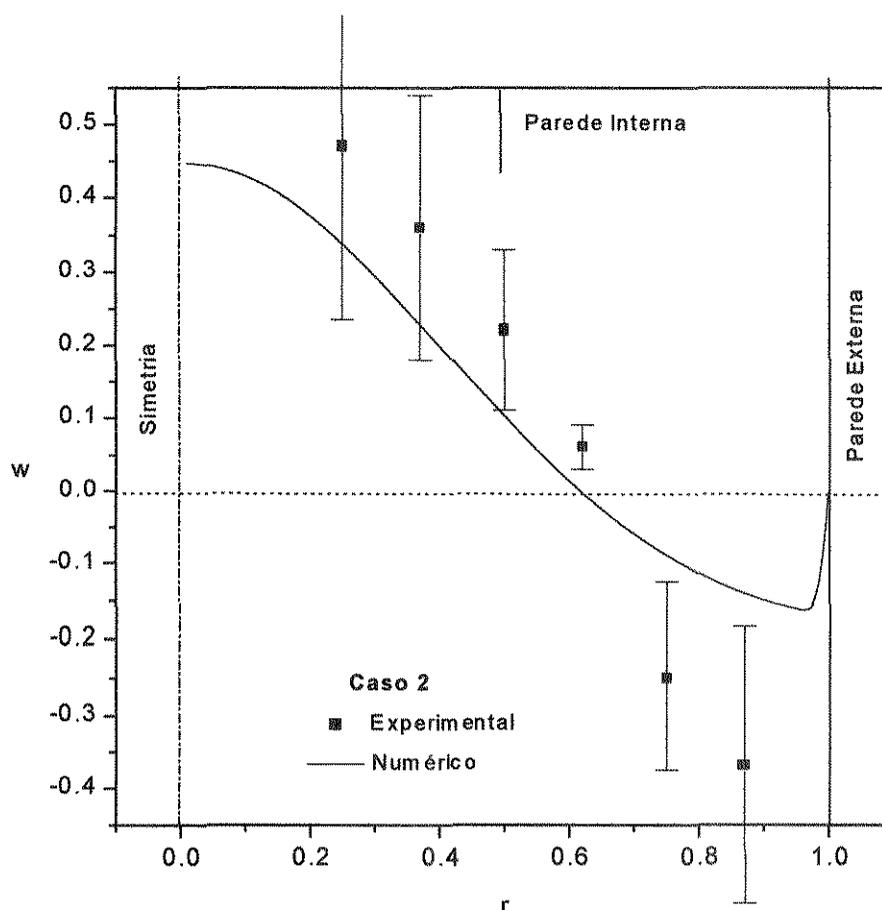


Figura 6.12 - Velocidade axial: numérico versus experimental (Caso 2).

6.3.3-Caso3

Para o Caso 3, negligenciou-se a viscosidade associada a corrente de entrada e empregou-se como função de parede a relação proposta por Alexander (1949). Essa função se enquadra melhor a geometria do ciclone estudado nos Casos 3 e 4 (ciclone do tipo Stairmand).

A Figura 6.13 apresenta a comparação entre os perfis de velocidade tangencial numérico e experimental de Yuu *et al.*(1978), e mostram uma boa concordância que corrobora, por sua vez, na validação do modelo EMB.

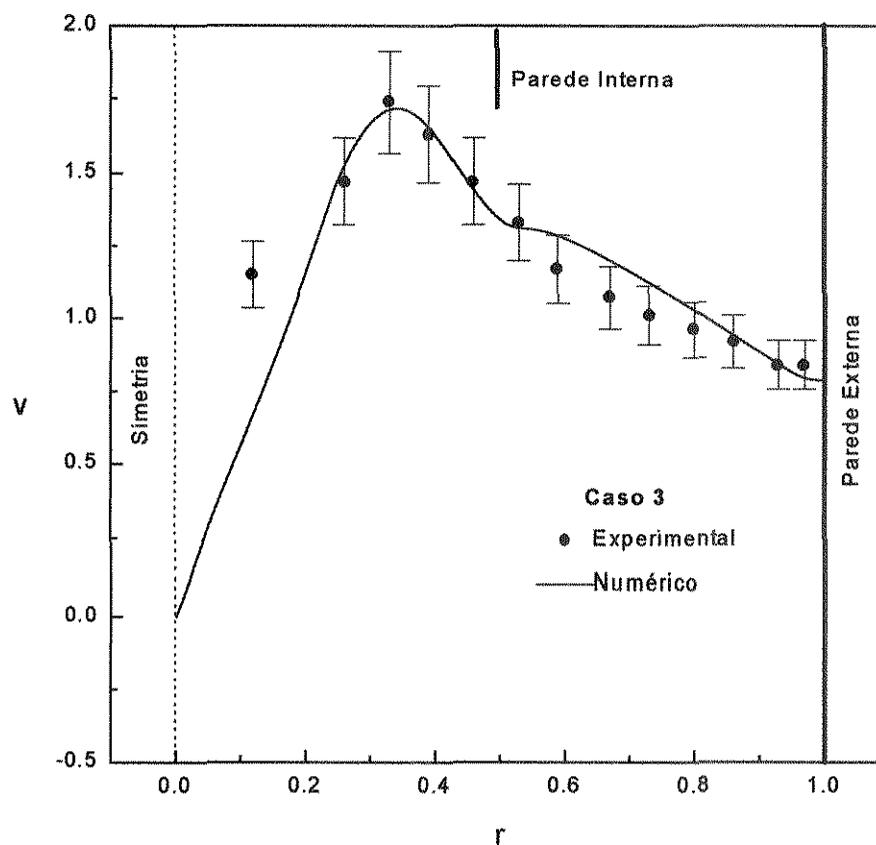


Figura 6.13 - Velocidade tangencial: numérico versus experimental (Caso 3).

6.3.4-Caso 4

A Figura 6.14 mostra uma comparação entre o perfil radial de velocidade tangencial obtido por solução do modelo EMB e o perfil experimental obtido também por Yuu *et al.* (1978). Como nos casos anteriores, uma boa concordância foi encontrada com exceção aqueles pontos próximos ao eixo de simetria do ciclone.

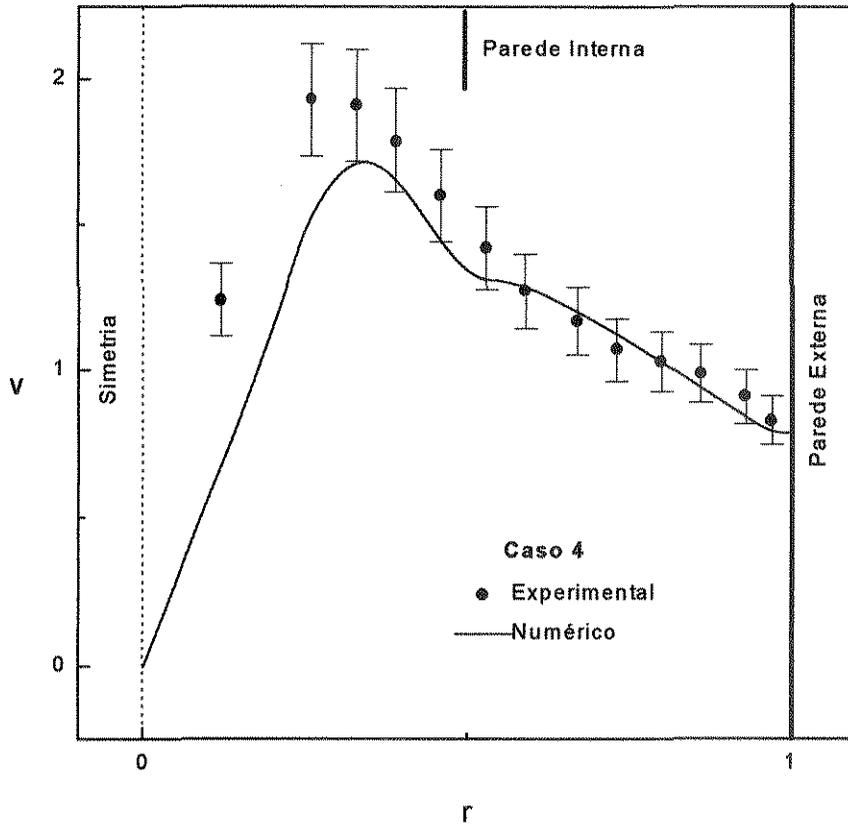


Figura 6.14 - Velocidade tangencial: numérico versus experimental (Caso 4).

6.4-Visualização Científica dos Resultados

Define-se aqui por visualização científica dos resultados, uma tentativa de interpretação dos mapas de contorno, ou isocurvas, para todas as variáveis fluidodinâmicas do modelo EMB, de forma a detectar características fenomenológicas no ciclone, tais como: reversão do escoamento, preservação de vorticidade, regiões de recirculação, “downflow” e etc.

Em todos os mapas as variáveis são adimensionais e adotou-se as seguintes referências:

- $r_{ref} = R = D_c/2 \equiv$ raio da seção cilíndrica do ciclone;
- $z_{ref} = L \equiv$ altura total do ciclone;
- $v_{ref} = v_{en} \equiv$ velocidade tangencial na entrada do ciclone.

As mesmas condições numéricas, operacionais, geométricas e de modelo empregadas para a validação do modelo nos quatro casos, apresentadas no item 6.3- **Validação do Modelo EMB**, foram usadas para a construção dos mapas de contorno a seguir¹⁶.

6.4.1-Caso 1

A Figura 6.15 apresenta o mapa de velocidade tangencial obtido para o Caso 1. Estes resultados numéricos foram obtidos com a malha 4, e o modelo EMB sem a viscosidade inerente a corrente de entrada de Pericleous (1987), e com a função de parede de Patterson e Munz (1996), como condição de contorno na parede do ciclone para a velocidade tangencial.

Percebe-se a existência de uma região de alto giro próxima a entrada do tubo de saída de gás (“vortex-finder”). O “pico” de velocidade tangencial situa-se, aproximadamente, na posição radial média entre o eixo de simetria e a posição correspondente ao da parede interna do tubo de saída de gás. O valor máximo encontrado (cor vermelha), atinge valores de aproximadamente 3,85 vezes ao da velocidade tangencial de entrada (v_{en}), o que indica uma condição de alto giro. O vórtice é gradativamente atenuado em direção a parede externa e ao “underflow”, mostrando uma tendência à preservação do escoamento vorticial.

¹⁶ Todos os mapas de contorno e figuras gráficas desse trabalho foram construídos com o software ORIGIN 4.1.

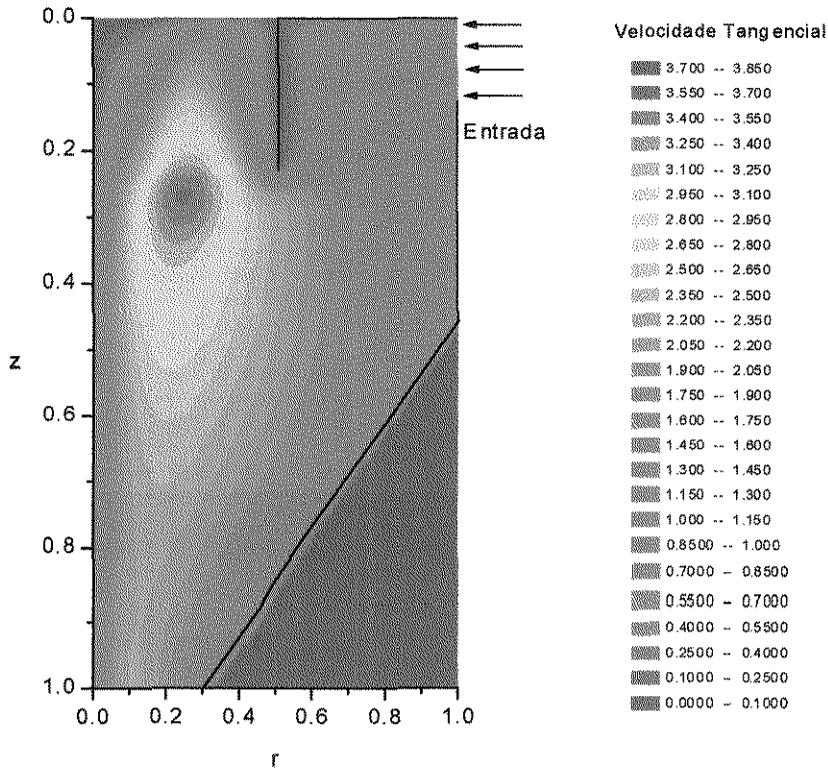


Figura 6.15 - Mapa de velocidade tangencial para o Caso 1.

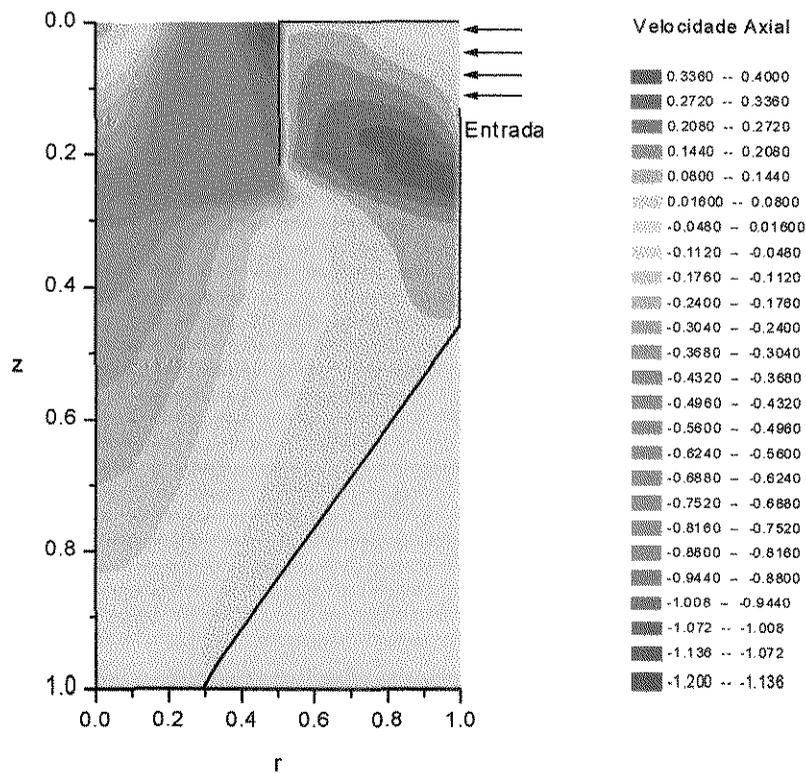


Figura 6.16 - Mapa de velocidade axial para o Caso 1.

O mapa de velocidade axial pode ser visto na figura 6.16. Próximo a entrada, na seção anular, percebe-se um escoamento anular típico com um pico de velocidade axial levemente deslocado em direção a parede (cor vermelha).

Quando da expansão do fluxo na entrada da seção cilíndrica, o gás começa a sofrer reversão de escoamento (cor amarela), que repercute-se em toda a extensão das regiões cilíndrica e cônica e apresenta picos de velocidade ascendente e descendente (cores de tons verde ao laranja, respectivamente).

No tubo de saída de gás, o perfil apresenta um deslocamento da velocidade máxima ascendente em direção a parede do tubo, por ação de uma alta força centrífuga promovida pela condição de alto giro. Ainda, próximo a saída dos gases e ao eixo de simetria, nota-se a existência de um fenômeno de “downflow” (escoamento para baixo), presenciado também por outros pesquisadores (Madsen *et al.* (1994)) e, provavelmente, resultante do deslocamento do pico de velocidade axial em direção a parede do tubo.

A Figura 6.17 ilustra o comportamento da velocidade radial para o Caso 1.

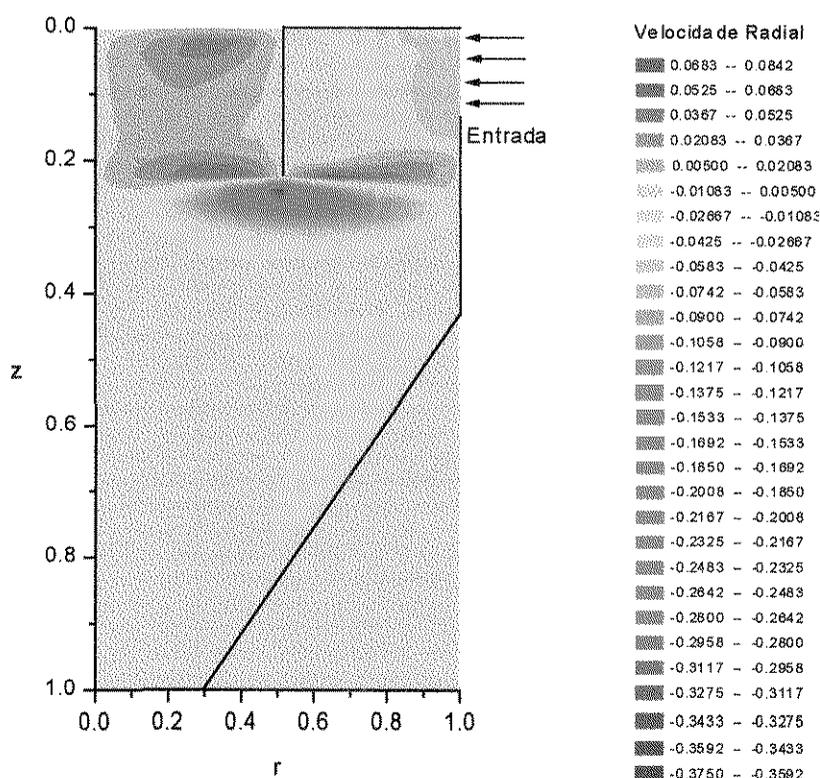


Figura 6.17 - Mapa de velocidade radial para o Caso 1.

Velocidades radiais negativas (do azul para o amarelo na legenda de cores) representam pontos de fluxo em direção ao eixo de simetria, e podem ser encontrados próximos a entrada, devido a entrada radial periférica e, principalmente, adjacente à entrada do tubo de saída do gás, fruto dos efeitos convetivos responsáveis pela reversão do escoamento.

Velocidades radiais positivas (do amarelo ao vermelho), indicam uma preponderância da força centrífuga e podem ser encontradas em praticamente todo o ciclone mas, na seção anular e no interior do tubo de saída do gás, tem-se os valores máximos.

O mapa de pressão pode ser visto na Figura 6.18. Evidencia-se uma pressão alta na entrada (cor vermelha), com uma queda axial predominante em direção a parte cônica até o “underflow” seguindo-se, aproximadamente, as posições radiais correspondentes aquelas da reversão do escoamento apresentada pelo mapa de velocidade axial. Na região compreendida entre a cor amarela da figura até o eixo de simetria, tem-se uma queda predominante em direção radial, até um centro de baixa pressão localizado próximo a entrada do tubo de saída do gás e adjacente ao eixo de simetria.

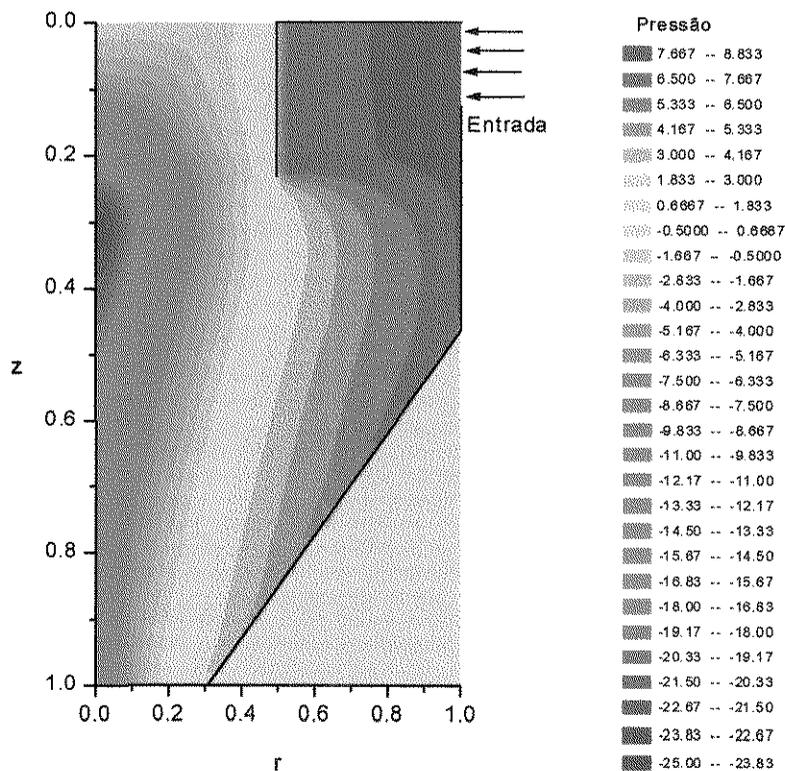


Figura 6.18 - Mapa de pressão para o Caso 1.

Acreditamos que a localização desse centro de baixa pressão assume papel fundamental na fluidodinâmica do ciclone, influenciando diretamente a reversão do escoamento e a preservação do vórtice. Ou seja, quanto menor a região de baixa pressão, menor a região de alta vorticidade e mais rápida a reversão do escoamento.

As Figuras 6.19 e 6.20 apresentam os mapas de contorno para as propriedades turbulentas, energia cinética turbulenta e taxa de dissipação, provenientes do modelo de turbulência $k-\varepsilon$.

Comportamento similar é observado nas duas figuras. Ou seja, a região de alta energia cinética turbulenta é a mesma onde ocorrem as maiores dissipações de turbulência, e ocorre próximo a região de alto giro observada na Figura 6.15 e próximo ao centro de baixa pressão visualizado na Figura 6.18. Isto permite-nos questionar sobre uma possível relação entre a alta vorticidade, a alta turbulência e a região de baixa pressão. Nos próximos casos esse assunto será retomado a fim de se confirmar ou não essa relação.

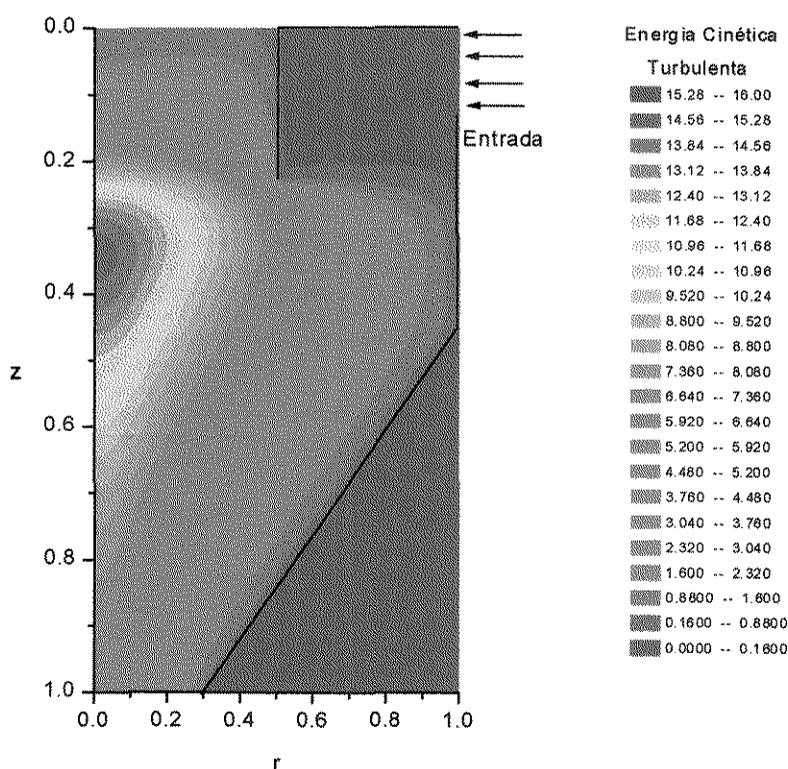


Figura 6.19 - Mapa de energia cinética turbulenta para o Caso 1.

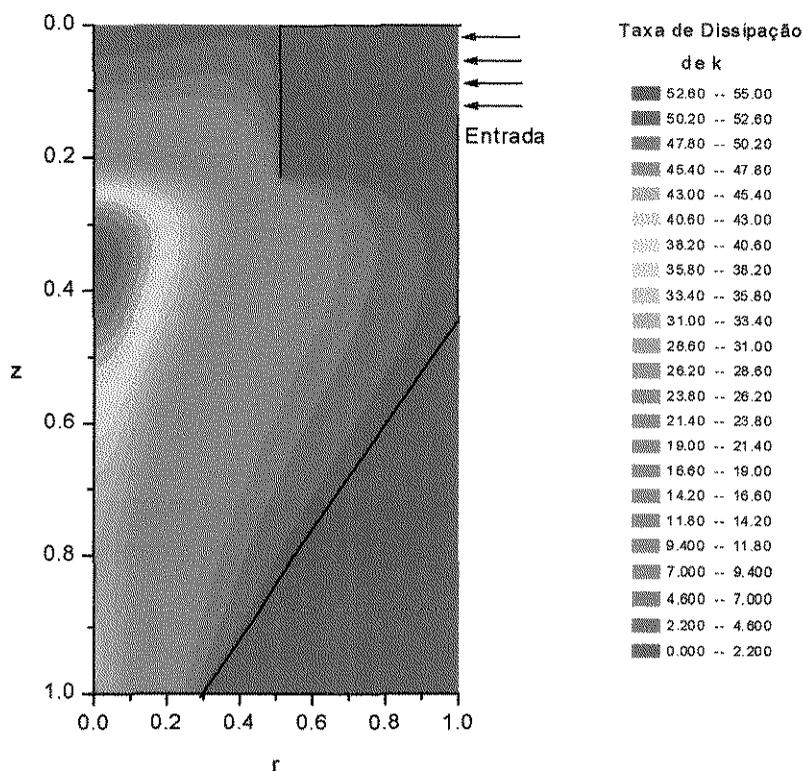


Figura 6.20 - Mapa de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para o Caso 1.

6.4.2-Caso 2

A Figura 6.21 apresenta o mapa de velocidade tangencial para o Caso 2. É possível notar a existência de uma região localizada de alto giro, próxima a entrada do tubo de saída dos gases (“vortex finder”), muito similar aquela apresentada para o Caso 1 (Figura 6.15). As diferenças estão na escala, onde o Caso 2 apresenta um diâmetro de aproximadamente três vezes menor que o Caso 1 e também as diferentes condições de velocidade na entrada. E, devido as pequenas dimensões do ciclone 2, introduziu-se a relação de Pericleous (1987) como forma de contemplar uma parcela de turbulência associada a corrente de alimentação. O efeito dessa turbulência adicional reflete-se no pico de velocidade tangencial, reduzindo-o devido a uma maior dispersão.

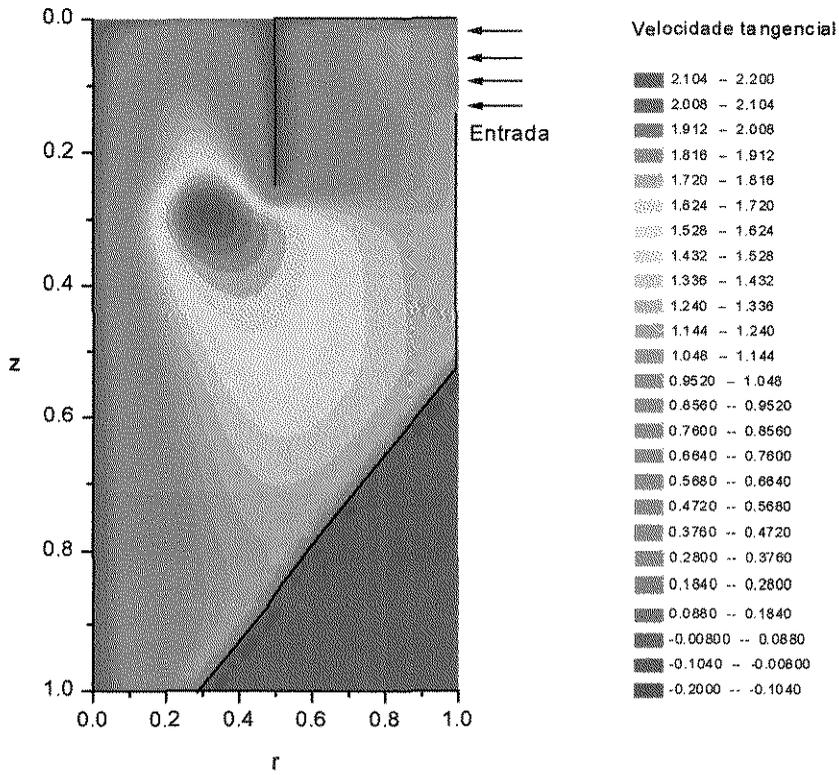


Figura 6.21 - Mapa de velocidade tangencial para o Caso 2.

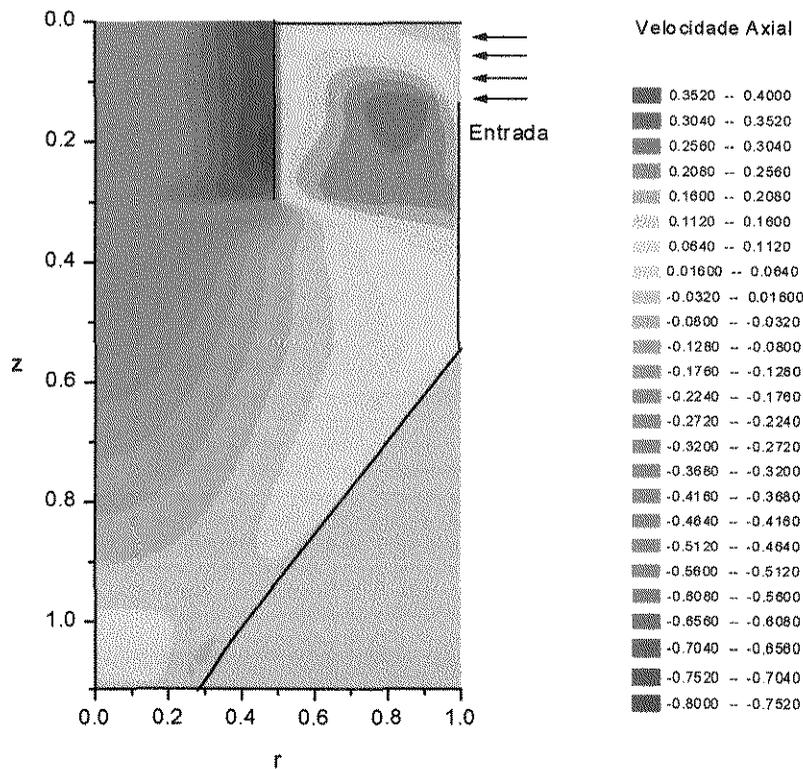


Figura 6.22 - Mapa de velocidade axial para o Caso 2.

A Figura 6.22 mostra também uma certa similaridade ao Caso 1. Tem-se um escoamento típico anular entre a seção de entrada e a anular, com um pico de velocidade axial levemente deslocado em direção a parede externa do ciclone. A reversão do escoamento acontece praticamente nas mesmas posições axiais do Caso 1. Devido a região de alto giro na entrada do “vortex finder”, observa-se, também, nesse caso, um escoamento axial no tubo de saída de gás com velocidade máxima próxima a parede do tubo interno. Próximo ao tubo de saída de sólidos, no final da seção cônica, tem-se uma reversão localizada, típica de regiões de circulação de fluido. Isso será inspecionado em maior profundidade quando apresentarmos os gráficos de vetores para essa situação. Ainda, através da visualização científica produzida pela observação da Fig. 6.22, nota-se a dispersão de quantidade de movimento axial que ocorre no interior do ciclone.

A Figura 6.23 apresenta o mapa de velocidade radial. Observa-se nessa figura a presença de três fenômenos ocorrendo simultaneamente mas em localizações distintas do ciclone. O primeiro deles está relacionado com a convecção preponderante devido ao escoamento parabólico associado à região de entrada. Isto provoca uma tendência à velocidade radial de permanecer negativa, em relação ao eixo de simetria, atingindo seu máximo na entrada do tubo de saída do gás (“vortex-finder”). Isto é, acreditamos, necessária à reversão do escoamento e ocorre devido a basicamente efeitos geométricos.

O segundo fenômeno é provocado por uma aceleração radial resultante da sobreposição da força centrífuga aos efeitos geométricos, e acontece no interior do tubo de saída.

E, finalmente, o terceiro fenômeno é a existência de prováveis zonas de circulação de fluido. Nota-se regiões isoladas de velocidade radial positiva (em direção a parede), onde, provavelmente, há a formação de zonas de circulação. Isto é evidente no final da seção cônica e vai ao encontro do observado com a velocidade axial na Figura 6.22, confirmando, de fato, esse fenômeno.

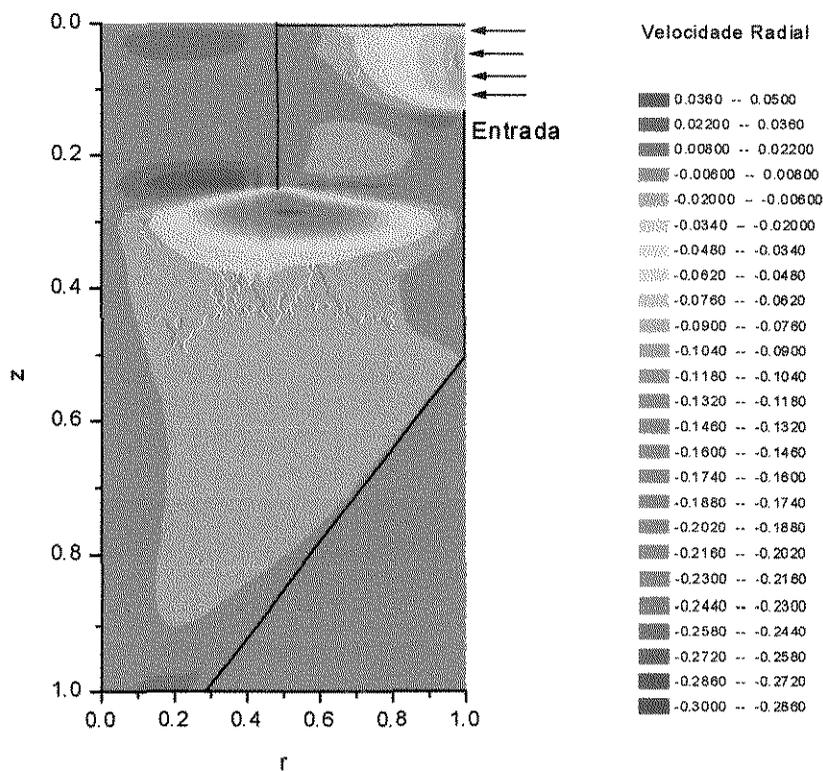


Figura 6.23 - Mapa de velocidade radial para o Caso 2.

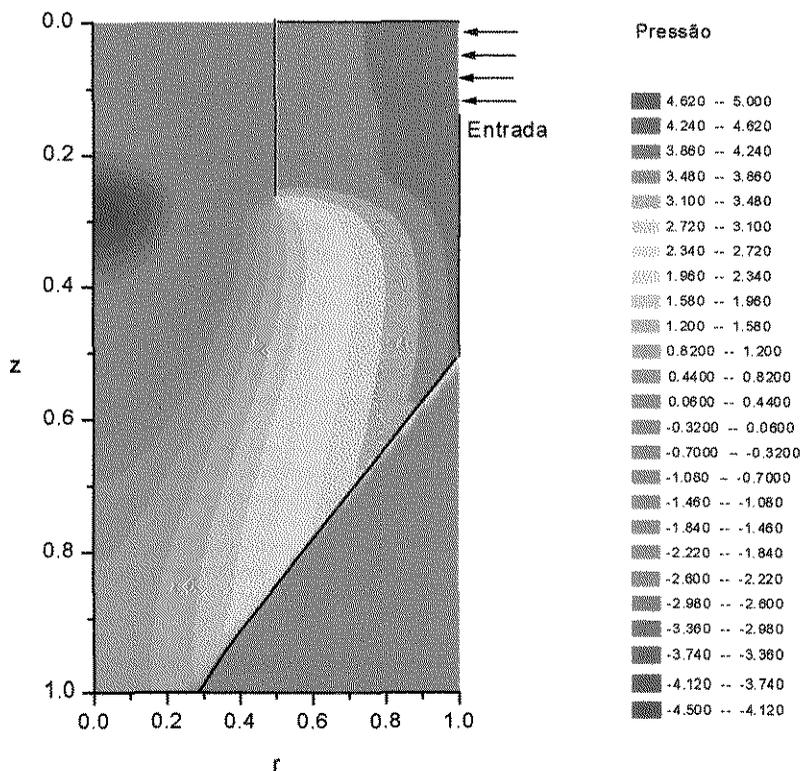


Figura 6.24 - Mapa de pressão para o Caso 2.

A Figura 6.24 mostra o campo de pressão no interior do ciclone. A queda de pressão acontece na direção da entrada para o “underflow”, e também ocorre a formação de um centro de baixa pressão adjacente ao eixo de simetria e na entrada do tubo de saída dos gases. Essa região localizada de baixa pressão é típica de um escoamento com reversão rápida de fluxo e aparece de maneira similar ao Caso 1.

As Figuras 6.25 e 6.26 apresentam os mapas das propriedades turbulentas, energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação, respectivamente. As figuras são bastante similares e indicam que onde a energia cinética é alta, a taxa de dissipação também o é como resultado da geração/dissipação de turbulência que aparece como termos fontes no modelo $k-\epsilon$. Ou seja, nesse locais, há a predominância dos termos fontes em relação aos termos convectivos e difusivos e ocorrem exatamente onde a velocidade tangencial é alta (na entrada do tubo de saída de gás).

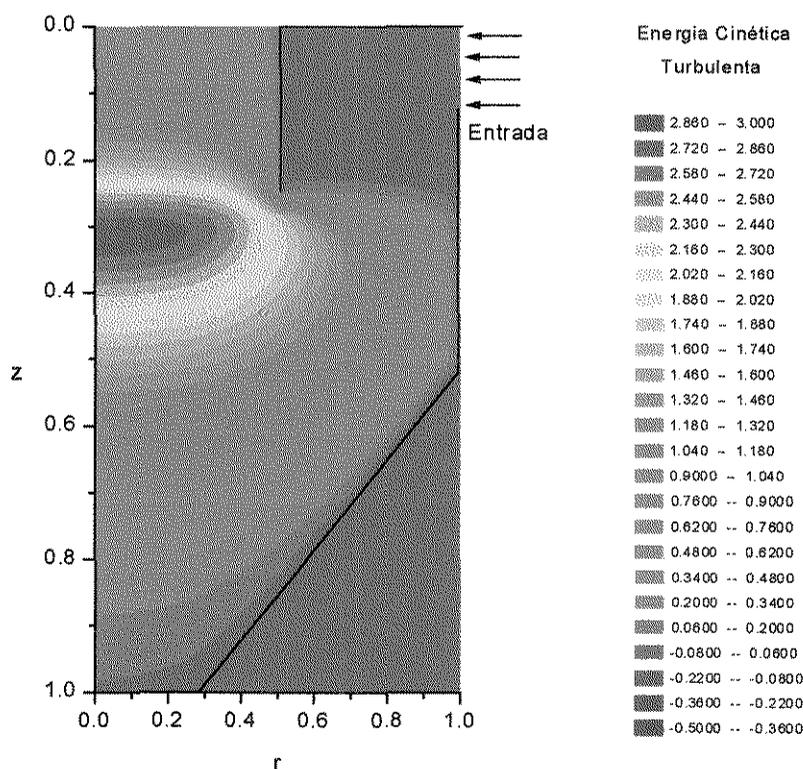


Figura 6.25 - Mapa de energia cinética turbulenta para o Caso 2.

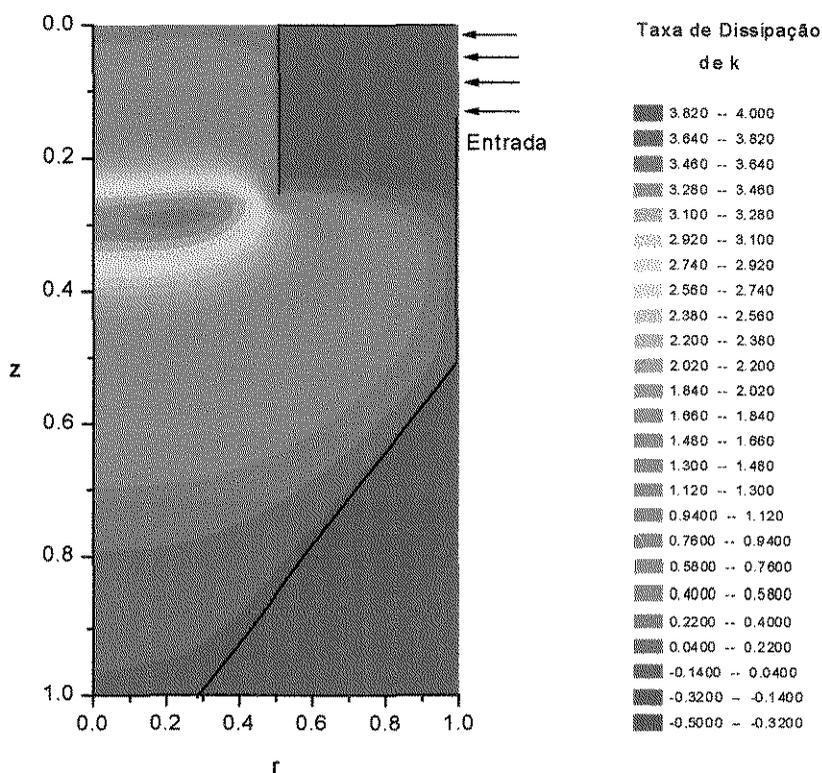


Figura 6.26 - Mapa de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para o Caso 2.

6.4.3-Caso 3

Como nos Casos 1 e 2, o mapa de velocidade tangencial para o Caso 3, Figura 6.27, apresenta uma alta velocidade tangencial na entrada do “vortex finder” entre o eixo de simetria e a parede do tubo interno. A principal diferença é observada quanto a uma possível maior preservação do vórtice em direção a seção cônica do ciclone. Provavelmente isso deve-se a fatores geométricos como a proporção da seção cilíndrica em relação as demais seções, e a inclinação da seção cônica. Estas duas características, ou seja, curta seção cilíndrica e maior inclinação da seção cônica, diferem drasticamente o ciclone usado nos Casos 3 e 4, daqueles usados nos Casos 1 e 2.

Além disso, o número de giro para o Caso 3, conforme definido anteriormente como dependente somente da geometria, apresenta valores de praticamente 100 % maiores que os dos Casos 1 e 2.

Acredita-se que as diferenças operacionais como velocidade tangencial de entrada e número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico da entrada, não exerçam influência significativa no forma qualitativa do mapa de velocidade tangencial.

A Figura 6.28 apresenta o mapa de velocidade axial para o Caso 3. Percebe-se que o escoamento anular próximo a entrada apresenta um deslocamento do pico de velocidade axial para regiões próximas a parede externa do ciclone, como nos casos anteriores.

A reversão do fluxo de gás ocorre em praticamente toda a extensão do ciclone (cor amarela) o que, aliado a uma alta preservação de vorticidade, implica em um ciclone com tamanho insuficiente do ponto de vista de seu comprimento natural¹.

Com a finalidade de se avaliar o comprimento natural e confirmar a suspeita de que do ponto de vista de reversão e atenuação da vorticidade, o ciclone utilizado nos Casos 3 e 4 apresenta um melhor desempenho, utilizou-se a expressão empírica de Alexander (1949):

$$L_n = 2,3D_s \left(\frac{D_c^2}{A_{in}} \right)^{1/3} \quad (6.01)$$

Assim, tem-se os seguintes comprimentos:

- Caso 1 – $L_n = 0,707$ m e $L_c + L_{co} = 1,048$ m .
- Caso 2 – $L_n = 0,234$ m e $L_c + L_{co} = 0,298$ m .
- Caso 3 e 4 – $L_n = 0,852$ m e $L_c + L_{co} = 0,460$ m .

Assim, com base na análise do comprimento natural dos ciclones, pode-se concluir que o ciclone utilizado nos Casos 3 e 4 apresenta um comprimento inferior ao comprimento natural e por isso tem uma maior preservação de vorticidade e uma maior extensão de reversão do escoamento. A influência disso na eficiência de coleta e na queda de pressão ainda não é conhecida e pode ser objeto posterior de estudo da aplicação de técnicas da fluidodinâmica computacional para a simulação e o projeto de ciclones.

¹ O comprimento natural de um ciclone de gás é definido como a altura abaixo da entrada do tubo de saída de gás para que ocorra a reversão e atenuação do escoamento vorticial (Alexander (1949)).

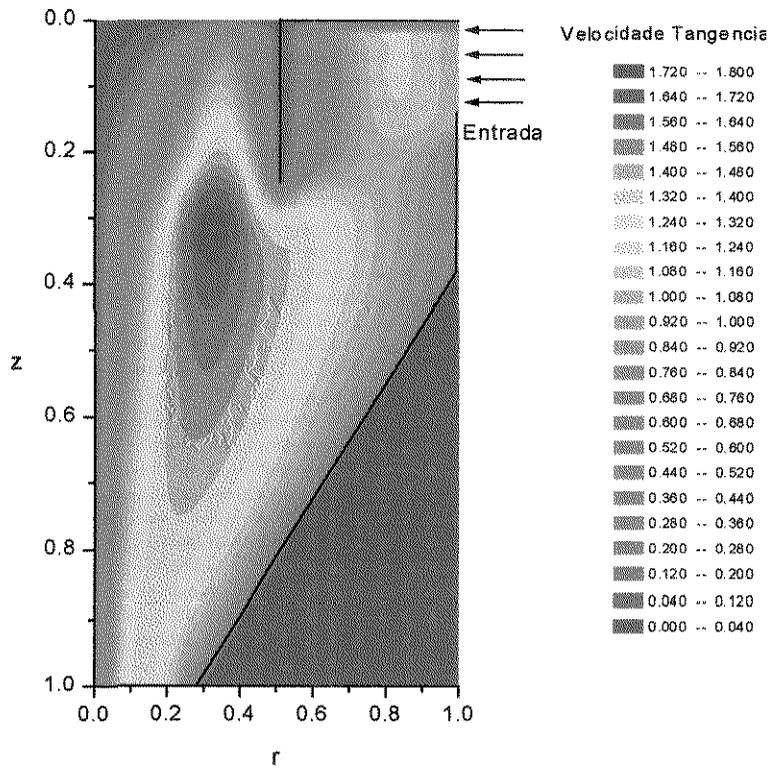


Figura 6.27. Mapa de velocidade tangencial para o Caso 3.

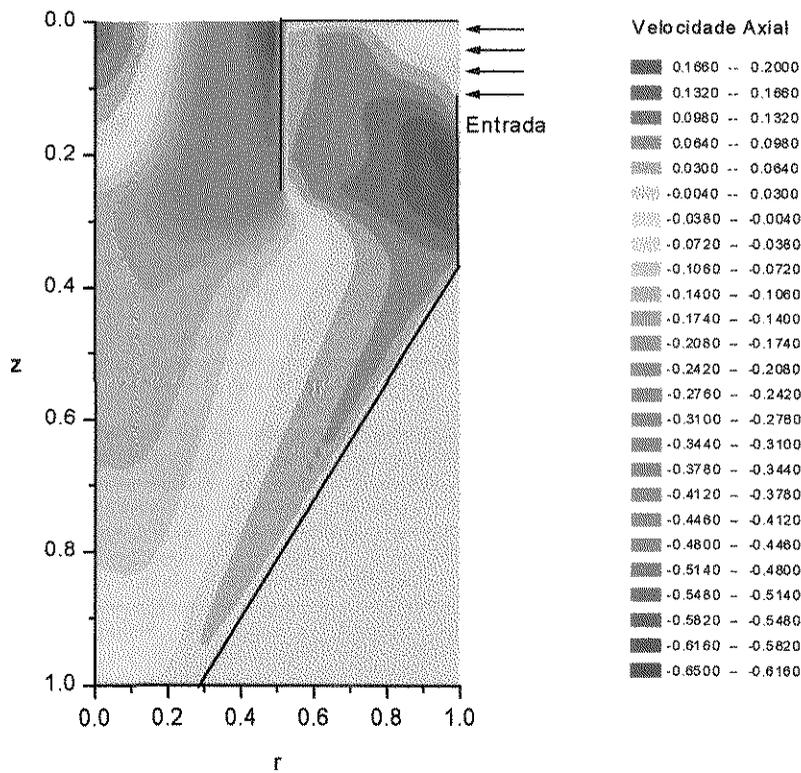


Figura 6.28 - Mapa de velocidade axial para o Caso 3

O mapa de velocidade radial, Figura 6.29, apresenta características semelhantes as dos Casos 1 e 2. Entretanto, velocidades radiais positivas são encontradas no corpo do ciclone (seções cilíndrica e cônica) somente próximo ao eixo de simetria o que vai ao encontro do fenômeno da reversão ocorrendo em praticamente toda a extensão do ciclone.

No interior do tubo de saída de gás tem-se uma região de alta velocidade radial positiva, responsável pelo deslocamento do pico de velocidade axial em direção a parede do tubo. Esta região provavelmente existe face a não preponderância de efeitos geométricos que provocam a reversão e, também, a alta intensidade do escoamento giratório.

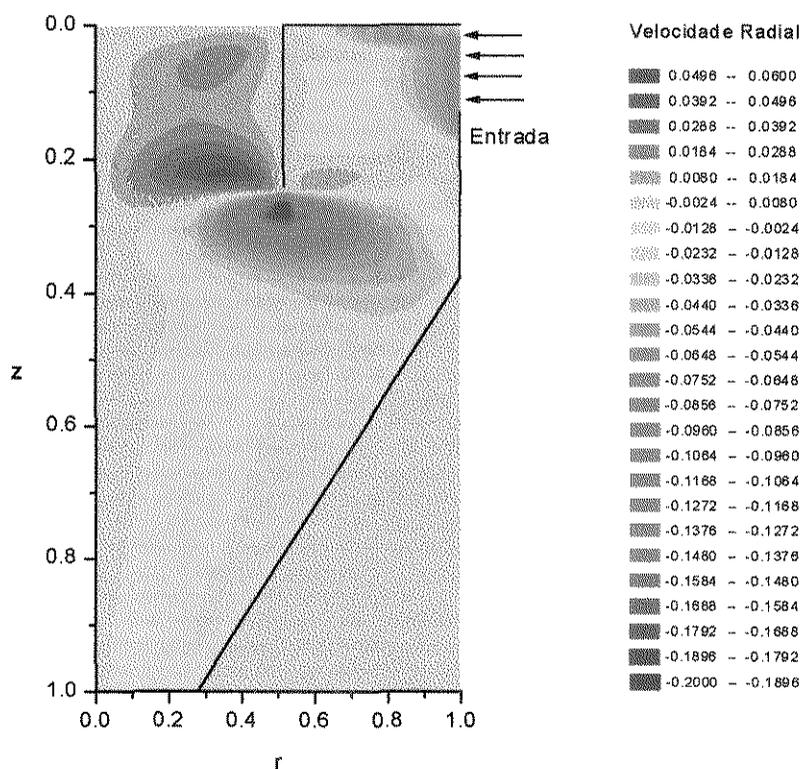


Figura 6.29 - Mapa de velocidade radial para o Caso 3.

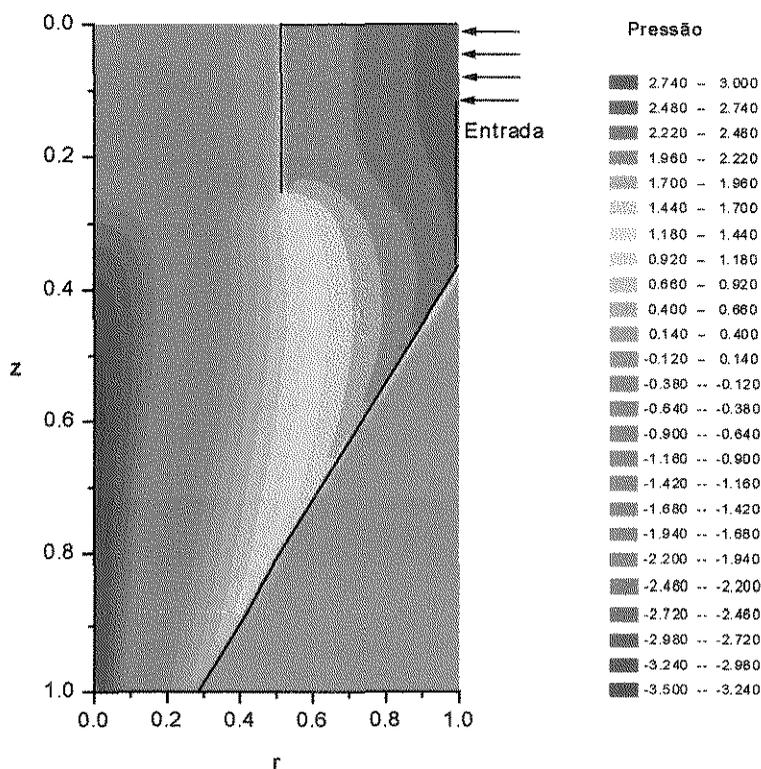


Figura 6.30 - Mapa de pressão para o Caso 3.

A Figura 6.30 apresenta o mapa de pressão para o Caso 3. Nota-se que o centro de baixa pressão observado nos Casos 1 e 2, difunde-se axialmente em direção ao “underflow”, indo ao encontro da hipótese levantada no Caso 1 da possível relação entre esse centro, a reversão do escoamento e a preservação de vorticidade.

As Figuras 6.31 e 6.32 apresentam os mapas de energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação, respectivamente. Por inspeção das figuras nota-se que a região de maior dissipação de energia cinética turbulenta situada adjacente ao eixo de simetria, está deslocada axialmente da região de alta energia cinética turbulenta. Este fato difere o Caso 3 dos Casos 1 e 2 e acredita-se que isto deve-se principalmente as diferenças geométricas entre os ciclones.

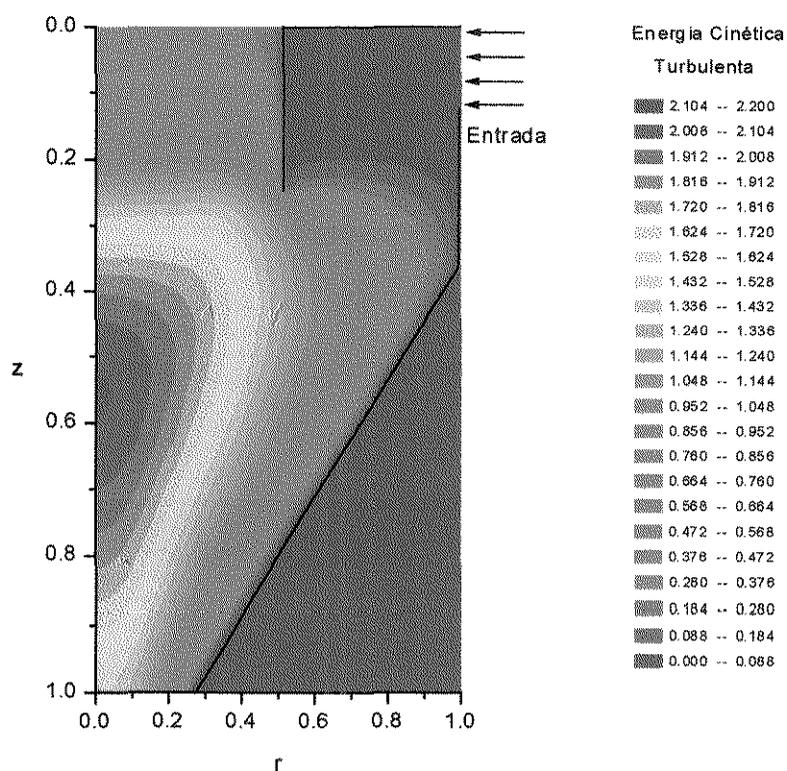


Figura 6.31 - Mapa de energia cinética turbulenta para o Caso 3.

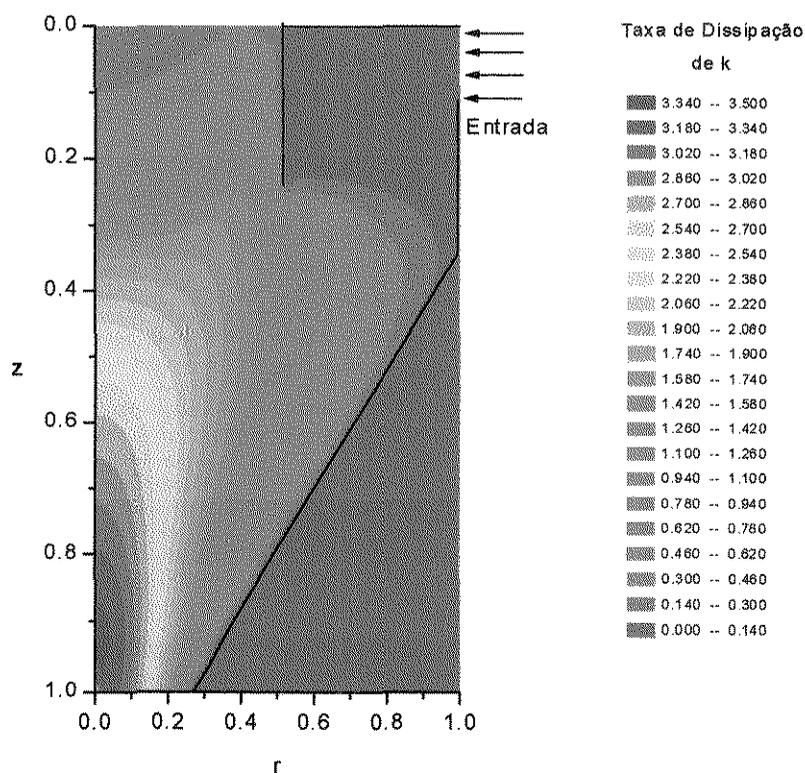


Figura 6.32 - Mapa de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para o Caso 3.

6.4.4-Caso 4

As Figuras a seguir, 6.33 a 6.38, apresentam os mapas de todas as variáveis fluidodinâmicas do Caso 4. A similaridade entre os resultados do Caso 4 e do Caso 3 é muito acentuada, o que permite concluir que as diferenças operacionais entre os casos não exercem influência significativa na fluidodinâmica.

Os mesmos comentários apresentados para cada mapa do Caso 3 podem ser estendidos na íntegra para o Caso 4.

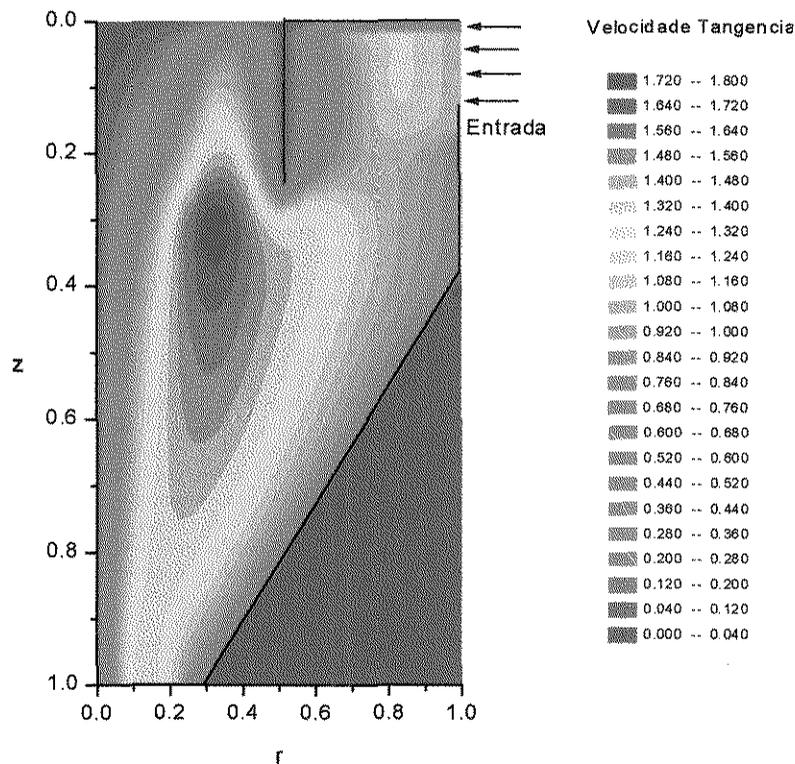


Figura 6.33 - Mapa de velocidade tangencial para o Caso 4.

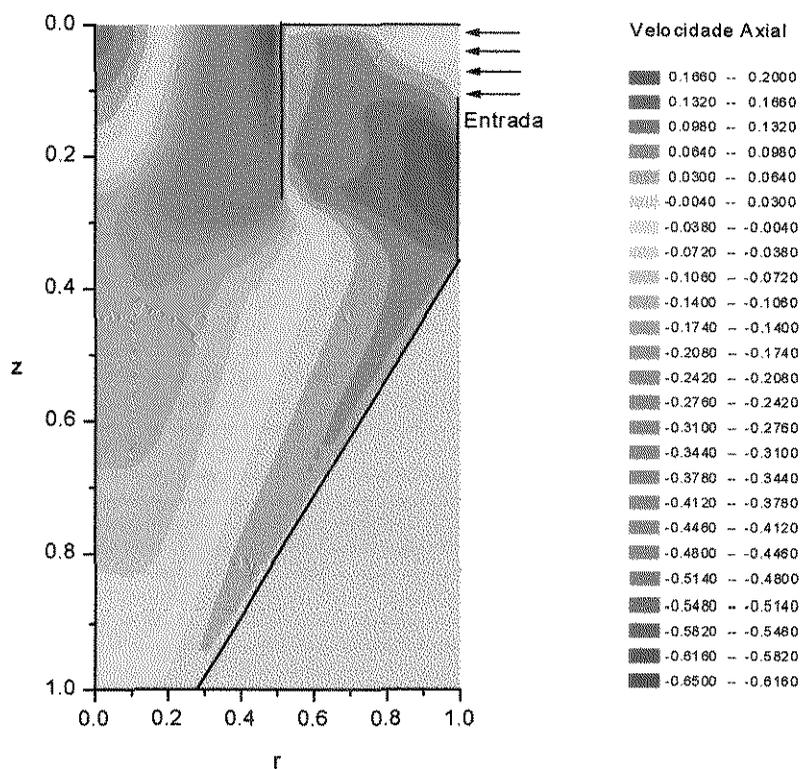


Figura 6.34 - Mapa de velocidade axial para o Caso 4.

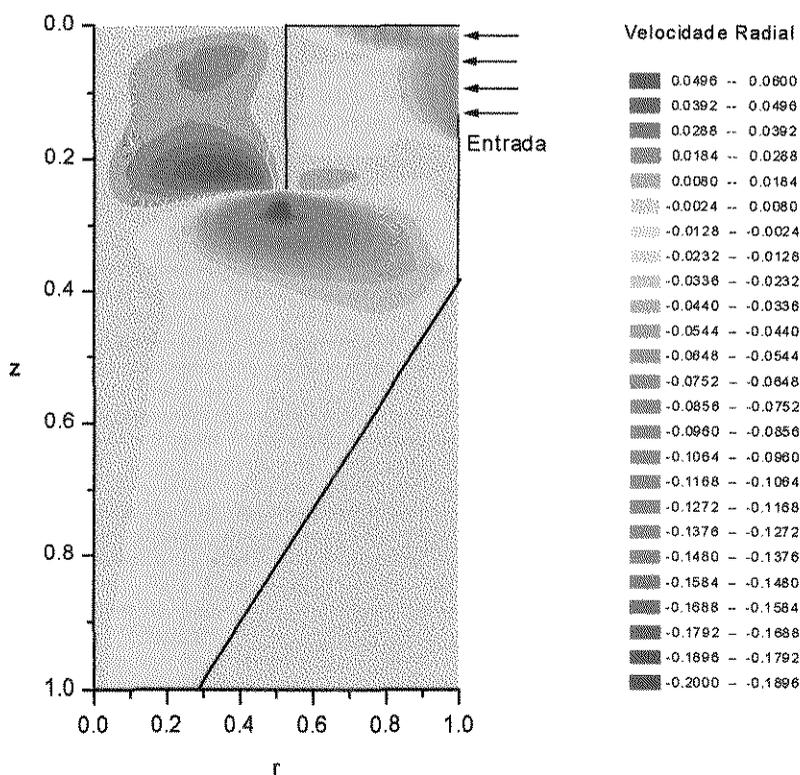


Figura 6.35 - Mapa de velocidade radial para o Caso 4.

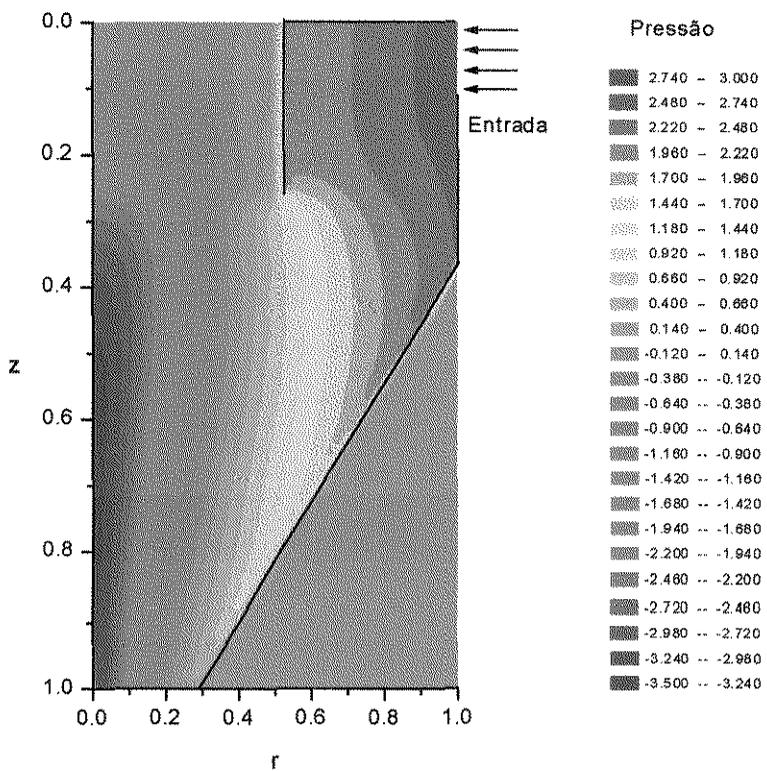


Figura 6.36 - Mapa de pressão para o Caso 4.

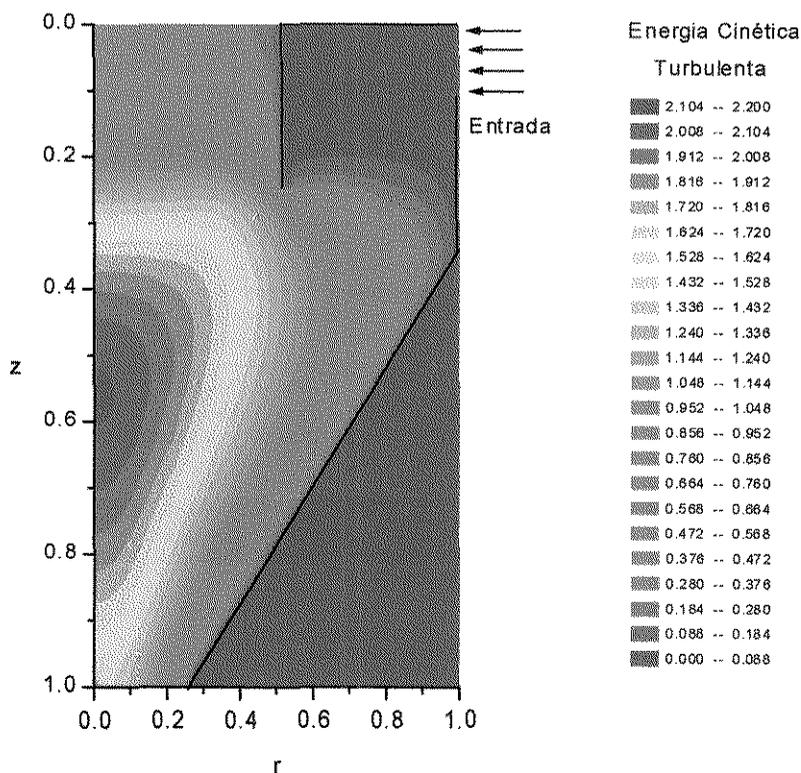


Figura 6.37 - Mapa de energia cinética turbulenta para o Caso 4.

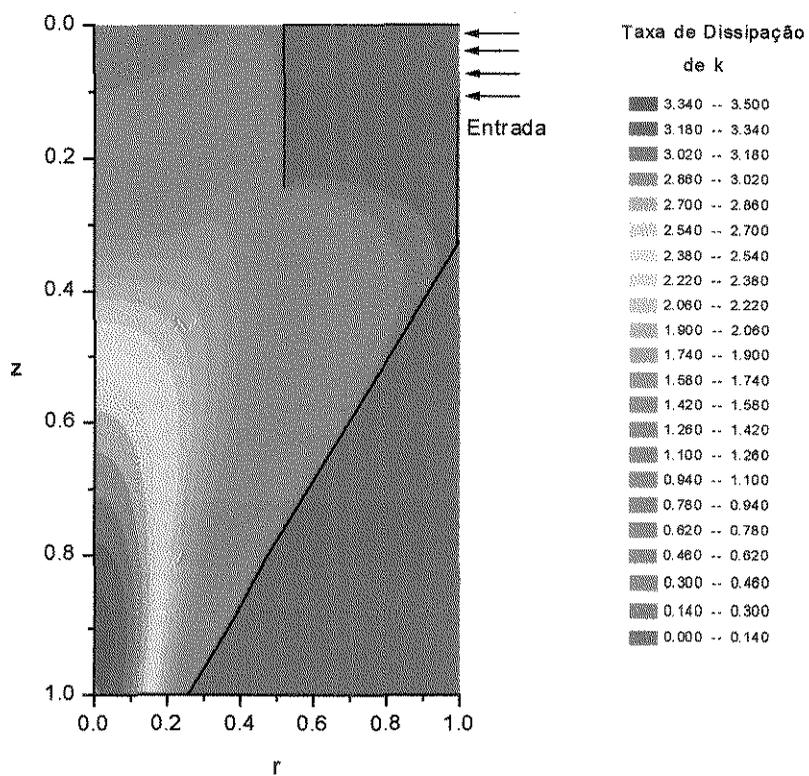


Figura 6.38 - Mapa de taxa de dissipação de energia cinética turbulenta para o Caso 4.

6.5- Comparação entre Modelo Isotrópico e Anisotrópico

Para se desenvolver um estudo comparativo entre os modelos de turbulência para o fechamento do modelo EMB, elegeu-se como estudo de caso os Casos 1 e 4, devido principalmente as diferenças geométricas entre os dois ciclones e a semelhança entre os resultados do Caso 1 com o do Caso 2 e da semelhança estrutural do ciclone nos Casos 3 e 4.

O modelo isotrópico é composto pelo modelo de turbulência $k-\epsilon$ padrão e o anisotrópico por uma combinação entre o modelo $k-\epsilon$ e o modelo de comprimento de Prandtl generalizado, conforme apresentado e discutido no Capítulo 3.

Como primeira análise, as Figuras 6.39 e 6.40, apresentam os gráficos de vetores para os dois modelos de turbulência para os Casos 1 e 4, respectivamente. Os vetores apresentados nas figuras são as resultantes, em direção e sentido, dos componentes radial e axial de velocidade e representam o fluxo líquido no plano simétrico $r-z$. É possível com esse tipo de visualização, analisar a reversão do escoamento e a existência de zonas de recirculação de fluido e do fenômeno de “downflow”.

A Figura 6.39, Caso 1, mostra que para o modelo de turbulência isotrópico, a reversão quase que total do escoamento acontece praticamente no início da seção cônica. O escoamento, no plano $r-z$, a partir daí, resume-se a uma grande região de recirculação com baixa taxa de fluxo e baixas velocidades. Isso ocorre, provavelmente, devido a predição de viscosidade turbulenta a valores acima dos reais, provocando uma condição de mistura mais vigorosa. Na mesma figura, o gráfico de vetores para o modelo anisotrópico apresenta uma reversão não tão rápida quanto a do modelo isotrópico, aproximando-se mais da realidade. Nota-se, também, que o modelo anisotrópico mantém uma zona de recirculação de fluido próxima a entrada do “underflow”. Diferentemente dos mapas de contorno, não se visualiza o fenômeno de “downflow” na saída dos gases.

A Figura 6.40, Caso 4, apresenta o mesmo comportamento de reversão e zona de recirculação quando o modelo isotrópico é usado. No entanto, no caso anisotrópico, não aparece a região de recirculação de fluido nas adjacências do “underflow” e a reversão pode ser visualizada em toda a extensão do ciclone. O fenômeno de “downflow” observado nos mapas de contorno pode ser visualizado próximo ao eixo de simetria, na região de saída dos gases no “vortex-finder”.

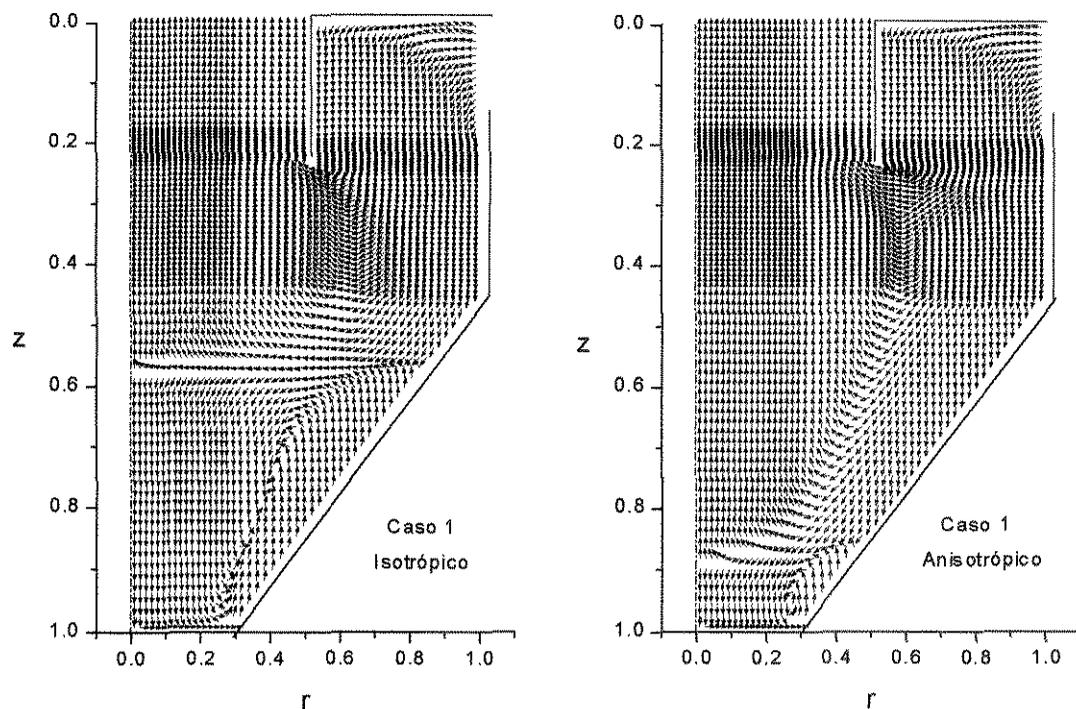


Figura 6.39 - Gráfico de vetores para o modelo EMB isotrópico e anisotrópico, respectivamente (Caso 1)

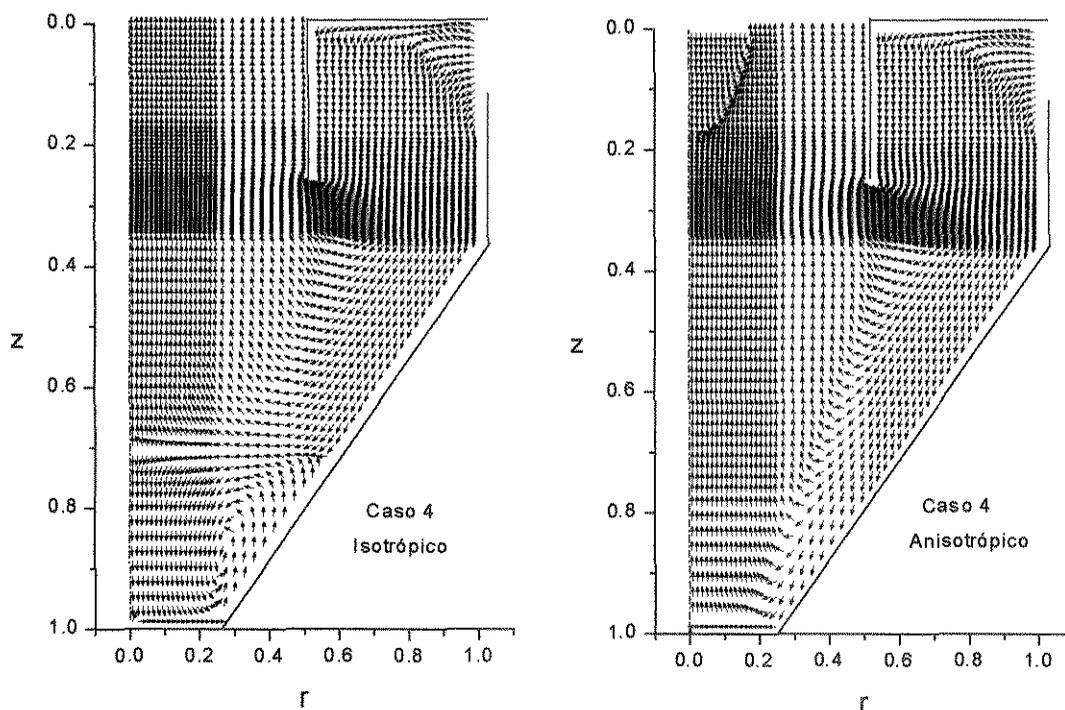


Figura 6.40 - Gráfico de vetores para o modelo EMB isotrópico e anisotrópico, respectivamente (Caso 4).

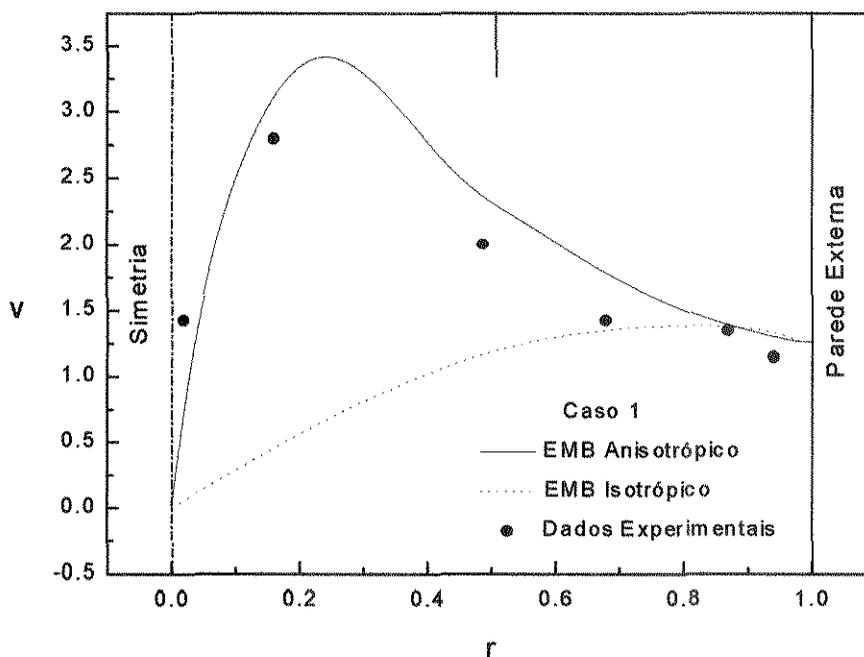


Figura 6.41 - Comparação EMB isotrópico, anisotrópico e dados experimentais (Caso 1).

A Figura 6.41 mostra uma comparação entre os perfis radiais de velocidade tangencial, experimental e calculada pelos dois modelos para o Caso 1. A posição axial é aquela onde foram obtidos os dados experimentais, mostrada na Tabela 6.1 ($z = 0,3000$). Fica evidente a melhor representação dos dados experimentais a partir do modelo anisotrópico. O modelo isotrópico sequer representa o pico de velocidade tangencial, típico de um escoamento vorticial.

O mesmo comportamento da Figura 6.41 (Caso 1) pode ser observado para o Caso 4 (Figura 6.42). Isso mostra que do ponto de vista de validação experimental do modelo, o modelo anisotrópico apresenta concordância aos dados enquanto que o modelo de turbulência isotrópico não representa os dados experimentais.

As Figuras 6.43 a 6.48 apresentam os mapas de contorno para a viscosidade turbulenta calculada pelos dois modelos para os Casos 1 e 4. Percebe-se a concordância entre os mapas de viscosidade turbulenta obtida com o modelo $k-\epsilon$ e os mapas de energia cinética turbulenta e sua taxa de dissipação, apresentados na seção, **6.4- Visualização Científica dos Resultados**, páginas 135-136 e 146.

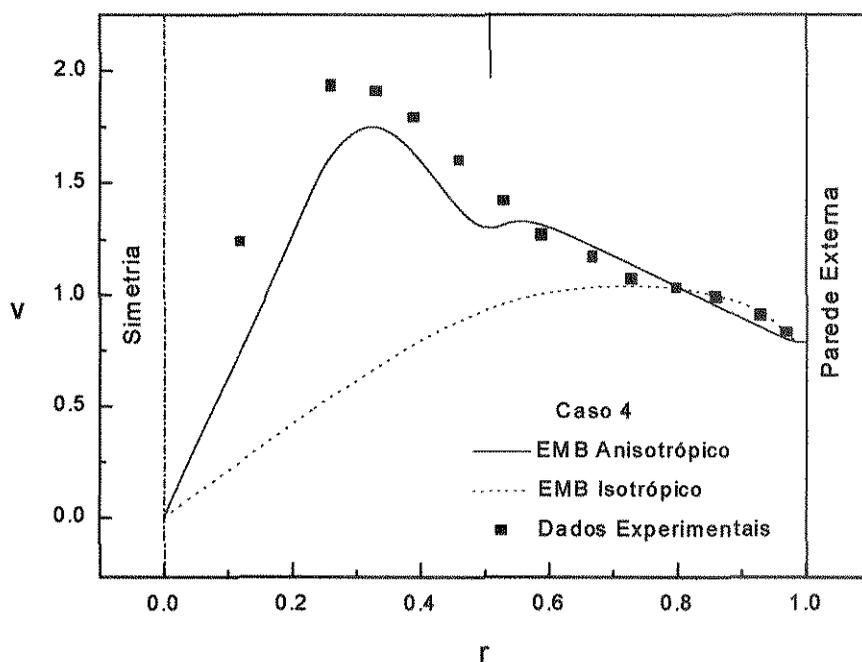


Figura 6.42 - Comparação EMB isotrópico, anisotrópico e dados experimentais (Caso 4).

A Tabela 6.4 apresenta os máximos valores da viscosidade turbulenta para os modelos isotrópico e anisotrópico para os Casos 1 e 4.

As principais diferenças na viscosidade turbulenta quando da introdução da anisotropia pelo modelo de turbulência combinado k - ϵ /Prandtl são:

- o valor da máxima viscosidade turbulenta, predito pelo modelo de Prandtl, é significativamente inferior aquele calculado pelo modelo k - ϵ (cerca de aproximadamente uma ordem de grandeza). Isso provavelmente permite a formação do pico de velocidade tangencial predito pelo modelo anisotrópico e observado experimentalmente. Os valores altos do modelo isotrópico possibilitam uma forte dispersão de quantidade de movimento tangencial amenizando-se altos gradientes de velocidade tangencial;
- a máxima viscosidade turbulenta calculada pelo modelo anisotrópico para o grupo de componentes r e z do tensor de Reynolds mostrou-se aproximadamente 4 (quatro) vezes superior aquele calculado para todos os mesmos componentes do tensor através do modelo isotrópico, em ambos os casos de análise. Acredita-se que

Tabela 6.4 - Máximos valores da viscosidade turbulenta.

Caso	$\mu_{k-\varepsilon}^{(t)} \text{ Máx (kg/m.s)}$		$\mu_{Pr}^{(t)} \text{ Máx (kg/m.s)}$
	Isotrópico	Anisotrópico	Anisotrópico
1	0,100	0,400	0.007
2	0,180	0,550	0.020

essa relação seja necessária à “sintonia” entre os termos difusivos, convectivos e fontes (força centrífuga, de coreolis e gravitacional) para que ocorra a manutenção de um escoamento vorticial como aquele que acontece em ciclones.

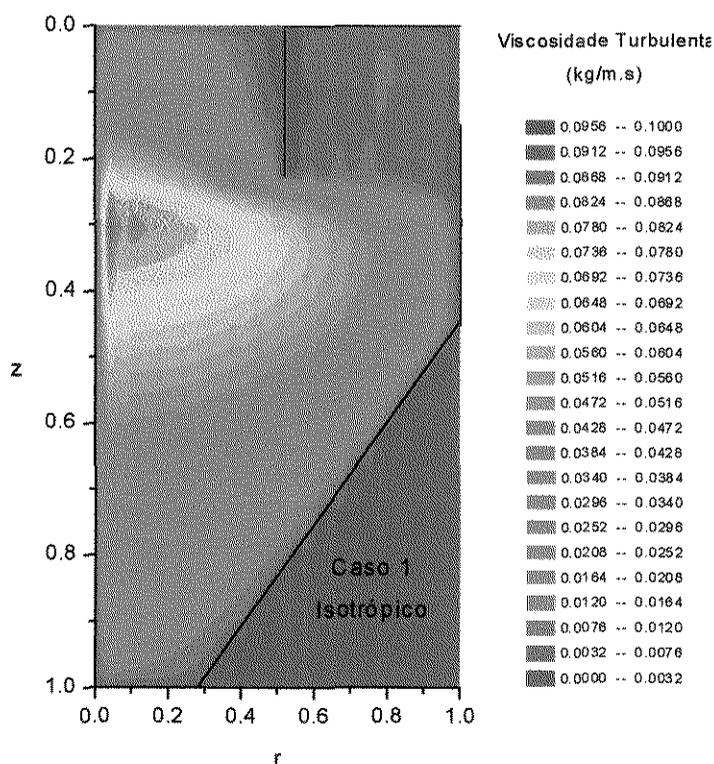


Figura 6.43 - Mapa de viscosidade turbulenta no modelo EMB isotrópico para o Caso 1.

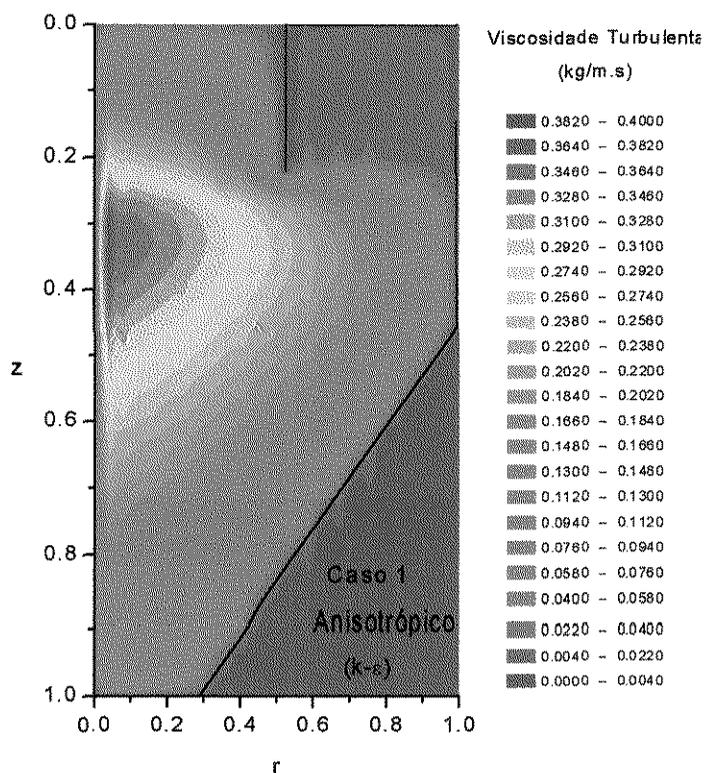


Figura 6.44 - Mapa de viscosidade turbulenta no modelo EMB anisotrópico para o Caso 1 com $k-\epsilon$.

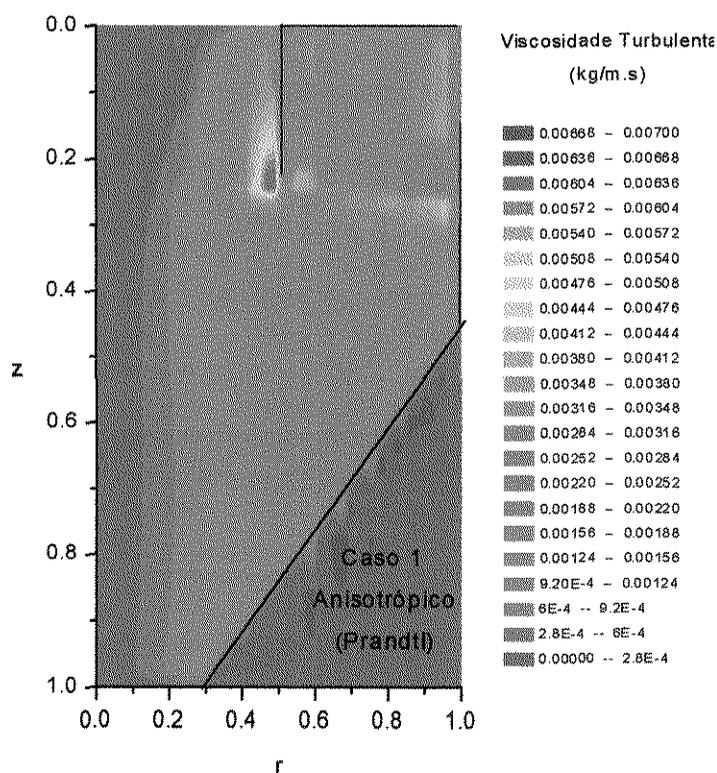


Figura 6.45 - Mapa de viscosidade turbulenta no modelo EMB anisotrópico para o Caso 1 com Prandtl.

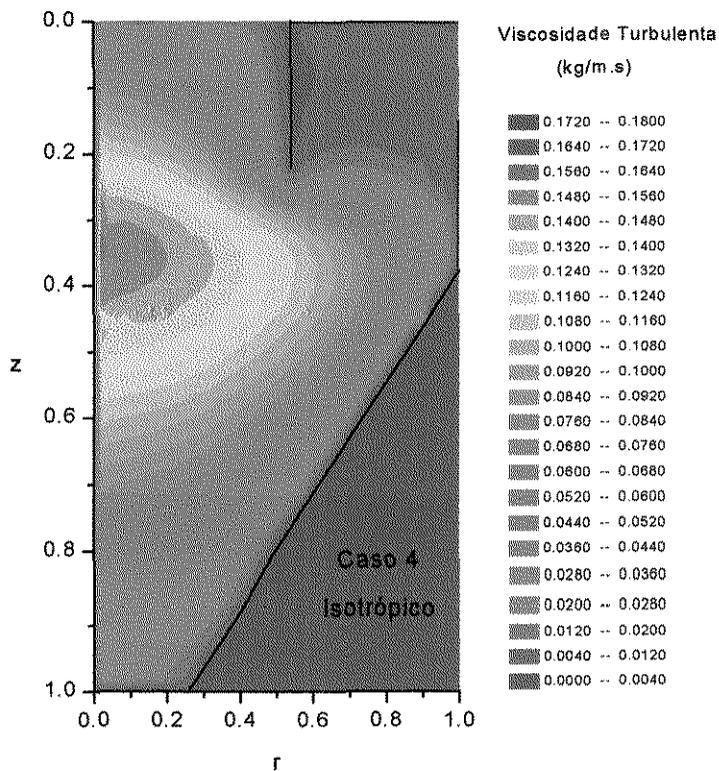


Figura 6.46 - Mapa de viscosidade turbulenta no modelo EMB isotrópico para o Caso 4.

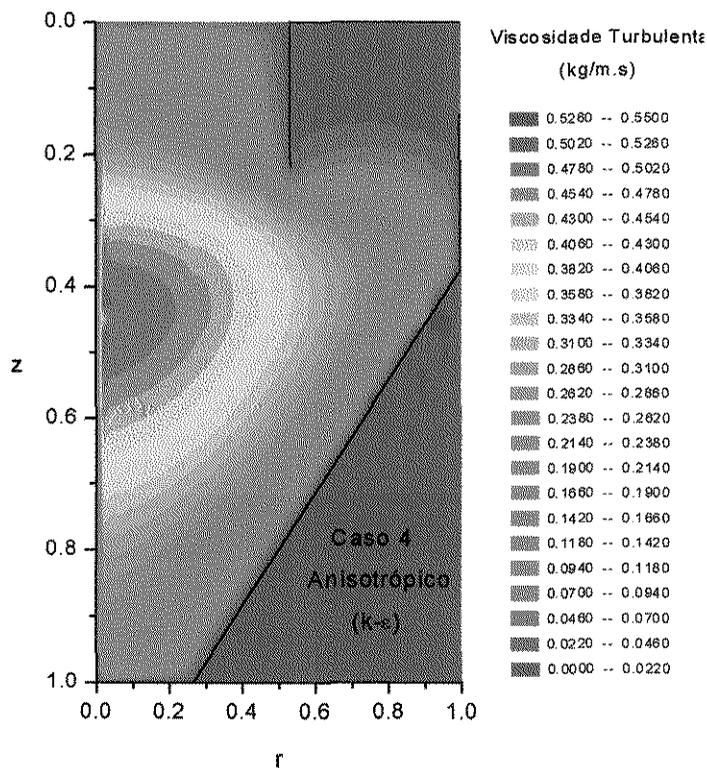


Figura 6.47 - Mapa de viscosidade turbulenta no modelo EMB anisotrópico para o Caso 4 com $k-\epsilon$.

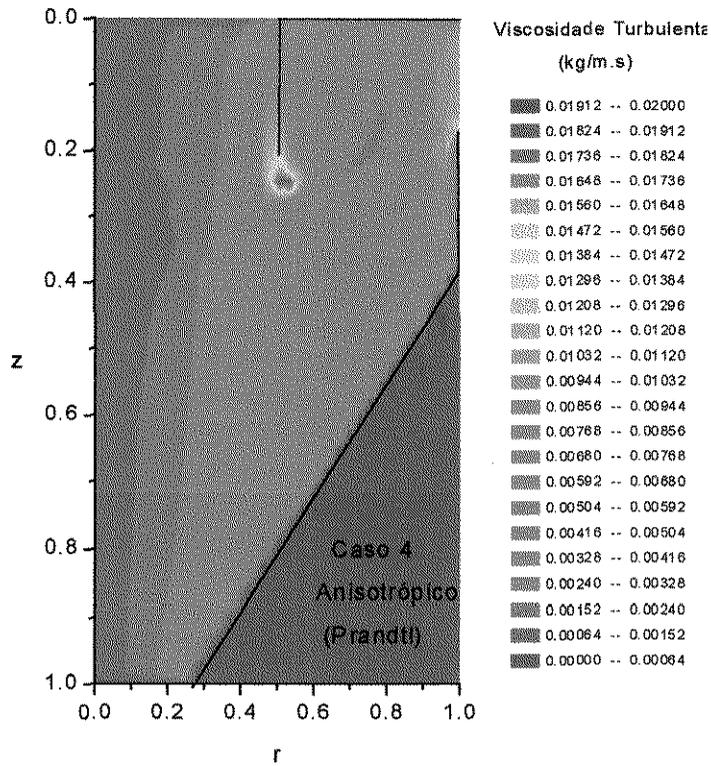


Figura 6.48 - Mapa de viscosidade turbulenta no modelo EMB anisotrópico para o Caso 4 com Prandtl.

6.6- Efeitos do Sistema de Coleta de Sólidos sobre o Campo de escoamento do Gás

Para se verificar a influência do sistema de coleta de sólidos (“hopper”) sobre o campo de escoamento da fase gasosa, escolheu-se como estudo de caso os Casos 2 e 3 com e sem a presença do “hopper”.

As simulações foram conduzidas com a Malha 3, acoplamento SIMPLEC e esquema de interpolação WUDS, e nenhum comportamento numérico diferente dos anteriores foi observado exceto, evidentemente, o tempo computacional maior para o caso da presença do “hopper”.

As Figuras 6.49 e 6.50 ilustram o comportamento do vetor resultante entre os componentes radial e axial de velocidade, no domínio espacial simétrico r-z, através de mapas de vetores para ambos os casos de estudo. Nota-se que nos dois casos o escoamento no interior do “hopper” é um escoamento típico de uma zona de recirculação.

Para o Caso 2, Figura 6.49, pode-se concluir que a região de recirculação no final da seção cônica e próxima ao “underflow” praticamente, do ponto de vista qualitativo, não sofre influência alguma do escoamento no interior do sistema de coleta de sólidos.

Com o auxílio da Figura 6.50, Caso 3, percebe-se também que a região de “downflow” na saída do “vortex-finder” e adjacente ao eixo de simetria, não sofre efeitos qualitativos da presença do escoamento no interior do “hopper”.

Convém avaliar-se ainda os efeitos do sistema de coleta de sólidos na queda de pressão total no ciclone e no escoamento vorticial.

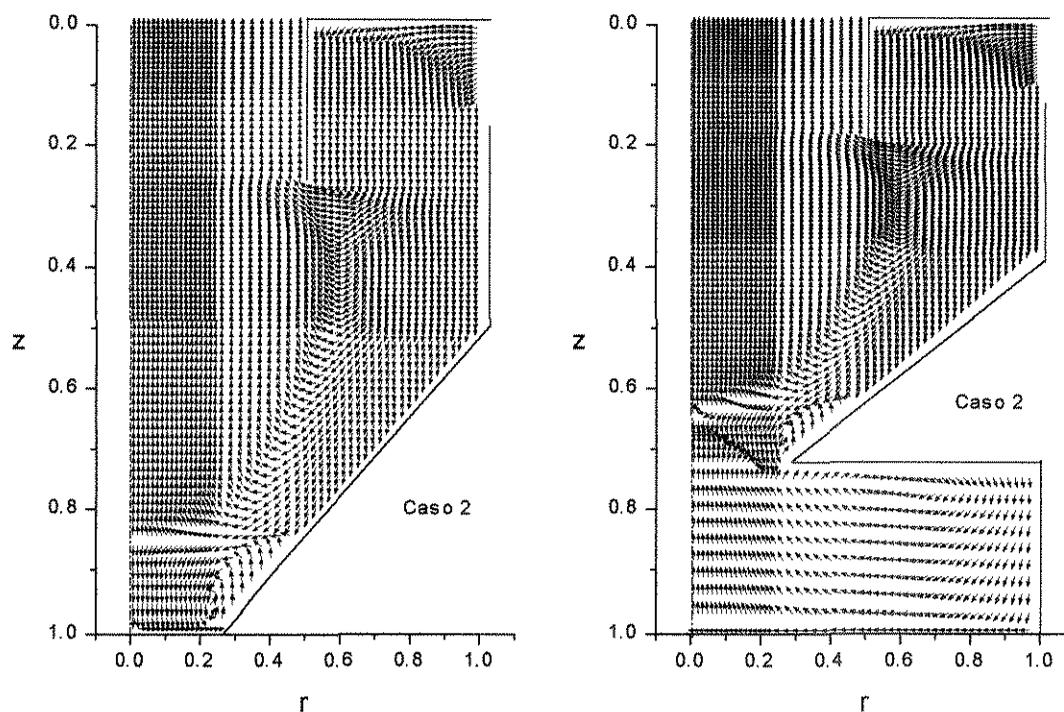


Figura 6.49 - Gráfico de vetores para o Caso 2 sem e com a presença do “hopper”.

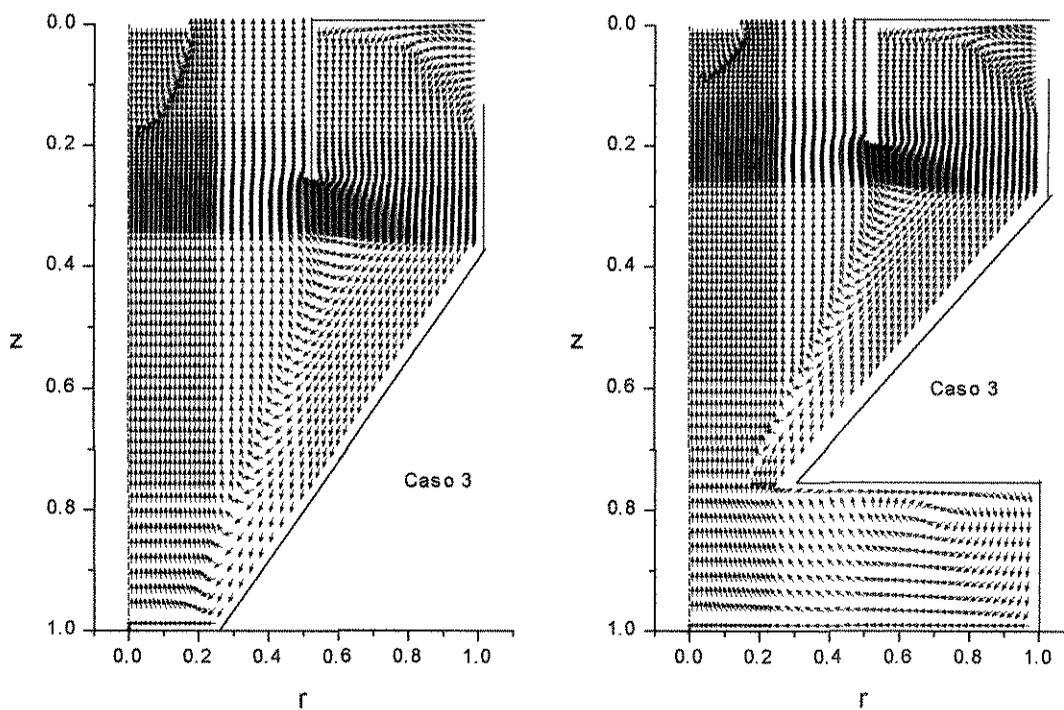


Figura 6.50 - Gráfico de vetores para o Caso 3 sem e com a presença do “hopper”.

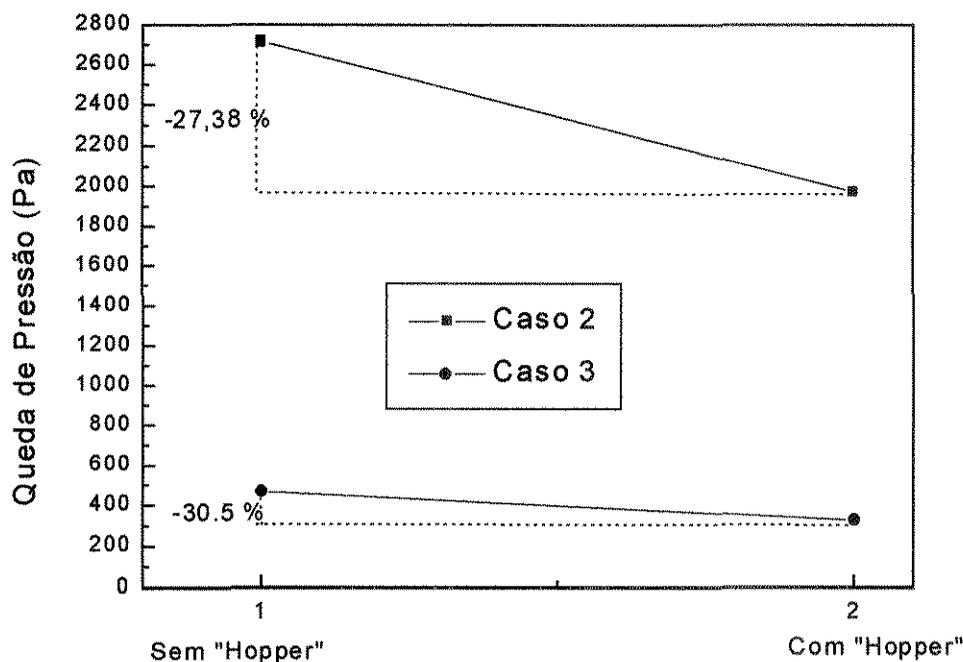


Figura 6.51 - Queda de pressão com e sem a presença do "hopper" para os Casos 2 e 3.

A Figura 6.51 mostra que a queda total de pressão entre a entrada e a saída do gás, de acordo com a equação 6.1, pág. 121., sofre uma influência significativa do escoamento no interior do "hopper". Quantitativamente a queda de pressão sofre uma redução de aproximadamente 30% (27,38 % para o Caso 2 e 30,5 % para o Caso 3). Acredita-se que essa redução seja fruto de uma atenuação do escoamento vorticial no interior do ciclone. Para avaliar melhor essa questão, as Figuras 6.52 e 6.53 apresentam os perfis radiais de velocidade tangencial numa posição axial fixa ($z=0,3202$ para o Caso 2 e $z=0,3065$ para o Caso 3), com os respectivos perfis experimentais.

No Caso 2, Fig. 6.52, a redução do pico de velocidade tangencial, naquela posição axial, é muito pequena. Esse valor, aparentemente pouco significativo, pode estar associado com a não-linearidade funcional entre queda de pressão e velocidade tangencial.

Já na Fig. 6.53, a redução do pico de velocidade tangencial é superior ao do caso anterior. Sendo assim, é de se supor que a relação funcional entre queda de pressão e velocidade tangencial dependa fortemente da geometria do ciclone. Isso vai ao encontro do fato que observações experimentais que correlações empíricas sejam desenvolvidas para cada classe de configuração geométrica de ciclone (por exemplo, ciclone Bernauer, ciclone Lapple, ciclone Stairmand, etc.).

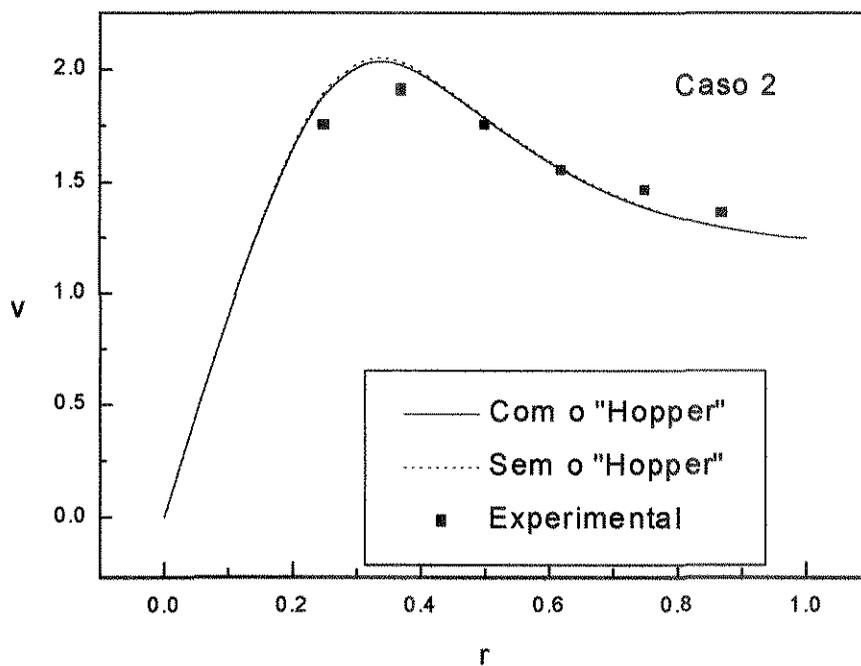


Figura 6.52 - Influência do "hopper" na velocidade tangencial (Caso 2).

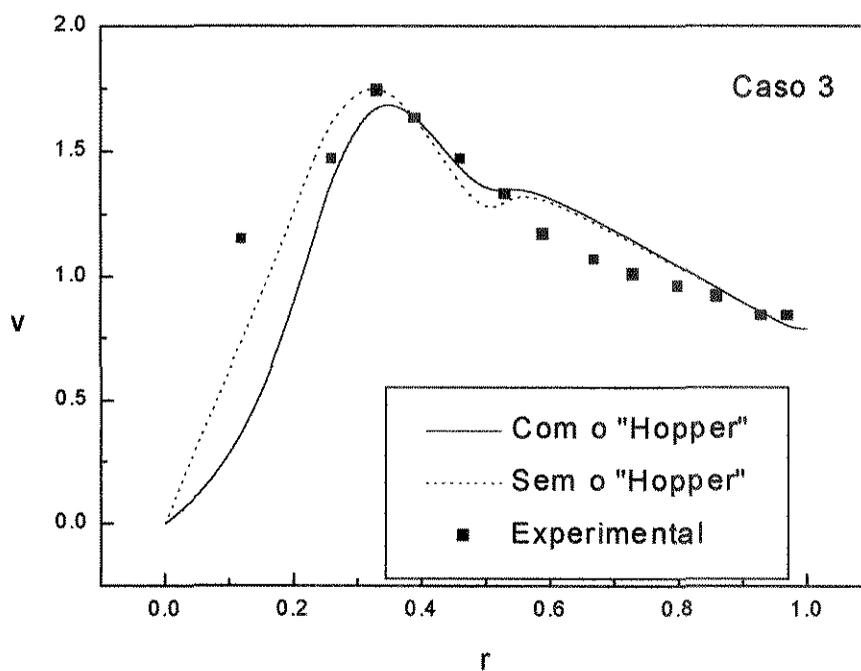


Figura 6.53 - Influência do "hopper" na velocidade tangencial (Caso 3).

Os mapas de velocidade tangencial sem e com o “hopper” para o Caso 2 apresentam alterações pouco sensíveis e não merecem nenhuma discussão mais detalhada. No entanto, para o Caso 3, Fig. 6.54, a atenuação do escoamento vorticial devida ao escoamento no interior do sistema de coleta de sólidos, pode ser visualizada com nitidez a partir da posição axial $z=0,55$.

Portanto, o efeito do “hopper” depende fundamentalmente da geometria do ciclone no que tange a atenuação do escoamento vorticial e, a queda de pressão sofre uma atenuação praticamente constante independentemente da geometria e das condições operacionais.

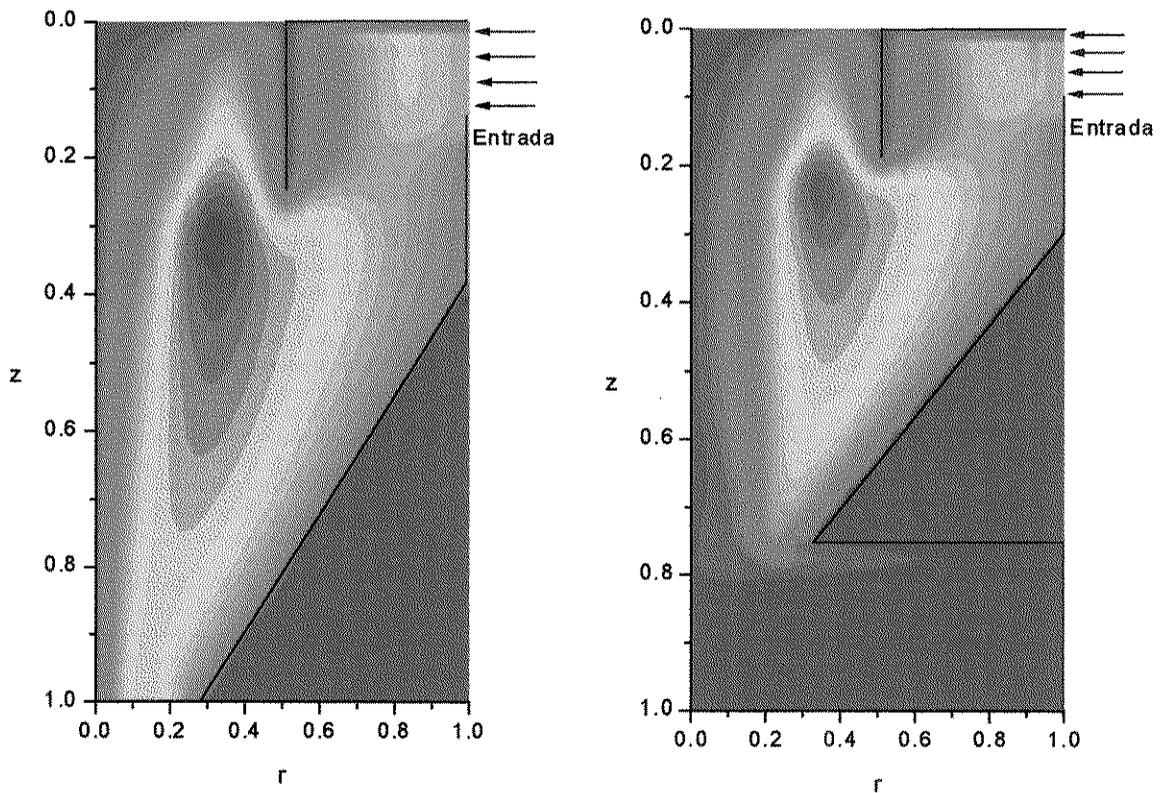


Figura 6.54 - Mapas de velocidade tangencial sem e com o “hopper” para o Caso 3.

6.7- Avaliação das Condições de Parede para a Velocidade Tangencial

Observações experimentais de Alexander (1949), Parida e Chand (1980), Zhou e Soo (1990), Patterson e Munz (1996) e outros, permitem concluir que o escoamento vorticial no interior de ciclone, apresenta uma forte dependência com a condição de parede. E ainda, essa condição está associada a uma combinação entre uma situação de não-deslizamento e uma condição de vórtice livre. Isso sugere a introdução de uma função de parede similar aquelas tradicionalmente aplicadas para as propriedades turbulentas (k - ϵ), e são de cunho totalmente empírico.

Analisa-se a seguir, portanto, a influência da condição de contorno, por meio de uma investigação numérica com o modelo EMB, e com as seguintes variações da condição de parede para a velocidade tangencial:

- não-deslizamento – CC1;
- vórtice livre – CC2;
- função de parede de Alexander (1949) – CC3;
- função de parede de Patterson e Munz (1996) – CC4.

A aplicação das funções de parede no domínio numérico seguem nesse estudo, a mesma estratégia aplicada ao modelo de turbulência k - ϵ e discutida em detalhes no Capítulo 3.

Do ponto de vista numérico, o acoplamento SIMPLEC, o esquema WUDS e a Malha 3, foram empregados para a simulação de duas configurações geométricas diferentes: Caso 2- ciclone Lapple e Caso 3- ciclone Stairmand. Nenhuma anomalia ou comportamento numérico diferente dos estudos já apresentados nesse capítulo, foram observados nesses experimentos numéricos.

As Figuras 6.55 e 6.56 apresentam os perfis radiais de velocidade tangencial obtidos com as 4 (quatro) possibilidades de condição de contorno (CC1 a CC4) para os Casos 2 e 3, respectivamente. Os dados experimentais nas posições axiais $z=0,3202$ para o Caso 2 e $z=0,3065$ para o Caso 3, são graficados simultaneamente com os perfis numéricos com o intuito de validar a condição de contorno que melhor se ajusta aos dados experimentais.

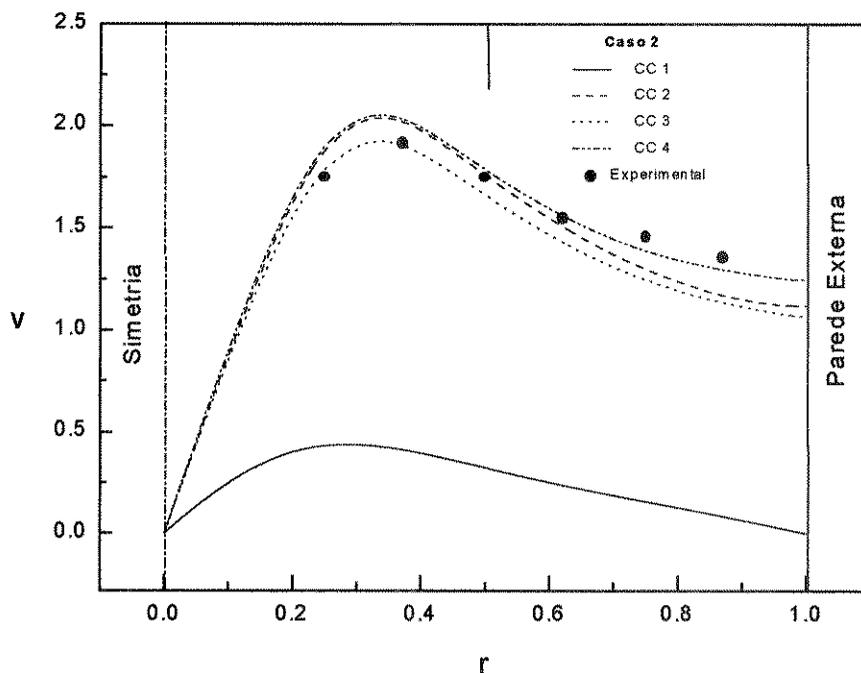


Figura 6.55 - Perfis radiais de velocidade tangencial e condições de parede para o Caso 2.

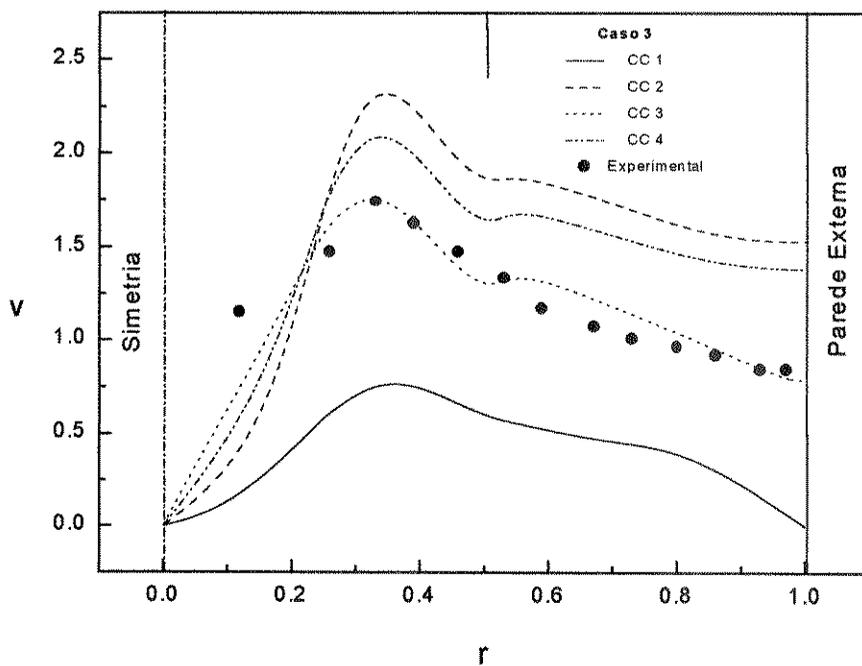


Figura 6.55 - Perfis radiais de velocidade tangencial e condições de parede para o Caso 3.

Como resultado, fica-se evidente que para ciclone Lapple a melhor condição de parede para a validação do modelo EMB é a função proposta por Patterson e Munz (1996) (CC4). Já para os Stairmand, a melhor função é a de Alexander (1949) (CC3).

Acredita-se, com estas observações, que o modelo bidimensional EMB necessita de uma função de parede para melhor representar o escoamento giratório. Esta função tem por finalidade básica a introdução de uma condição de contorno que garanta uma relação adequada entre o escoamento na parede e o escoamento giratório no interior do ciclone e está diretamente relacionada com a geometria do ciclone.

6.8- Algumas Conclusões

O modelo EMB anisotrópico e com funções de parede foi testado para 4 (quatro) casos de teste distintos, provenientes da literatura, e apresentou-se adequado nos seguintes aspectos:

- representação de perfis radiais experimentais de velocidade tangencial e axial em níveis aceitáveis;
- representação satisfatória dos fenômenos associados ao escoamento de gás em ciclones tais como: reversão do escoamento, preservação de vorticidade, zonas de recirculação, fenômeno de “downflow” e efeitos do escoamento no interior do sistema de coleta de sólidos sobre o escoamento vorticial no “corpo” do ciclone;
- obtenção de soluções numéricas estáveis e com tempos de execução plausíveis.

As publicações MEIER e MORI (1996), MEIER e MORI (1997, a, b e c) apresentam, na forma de artigos, os principais resultados obtidos com a solução do modelo EMB para o escoamento de gás em ciclones.

CAPÍTULO 7

ESCOAMENTO GÁS-SÓLIDO EM CICLONES: EXPERIMENTOS NUMÉRICOS COM OS MODELOS EEBB E EELB

Pretende-se neste capítulo, apresentar uma tentativa de aplicação e validação dos modelos Euleriano-Euleriano Bifásico e Bidimensional (EEBB) e Euleriano-Euleriano-Lagrangiano Bidimensional (EELB), apresentados e discutidos em detalhes no Capítulo 3.

Num primeiro momento, avalia-se a aplicação do modelo EEBB para a simulação de ciclones, numa tentativa de introduzir os efeitos do escoamento da fase sólida particulada diluída sobre o escoamento da fase gasosa contínua. Esses efeitos são observados experimentalmente e provocam uma atenuação do escoamento vorticial da fase gasosa, reduzindo, com isso, a queda de pressão no ciclone. De acordo com o observado durante a revisão bibliográfica (Capítulo 2), estes efeitos são desprezados quando da aplicação de técnicas da fluidodinâmica computacional para simulação de ciclones, sendo, a fase particulada, tratada como partículas isoladas por um enfoque Lagrangeano, e o escoamento da fase gasosa, tipicamente Euleriano, desacoplado e obtido sem sequer qualquer informação sobre a fase sólida. Assim, a aplicação do modelo EEBB pode contribuir significativamente na predição das trajetórias das partículas no ciclone levando consigo a informação da atenuação do escoamento vorticial e da conseqüente redução da queda de pressão.

Em seguida, apresenta-se algumas soluções do modelo EELB comparando-se os resultados com os campos da fase gasosa obtidos com o modelo EEBB e com o modelo EMB.

Avalia-se também a influência da turbulência sobre a trajetória das partículas através de uma comparação entre um modelo estocástico e o determinístico.

Portanto, nesse capítulo apresenta-se uma metodologia para validar e prever queda de pressão e eficiência de coleta em ciclones, a partir da consideração de efeitos da fase particulada sobre a fase contínua.

7.1 - Características Fenomenológicas do Modelo EEBB

As principais características fenomenológicas do modelo EEBB aplicado para a simulação do escoamento gás-sólido em ciclones são:

- a fase particulada comporta-se como um contínuo e pode ser caracterizada por um diâmetro médio sem, contudo, apresentar tensões cisalhantes de origem viscosa ou turbulenta (escoamento invíscido), devido a sua baixa fração volumétrica (escoamento diluído);
- a fase gasosa é modelada conforme o modelo EMB, com um modelo de turbulência anisotrópico, validado e estudado no Capítulo 3. Entretanto, como simplificação adicional, negligencia-se o uso das funções de parede para a velocidade tangencial adjacente à parede do ciclone, pelo fato de não estarem disponíveis na literatura modelos de função de parede que considerem a presença da fase sólida. Utiliza-se, então, uma condição de não-deslizamento para a fase gasosa como resultado da introdução da fase particulada. É fato comprovado experimentalmente que as partículas introduzem um maior atrito entre o gás e a parede, atenuando-se o escoamento vorticial e conseqüentemente reduzindo a queda de pressão (Yuu *et al.*(1978));
- o acoplamento entre as fases é promovido por um modelo constitutivo para a fricção entre as fases (força resistiva) e pela força de pressão da fase gasosa atuando sobre a fase sólida. E ainda, no modelo para a força resistiva há uma contribuição do efeito da população de partículas ou fração volumétrica da fase sólida, sugerida por Gidaspow (1993);

- considera-se que o limite do contínuo para a fase sólida, definido aqui como uma fração volumétrica mínima tal que o volume ocupado pela fase sólida no interior de um volume de controle no domínio computacional, seja no mínimo igual ao volume de uma partícula sólida. Valores inferiores a esta fração são negligenciados por considerar aquele domínio do espaço totalmente preenchido pelo gás. E ainda, para evitar a introdução de erros de truncamento quando da utilização de números muito pequenos (menores que 10^{-8}), atribui-se o valor de 10^{-8} como fração volumétrica mínima para garantir a existência da fase sólida, independentemente da relação volume da partícula e volume do volume de controle;
- espera-se com o modelo EEBB para o escoamento diluído, que a eficiência global de separação gás-sólido seja sempre completa (100%). A eficiência global de coleta é definida como a razão entre o fluxo de sólidos que saem do ciclone na região do “underflow” menos aquele que sai pelo tubo de saída do gás, pelo fluxo volumétrico de sólidos que adentra ao ciclone:

$$\text{Efic} = \frac{(Q_s)_L - (Q_s)_s}{(Q_p)_{\text{en}}} \quad (7.1)$$

A principal razão para essa expectativa é a existência de uma alta força centrífuga que provoca uma forte tendência da fase sólida em concentrar-se junto a parede. Além disso não há nenhuma outra força motriz além da força resistiva, para introduzir um mecanismo dispersivo sobre a fase sólida que possa vencer o campo centrífugo, e assim possibilitar o arraste de partículas em direção ao tubo de saída de gás, causando ineficiência.

E assim, o modelo EEBB com as características descritas anteriormente e com aquelas detalhadas no Capítulo 3 , será empregado para o escoamento gás-sólido em ciclones como uma tentativa de se introduzir parcialmente os efeitos da fase particulada sobre o escoamento da fase contínua.

7.2 - Características Fenomenológicas do Modelo EELB

As principais características do modelo EELB são:

- os campos de velocidade, de pressão e das propriedades turbulentas da fase gasosa são obtidos a partir da solução do modelo EEBB. Dessa forma introduz-se, parcialmente, os efeitos da fase sólida sobre a fase gasosa. E assim, o primeiro procedimento para a solução do modelo EELB consiste na solução do modelo EEBB;
- a trajetória das partículas é influenciada pela dispersão turbulenta da fase gasosa, por um modelo estocástico de dispersão turbulenta, baseado no tempo de vida do turbilhão conforme modelo apresentado por Shuen (1983). Considera-se que a flutuação de velocidade da fase gasosa, responsável pelo fenômeno de dispersão turbulenta nas partículas, permanece constante durante um tempo no domínio de integração temporal, equivalente ao tempo de existência do turbilhão. Se o tempo de percurso da partícula for maior que o tempo de vida, a partícula é engolfada por um novo turbilhão, com flutuação de velocidade estimada pelo modelo $k-\varepsilon$ em junção com o modelo estocástico apresentado em detalhes por Zhou (1993);
- a entrada das partículas no ciclone é considerada como tridimensional, sendo a posição inicial das partículas avaliada numa seção retangular, conforme Figura 7.1.

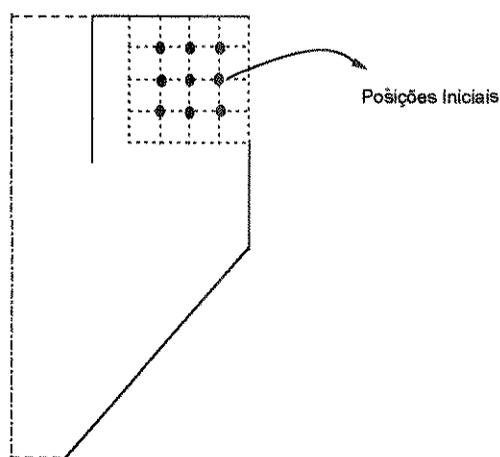


Figura 7.1 - Esquema das posições iniciais das partículas no modelo EELB.

7.3- Casos de Teste

Para a realização dos experimentos numéricos com os modelos EEBB e EELB, escolheu-se três casos da literatura, nomeados aqui de Caso 5, Caso 6 e Caso 7. Esses casos foram escolhidos face ao fato de apresentarem informações sobre os perfis radiais de velocidade com e sem a presença da fase particulada.

O Caso 5 foi extraído dos estudos de Cremasco (1994), o Caso 6, dos estudos de Yuu *et al.* (1978) e o Caso 7 de Hoffman *et al.* (1992). A Tabela 7.1 apresenta as principais características dos três casos de teste. Convém salientar que as características geométricas de dois novos casos são as mesmas do Caso 1 para o Caso 5 (ciclone do tipo Lapple), e dos Casos 3 e 4 para o Caso 6 (ciclone do tipo Stairmand). O Caso 7 apresenta características geométricas distintas dos demais e pode ser caracterizado como um ciclone do tipo Stairmand de alta eficiência. A Tabela 7.2 apresenta os dados geométricos do ciclone usado no Caso 7.

Outra característica importante para o escoamento bifásico é a razão de carga (m). Tsuji *et al.* (1984) definem-na como a relação entre a vazão mássica de sólidos e a vazão volumétrica de gás. Ou seja,

$$m = \frac{\dot{m}}{Q_g} \quad (7.2)$$

Tem-se para o Caso 5 uma situação extremamente diluída ($m=3,68 \text{ g/m}^3$) e para o Caso 6, com $m=70, 79 \text{ g/m}^3$, uma situação diluída e na faixa de declínio da queda de pressão com o incremento da razão de carga, conforme observado experimentalmente por Yuu *et al.* (1978) para três tipos diferentes de material particulado¹⁷. O Caso 7 apresenta características operacionais semelhantes aquelas utilizadas nos ciclones secundários das unidades de craqueamento catalítico de petróleo (unidades de FCC).

¹⁷ Yuu *et al.* (1978) observaram que a relação entre a queda de pressão com sólidos e a queda de pressão na ausência da fase sólida, permanece praticamente constante na faixa de razão de carga de 0,2 a 50 g/m^3 para três tipos diferentes de material particulado. Os autores observaram também que razões de carga maiores que 50 g/m^3 promovem um declínio gradativo da queda de pressão.

Tabela 7.1 - Características dos Casos 5, 6 e 7.

Propriedades		Caso 5 (Cremasco 1994)	Caso 6 (Yuu <i>et al.</i> 1978)	Caso 7 (Hoffman <i>et al.</i> 1978)
Condições Operacionais	Velocidade do gás na Entrada (m/s)	6,21	9,80	20,00
	Velocidade do sólido na Entrada (m/s)	6,21	9,80	20,00
	Vazão de gás (m ³ /h)	8,69x10 ⁻²	5,97768x10 ⁻²	7,99900x10 ⁻²
	Vazão de Sólido (m ³ /h)	2,94x10 ⁻⁷	3,18211x10 ⁻⁶	1,10600x10 ⁻⁶
	Razão de Carga (g/m ³)	3,68	70,79	36,50
Fase Sólida	Material	Esferas de vidro	Pó de PVC	Catalisador
	Diâmetro da Partícula(μm)	1430,00	163,00	3,50
	Massa Específica (kg/m ³)	2460,00	1330,00	2640,00
	Fração Volumétrica de Sólido na Entrada	3,38000x10 ⁻⁶	5,32302x10 ⁻⁵	1,38265x10 ⁻⁵
Fase Gasosa	Material	Ar	Ar	Ar
	Massa Específica (kg/m ³)	1,142	1,142	1,142
	Viscosidade (kg/m.s)	1,85x10 ⁻⁵	1,85x10 ⁻⁵	1,85x10 ⁻⁵

Tabela 7.2 - Propriedades geométricas do Caso 7.

Propriedades	L_e (m)	0,1000
	L_s (m)	0,1000
	L_c (m)	0,2000
	L_{co} (m)	0,5000
	L_b (m)	0,3000
	L (m)	0,8000
	D_s (m)	0,1000
	D_c (m)	0,2000
	D_L (m)	0,0750
	D_b (m)	0,2000
	b_{en} (m)	0,0400
	α_c	11,3010
	A_{en} (m ²)	0.0040
Tipo do Ciclone		Stairmand de alta eficiência
Posição Axial das Medidas de Velocidade-z/L		0,3000

A tentativa de reprodução dos dados experimentais dos Casos 5 e 6 será utilizada nos experimentos numéricos com o modelo EEBB. Emprega-se o Caso 7 nos estudos com o modelo EELB.

7.4- Experimentos Numéricos com o Modelo EEBB

7.4.1- Comportamento da Solução Numérica

Visando a obtenção da solução numérica do modelo EEBB para os Casos 5 e 6, empregou-se a Malha 4 considerando-a suficiente para garantir solução independente da concentração da malha, o acoplamento SIMPLEC por apresentar satisfatórias taxas de convergência, o esquema de interpolação UPWIND e a estratégia do transiente distorcido para garantir a convergência e a estabilidade da solução numérica. Os parâmetros numéricos

foram os mesmos usados para a solução do modelo EMB (vide Figura 6.2, página 115), tanto para a fase gasosa quanto para a fase sólida. O incremento de tempo adimensional, $\Delta\tau$, foi para os dois casos igual a 0,01. Em termos de tempo dimensional esse valor confere um $\Delta t=2,5 \cdot 10^{-4}$ s para o Caso 5 e um $\Delta t=1,5 \cdot 10^{-4}$ s para o Caso 6.

A escolha do esquema UPWIND ao invés do WUDS, mesmo ciente da possibilidade de difusão numérica, deve-se a uma tentativa de minimizar o tempo computacional. Uma vez que, para o escoamento gás-sólido bifásico, o número de variáveis dependentes dobra e o esforço computacional praticamente segue uma curva exponencial. A Figura 7.2 ilustra o incremento do esforço computacional para se obter uma solução numérica estável para o modelo EEBB, em relação ao caso monofásico representado pelo modelo EMB.

Note-se também que o incremento de tempo, para ambos os casos na ordem de 10^{-4} s, é quase suficiente para a obtenção de uma solução transiente real mesmo sem a garantia integral de convergência do acoplamento pressão-velocidade para cada intervalo de tempo Δt no procedimento implícito de integração temporal.

O elevado tempo computacional para a solução do modelo EEBB está associado, provavelmente, ao amortecimento de uma oscilação numérica perceptível no acompanhamento da eficiência global de separação em função do tempo distorcido.

A Figura 7.3 apresenta uma curva de eficiência global de coleta versus tempo, para os dois casos (5 e 6). Possivelmente, o comportamento oscilatório observado deve-se a uma escolha inadequada do intervalo de tempo na estratégia do transiente distorcido. Soluções numéricas com alteração do valor de $\Delta\tau$ durante o processo iterativo, mostraram que as oscilações podem ser minimizadas. Entretanto, nenhum procedimento metodológico para orientar essa alteração foi encontrado neste trabalho.

Face a introdução de uma condição de deslizamento livre para a velocidade axial do sólido, como condição de parede, um procedimento de correção teve que ser adotado para garantir-se a conservação da massa, nos volumes de controle adjacentes a parede cônica do ciclone. Os fluxos convectivos resultantes da condição de deslizamento livre, foram introduzidos como termo fonte nos volumes subsequentes, uma vez que a parede cônica, na forma de escada, fornece um sumidouro de massa na equação de conservação da massa da fase sólida.

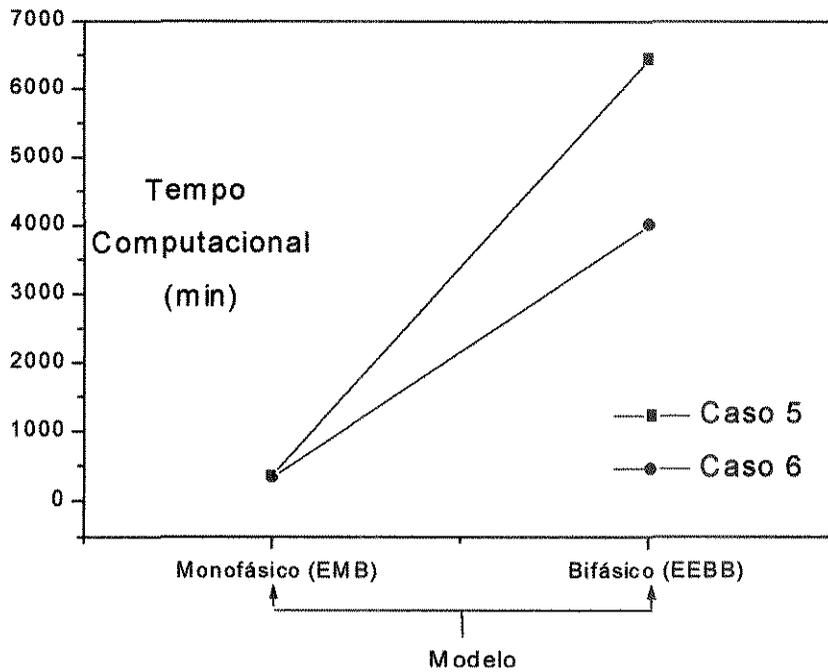


Figura 7.2 - Tempo computacional em função do modelo.

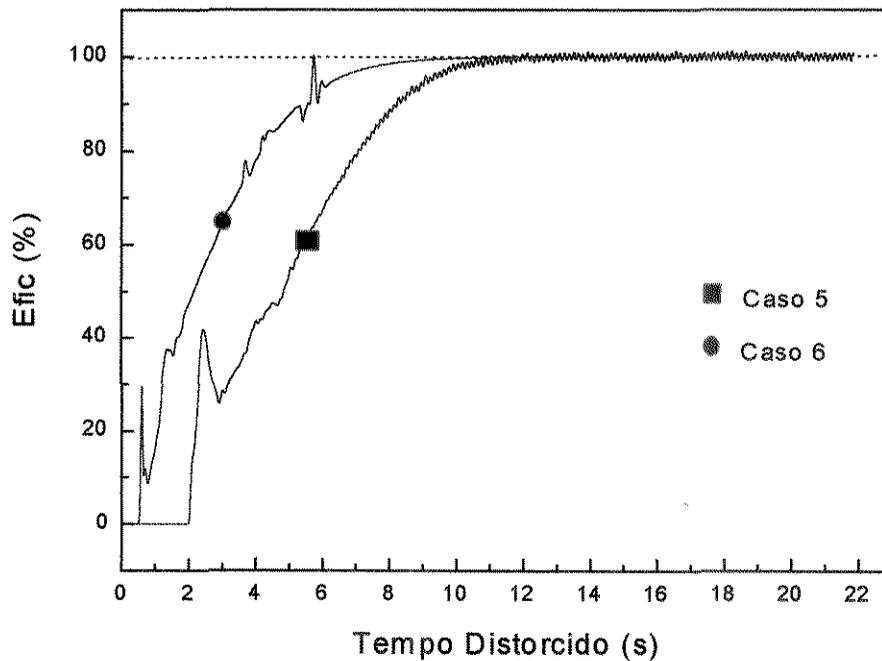


Figura 7.3 - Eficiência global de coleta em função do tempo distorcido (Casos 5 e 6).

7.4.2- Validação do Modelo

Para a validação do modelo EEBB duas questões básicas devem ser inferidas: a primeira diz respeito a capacidade de predição da atenuação do escoamento vorticial no ciclone devido ao incremento do fator de atrito entre o gás e a parede; e a segunda, decorrente da primeira, refere-se a redução da queda de pressão entre a entrada e a saída devido a presença da fase sólida particulada.

O modelo EEBB contempla os elementos necessários para a predição do fenômeno de atenuação do escoamento vorticial. O primeiro elemento responsável pela atenuação é a substituição das funções de parede por condições de não-deslizamento como condição de contorno na parede externa do ciclone. Evidentemente essa substituição é drástica e provoca necessariamente a atenuação em níveis acima dos reais. Ensaios com e sem a substituição da condição de contorno mostraram que se forem usadas as funções de parede determinadas experimentalmente no escoamento monofásico, praticamente não se tem efeitos da fase sólida sobre a gasosa. Acredita-se que uma condição de contorno mais apropriada seria as funções de parede determinadas experimentalmente na presença da fase sólida. Entretanto esse estudo ainda não se encontra disponibilizado na literatura. O segundo elemento está associado ao modelo de força resistiva utilizado neste trabalho, que possui um modelo de população de partículas. Ou seja, quanto maior a razão de carga, maior a força resistiva entre as fases, possibilitando, dessa forma, a predição do fenômeno de incremento da queda de pressão com a razão de carga.

Inicialmente avalia-se os efeitos das possíveis condições de contorno para a velocidade tangencial na parede do ciclone: não deslizamento; vórtice livre; função de parede; e função de parede modificada. Essa última, foi resultado de uma interpretação dos dados experimentais de Yuu *et al.* (1978), que sugerem uma relação quadrática do valor da função de parede com a razão de carga:

$$v|_w = (v|_w)_{\text{função de parede}} \cdot \text{cor}(m)$$

com,

$$\text{cor}(m) = a + b.m + c.m^2 \quad (7.3)$$

A Figura 7.4 ilustra o ajuste de um fator de correção da função de parede (*cor*) obtida nos experimentos monofásicos, com o incremento da razão de carga.

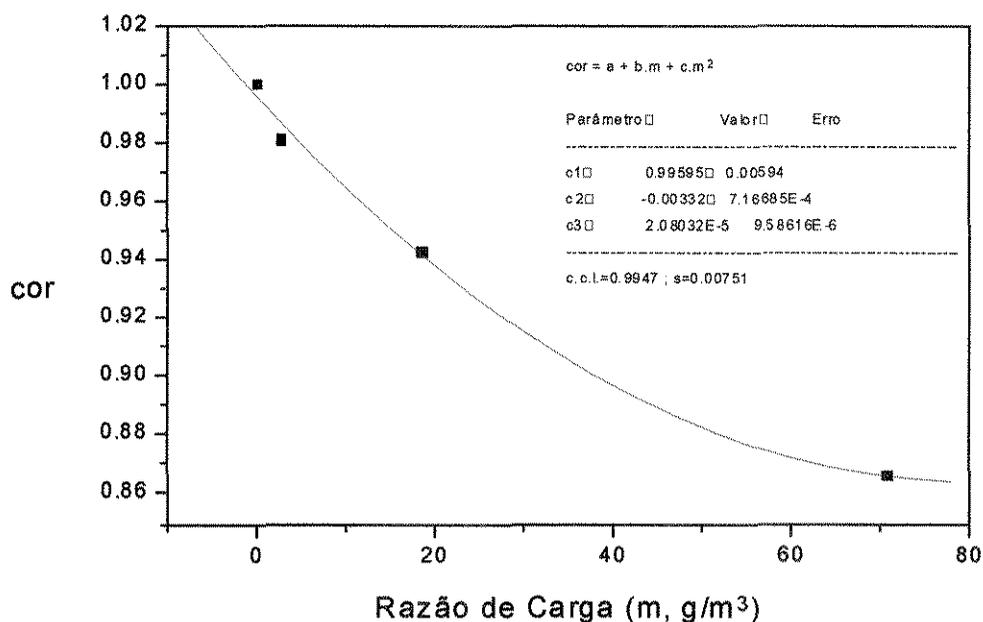


Figura 7.4 - Correção da função de parede com a razão de carga.

As Figuras 7.5 e 7.6 mostram os perfis radiais de velocidade tangencial obtidos com os modelo EEBB juntamente com os perfis experimentais para os Casos 5 e 6, respectivamente, para as várias possibilidades de condição de parede para a velocidade tangencial.

É facilmente perceptível a sobre-predição da atenuação do escoamento vorticial através do modelo EEBB com a condição de não-deslizamento para a velocidade tangencial na parede do ciclone, para ambos os casos de estudo. Verifica-se um deslocamento do pico de velocidade tangencial em direção ao eixo de simetria do ciclone. A função de correção da função de parede não apresenta resultados satisfatórios para ambos os casos apresentando somente uma leve atenuação do pico de velocidade tangencial. Nota-se também que com o incremento da razão de carga, Caso 6 por exemplo, a condição de não-deslizamento apresenta resultados satisfatórios na região compreendida entre $r=0,3$ e $r=0,6$.

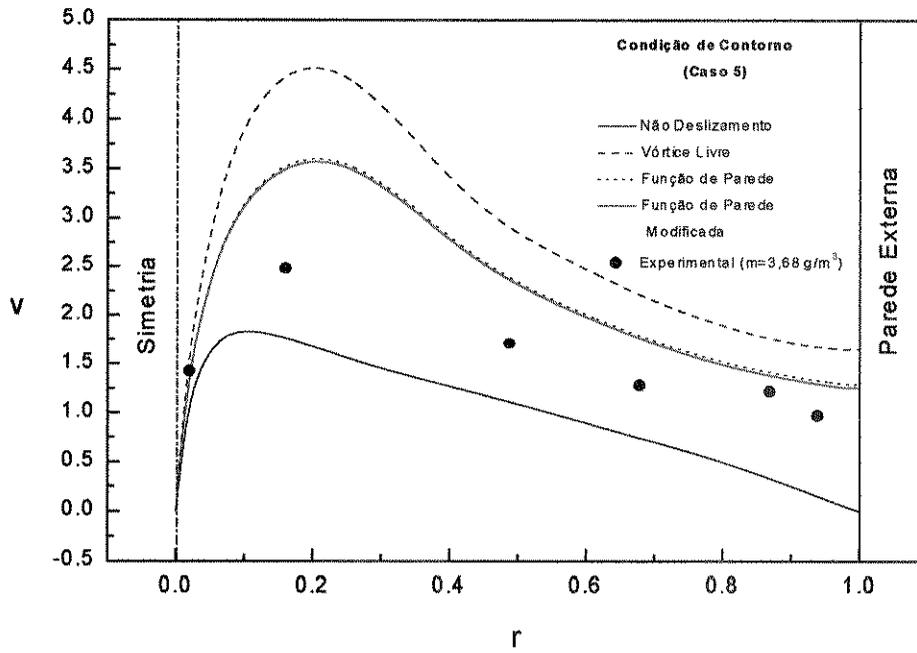


Figura 7.5 - Caso 5: perfis radiais de velocidade tangencial.

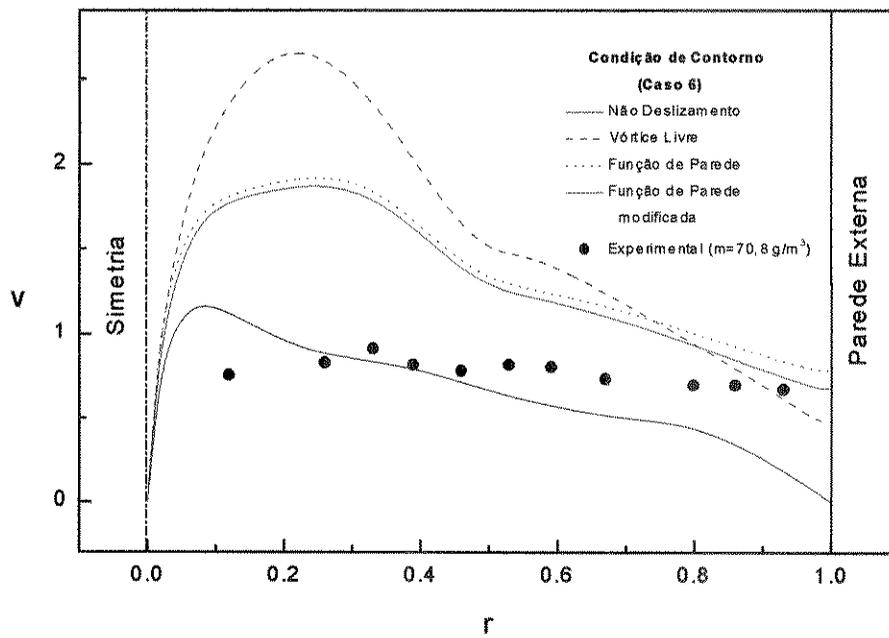


Figura 7.6 - Caso 6: perfis radiais de velocidade tangencial.

A principal conclusão desse estudo é que o modelo EEBB para apresentar uma validação quantitativa da velocidade tangencial, necessita ainda de uma informação adicional sobre a influência da fase particulada sobre as funções de parede para a velocidade tangencial adjacente a parede. A condição de não-deslizamento não é totalmente apropriada por introduzir uma condição muito mais drástica do que a observada experimentalmente. Por sua vez a função de correção proposta, apresenta atenuação abaixo daquela experimental.

As Figuras 7.7 e 7.8 ilustram o comportamento da solução numérica diante da mudança da condição de contorno na parede para o Caso 6.

Vê-se na Figura 7.7 a norma euclidiana da fonte de massa para a fase gasosa como uma função do número de iterações. Instabilidade na solução pode ser encontrada, provavelmente devido a escolha inadequada dos parâmetros de relaxação e do intervalo de tempo no procedimento de transiente distorcido. Alteração no $\Delta\tau$ durante o procedimento de convergência mostra-se como uma alternativa para atingir estabilidade das soluções numéricas.

E a Figura 7.8 apresenta a eficiência global de coleta como uma função do tempo distorcido e mostra que para ambos os casos a eficiência estacionária encontrada foi total (100 %), com oscilações significativas durante o período transiente, provavelmente fruto do acúmulo de massa, e oscilações menores em torno do estado considerado estacionário. Acredita-se que essas últimas oscilações sejam resultado de erros de truncamento acumulados durante o processo iterativo de obtenção da solução numérica.

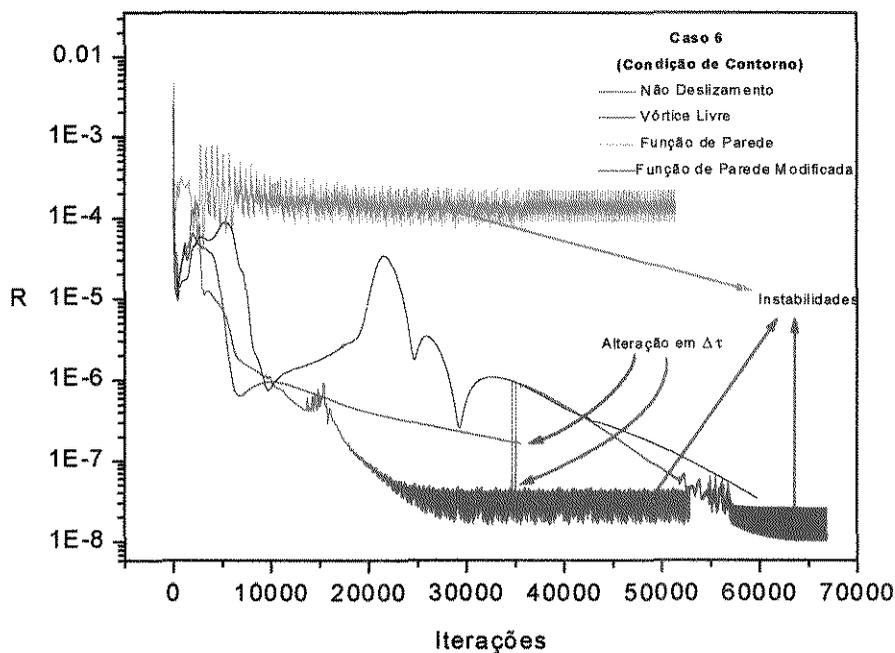


Figura 7.7 - Norma euclidiana como função do número de iterações para o Caso 6 com suas variantes na condição de parede para a velocidade tangencial.

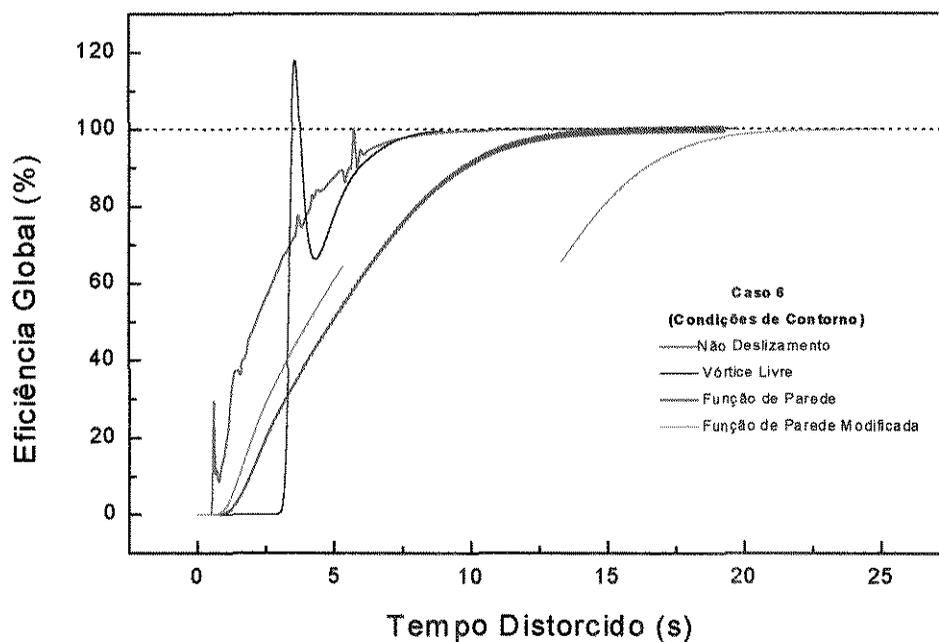


Figura 7.8 - Eficiência global de coleta como função do tempo distorcido para o Caso 6, com suas variantes na condição de parede para a velocidade tangencial.

Com o intuito de ilustrar a distribuição radial de fração volumétrica de sólidos no ciclone, e sua concentração junto a parede, mas sem o compromisso de validá-las, as Figuras 7.9 e 7.10 apresentam esses perfis em posições axiais distintas do ciclone (região cilíndrica, região cônica 1 e região cônica 2) também para os Casos 5 e 6, respectivamente. É nítida a presença de sólidos particulados somente nas células adjacentes a parede, face a forte ação centrífuga promovida pelo escoamento vorticial. A região de maior concentração de sólidos encontra-se mais próxima da seção de entrada onde a velocidade axial do sólido é menor. A medida que o sólido atinge a seção cônica do ciclone a velocidade axial tende a aumentar diminuindo a concentração de sólidos para garantir-se a conservação da massa.

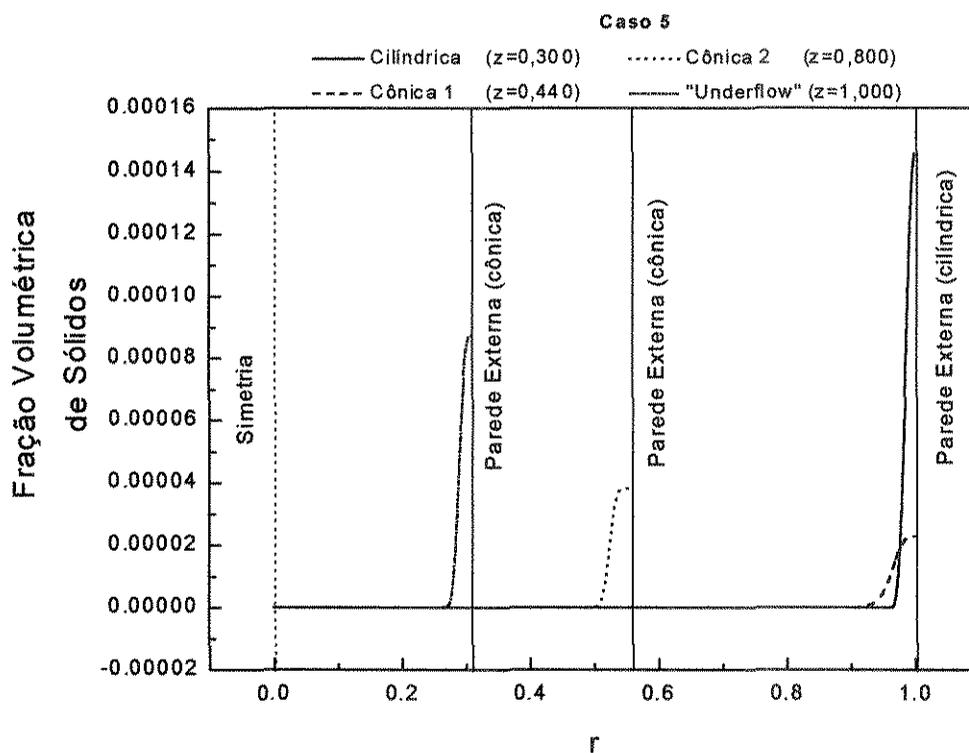


Figura 7.9 - Perfis de fração volumétrica de sólidos para o Caso 5.

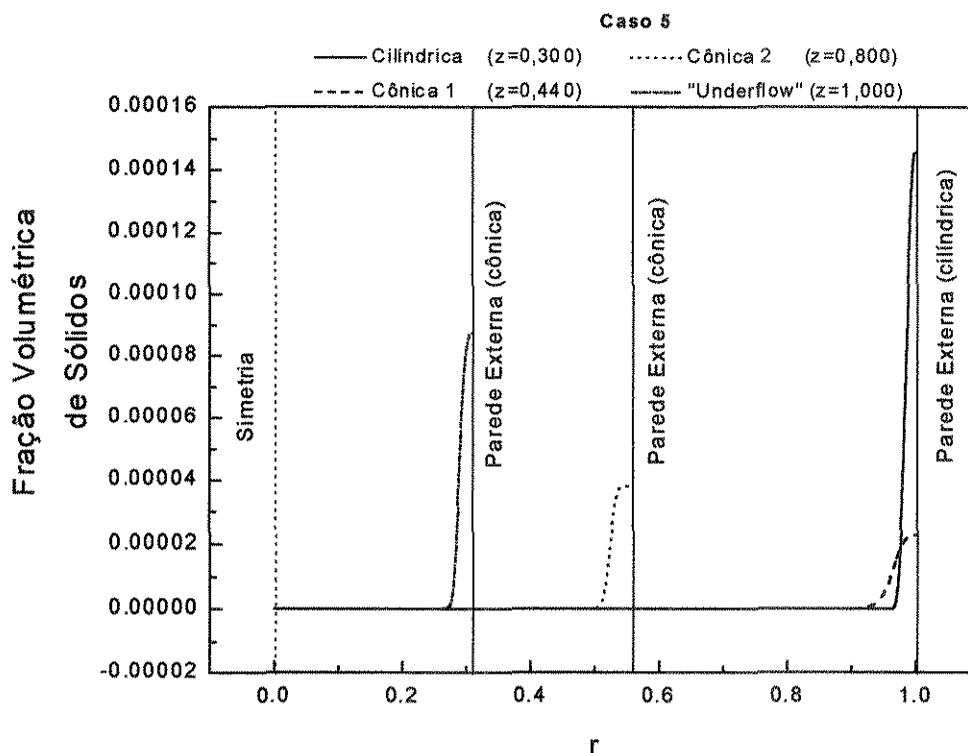


Figura 7.10 - Perfis de fração volumétrica de sólidos para o Caso 6.

A redução da queda de pressão devido a presença da fase particulada pode ser vista na Figura 7.11. Para o Caso 5, onde a razão de carga, m , é de 3,38 gramas de sólido por m^3 de gás, a redução da queda de pressão obtida foi da ordem de 50%. Já para o Caso 6, com $m=70,80 \text{ g/m}^3$ a redução foi maior ficando na casa de 70%. Esses resultados vão ao encontro do observado por Yuu *et al.* (1978), que confirmam a maior redução da queda de pressão com valores de razão de carga superiores a 50 g/m^3 . Entretanto, por não estarem disponíveis as informações experimentais de queda de pressão para os Casos 5 e 6, não se tem subsídios suficientes para validar o modelo nesse aspecto.

A queda de pressão em função do tipo de condição de parede para a velocidade tangencial para ambos os casos pode ser vista na Figura 7.12. Redução significativa é observada com a condição de não deslizamento e um incremento é observado com a condição de vórtice livre. As funções de parede refletem em um valor intermediário para a queda de pressão, entre a condição de vórtice livre e a condição de não deslizamento.

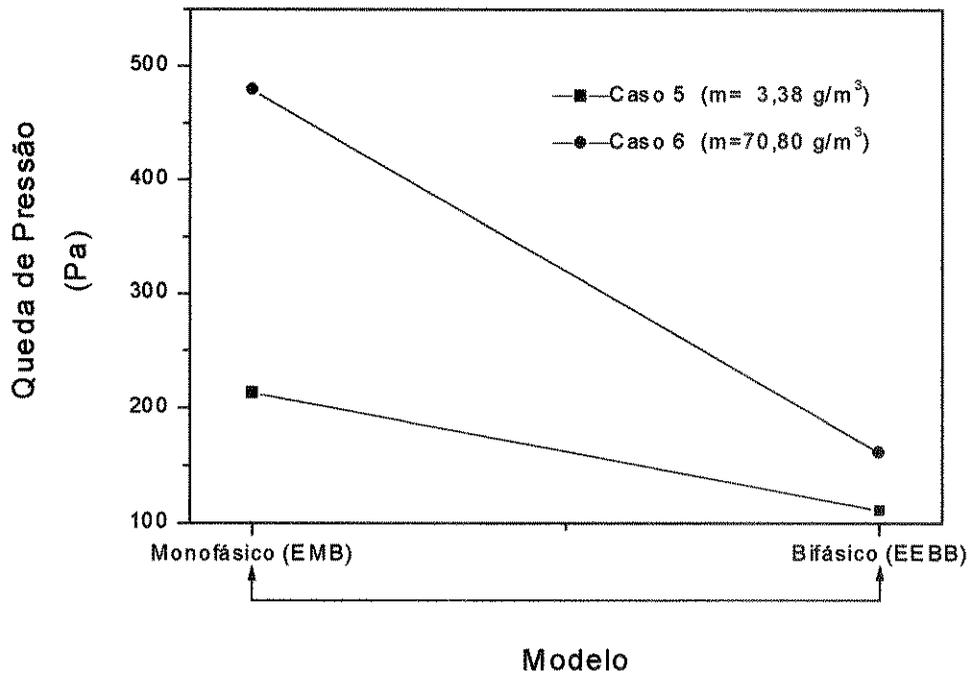


Figura 7.11 - Queda de pressão com os modelos EMB e EEBB para os Casos 5 e 6.

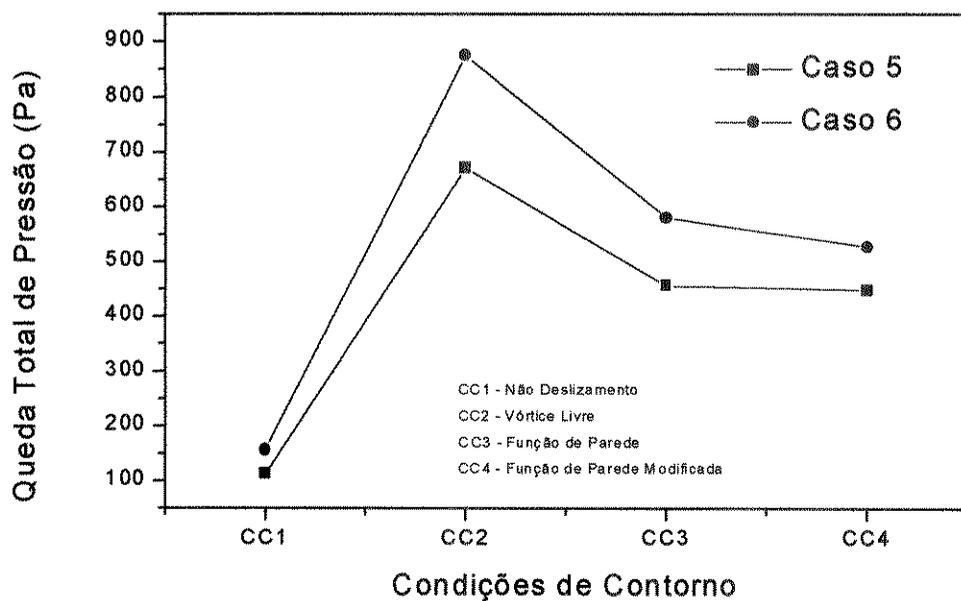


Figura 7.12 - Queda de pressão como função da condição de contorno na parede para a velocidade tangencial.

7.4.3- Visualização Científica dos Resultados do Modelo EEBB

Os mapas de contorno gerados com a solução do modelo EEBB para o Caso 5 podem ser visualizados nas Figuras 7.13 a 7.16. Comportamento similar foi observado para o Caso 6 e, portanto, foram suprimidos deste trabalho.

A Figura 7.13 apresenta um mapa de fração volumétrica de sólido e indica a presença da fase particulada somente numa região adjacente a parede externa do ciclone. Isso decorre da alta força centrífuga sobre as partículas sólidas gerada pelo escoamento giratório de alta intensidade da fase gasosa. Acredita-se também que a concentração de sólido junto a parede deva-se ao elevado diâmetro das partículas ($d_p=1430$ micra para o Caso 5 e 163 micra para o Caso 6) que confere uma carga inercial considerável para a fase sólida.

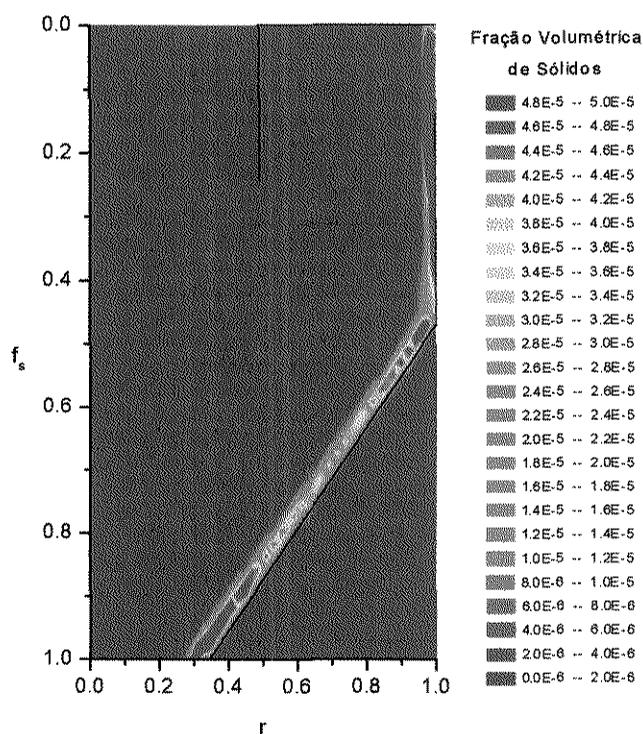


Figura 7.13 - Mapa de fração volumétrica de sólidos (Caso 5).

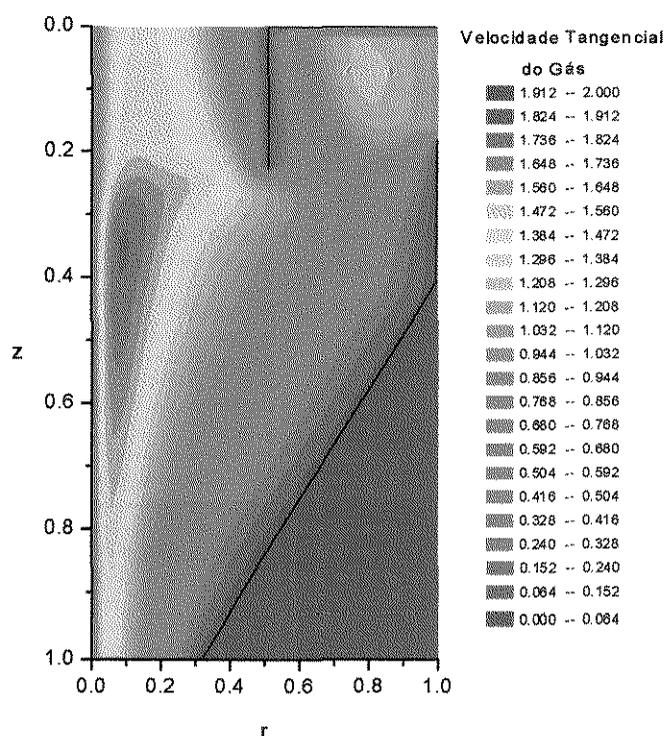


Figura 7.14 - Mapa de velocidade tangencial da fase gasosa (Caso 5).

O comportamento da velocidade tangencial do gás sujeita a uma condição de não deslizamento junto a parede e a presença da fase sólida, pode ser visto no mapa da Figura 7.14. Nota-se claramente o deslocamento do pico de velocidade tangencial para uma região mais próxima do eixo de simetria. A velocidade máxima atinge um valor de duas vezes a velocidade tangencial na entrada, bastante inferior ao valor de 3,85 vezes encontrado para o escoamento monofásico do Caso 1, apresentado e discutido no Capítulo 6 (Figura 6.15, página 132). Quando comparados o mapa da Figura 7.14 com o da Figura 6.15, além da diferença quantitativa, observa-se uma maior dispersão da região de velocidade máxima quando da presença da fase particulada, em direção ao sistema coletor de sólidos. Acredita-se que essa dispersão e redução da velocidade máxima seja responsável pela redução da queda de pressão devido a presença da fase particulada.

A Figura 7.15 apresenta o mapa de velocidade axial da fase gasosa com comportamento semelhante ao do escoamento monofásico do Caso 1 (Figura 6.16, página 132). A região de máxima velocidade axial ascendente e descendente também sofre influência da atenuação do escoamento giratório, difundindo-se em direção as paredes interna e externa do ciclone.

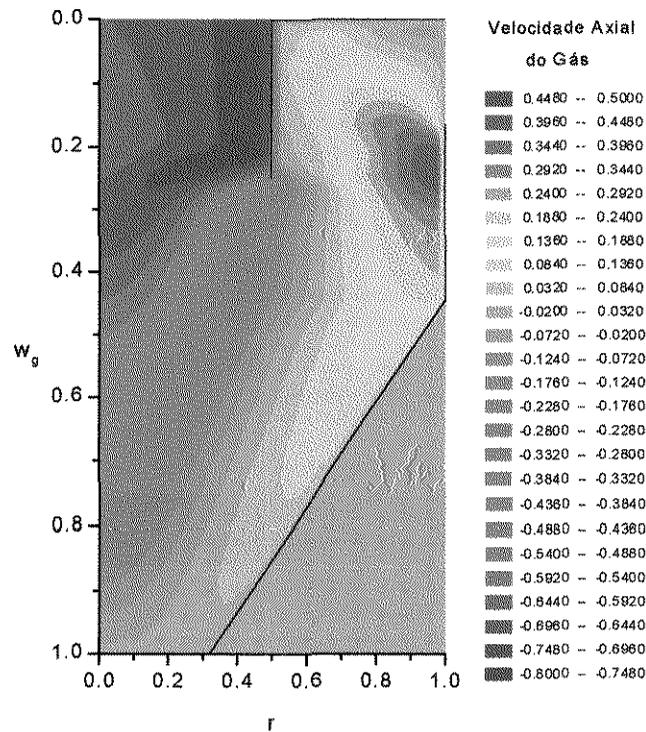


Figura 7.15 - Mapa de velocidade axial da fase gasosa (Caso 5).

O mapa de pressão para o Caso 5, Figura 7.16, apresenta uma redução da região de baixa pressão observada nos casos monofásicos. Nota-se também uma maior uniformidade de pressão nas regiões próximas a parede externa do ciclone, possivelmente devido a presença da fase particulada. Acredita-se que a força resistiva entre as fases exerce papel importante naquelas regiões, atuando como um sumidouro de quantidade de movimento da fase gasosa, homogeneizando os gradientes de pressão.

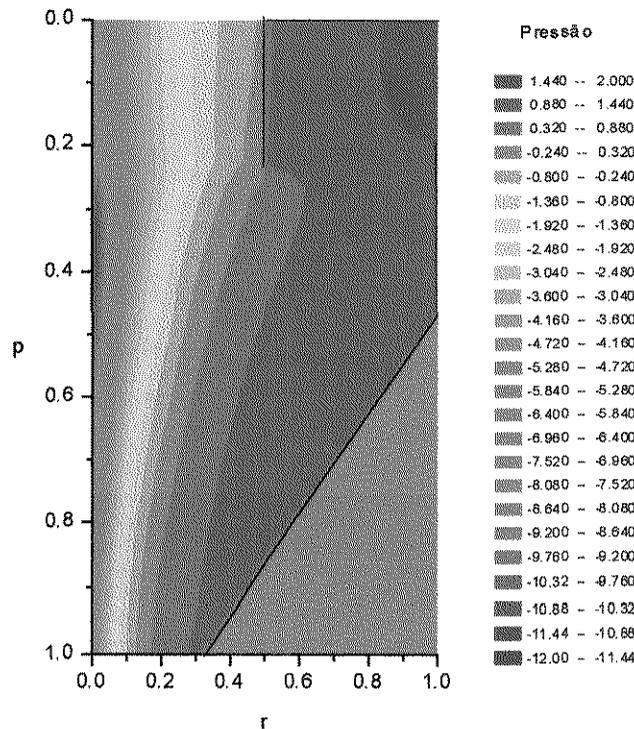


Figura 7.16 - Mapa de pressão (Caso 5).

7.5- Experimentos Numéricos com o Modelo EELB

Conforme citado anteriormente, adota-se nessa seção o Caso 7 como estudo de caso para os experimentos numéricos com o modelo Euleriano-Euleriano-Lagrangiano Bidimensional (EELB).

Inicialmente apresenta-se as soluções obtidas com o modelo EEBB para o Caso 7 e, em seguida aplica-se o algoritmo para o cálculo da trajetória das partículas visando a obtenção da curva de eficiência de coleta.

7.5.1- Resultados do Modelo EEBB

Para a solução do Caso 7 pelo modelo EEBB, aplicou-se a malha 3, acoplamento SIMPLEC e esquema de interpolação UPWIND com um intervalo de tempo na estratégia de tempo distorcido da ordem de $2.5 \cdot 10^{-5}$ s. Esse valor reduzido de Δt foi escolhido para garantir a obtenção da solução e ao mesmo tempo aproximar-se ainda mais de uma solução transiente.

Utiliza-se uma condição de contorno para a velocidade axial da fase gasosa na entrada do “hopper” do tipo continuidade de fluxo. Isso deve-se ao fato que uma condição de velocidade nula naquela posição apresenta sérios problemas de convergência. Possivelmente isto implica na importância do escoamento da fase gasosa no interior do sistema coletor de sólido, fato esse não observado nos Casos 5 e 6. Nenhuma simulação com a presença do “hopper” foi realizada face ao incremento substancial do tempo computacional que isso conduziria.

A convergência da solução pode ser vista através do gráfico da norma euclidiana da fonte de massa da fase gasosa, como função do número de iterações, apresentado na Figura 7.17. Percebe-se um comportamento oscilatório na fonte de massa a partir das primeiras 15.000 iterações, indicando que a escolha dos parâmetros de relaxação, principalmente o reduzido intervalo de tempo na integração temporal, não garante uma solução totalmente estável. Entretanto, essa oscilação em torno de valores reduzidos da fonte de massa (10^{-7}), praticamente não interfere na qualidade da solução numérica como pode ser visto na curva de eficiência global de coleta em função do tempo distorcido (Figura 7.18).

Valores experimentais indicam uma eficiência global de 90 % para esse caso. Ou seja, o reduzido diâmetro médio das partículas oferece condições para o arraste das partículas em direção ao tubo de saída dos gases, causando ineficiência. Os resultados do modelo EEBB apresentam uma eficiência em torno de 92% como consequência do arraste das partículas. Esses resultados contrariam a hipótese assumida anteriormente de que o modelo invíscido não possibilitaria a observação do arraste das partículas e forneceria sempre valores de eficiência na ordem de 100 %.

A seguir apresenta-se os mapas de contorno para o escoamento bifásico gás-sólido com o objetivo de visualizar cientificamente os resultados do modelo EEBB para o Caso 7.

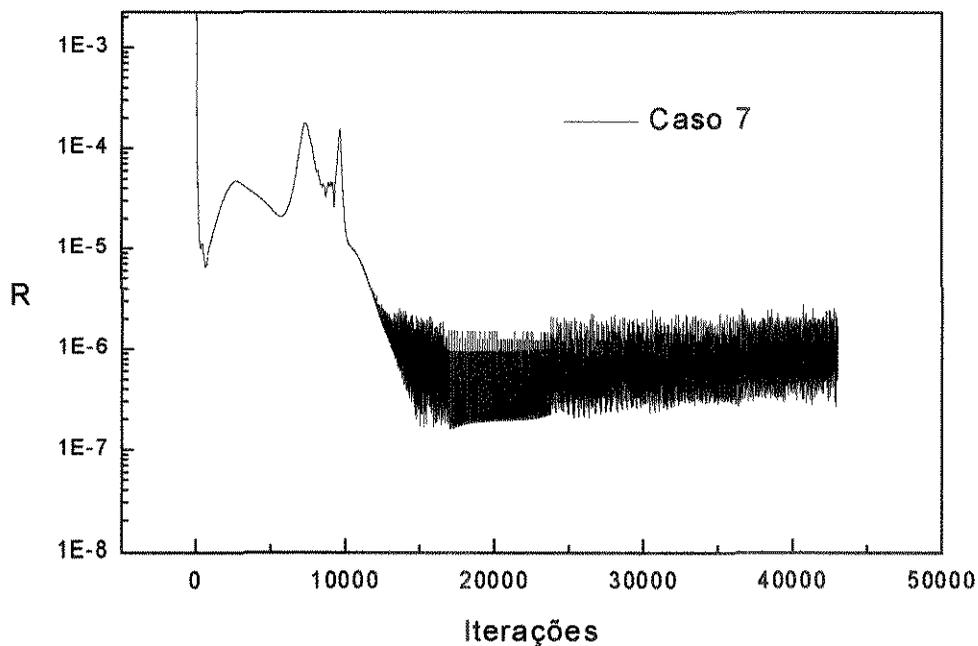


Figura 7.17 - Norma euclidiana versus número de iterações para o Caso 7.

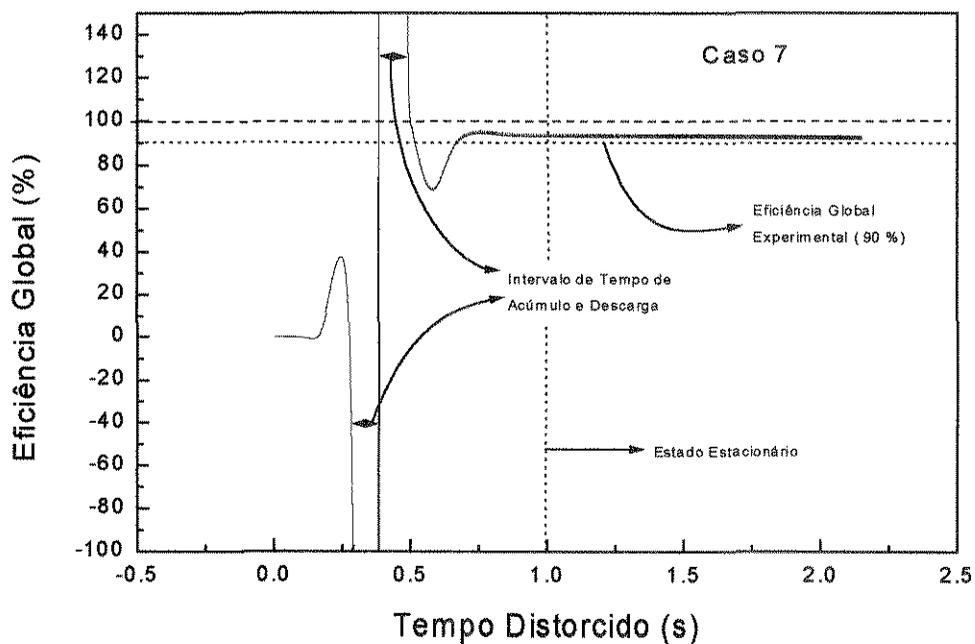


Figura 7.18 - Eficiência de coleta em função do tempo distorcido (Caso 7).

A Figura 7.19 mostra a distribuição de fração volumétrica da fase sólida do domínio espacial bidimensional do ciclone. Percebe-se que o fluxo convectivo da entrada arrasta uma parcela das partículas em direção a parede externa do tubo de saída dos gases. Essas partículas deslizam pela parede e encontram a corrente ascendente de gás e são arrastadas causando ineficiência no ciclone. Entretanto a maior fração da fase sólida não consegue vencer a força centrífuga gerada pelo escoamento da fase gasosa e são arrastadas em direção a parede externa do ciclone, deslizando até a entrada do sistema de coleta de sólidos. Os valores de fração volumétrica são apresentados numa escala logarítmica para se evitar erros na geração do mapa de contorno.

As Figuras 7.21 e 7.22 mostram os mapas de velocidade tangencial para a fase gasosa e para a sólida, respectivamente. Verifica-se a ocorrência de uma zona de alto giro na fase gasosa na região adjacente a entrada do sistema coletor de sólidos. Este fato provavelmente comprova a importância do “hopper” sobre o escoamento da fase gasosa, e resulta da condição de continuidade de fluxo para a velocidade axial imposta como condição de contorno para ambas as fases na entrada do sistema coletor de sólidos.

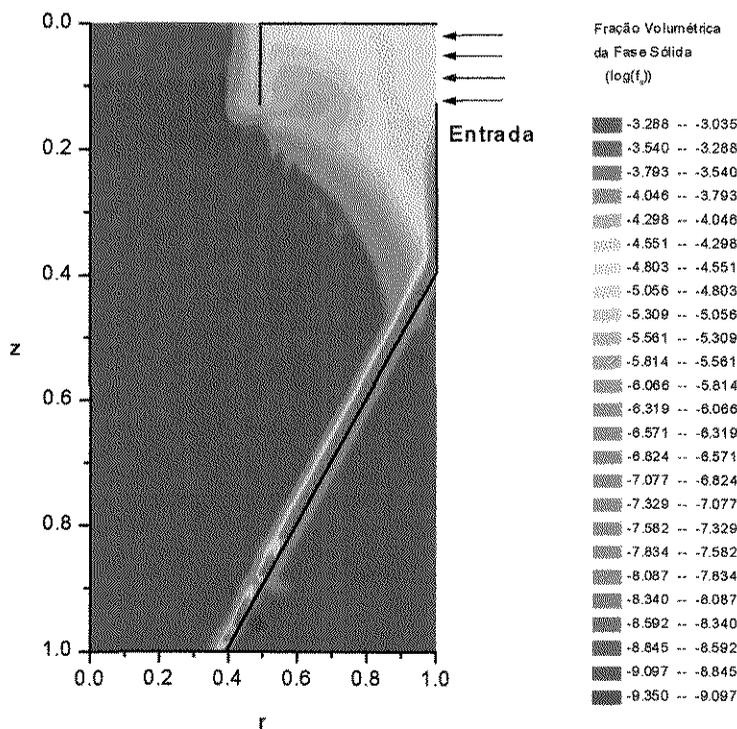


Figura 7.19 - Mapa de fração volumétrica da fase sólida (Caso 7).

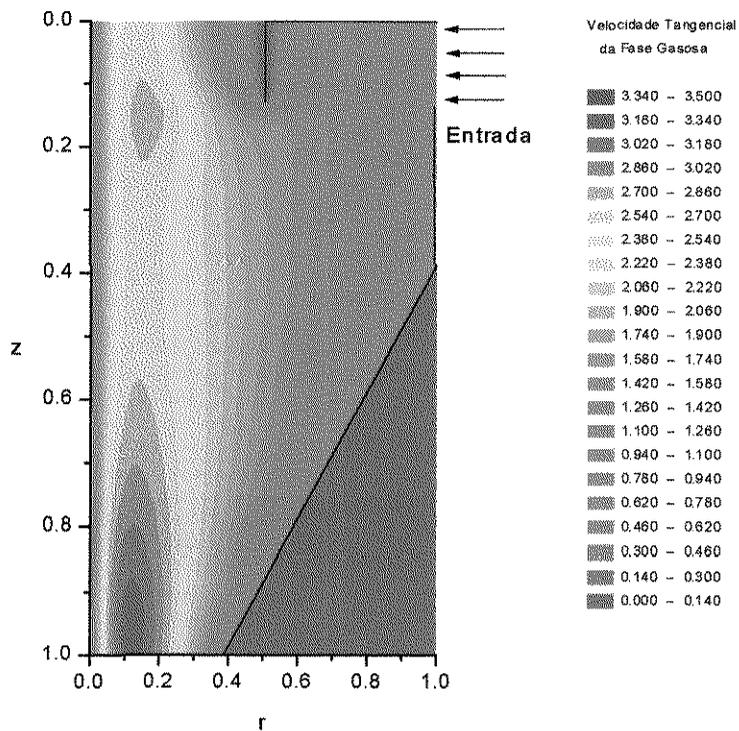


Figura 7.20 - Mapa de velocidade tangencial da fase gasosa (Caso 7).

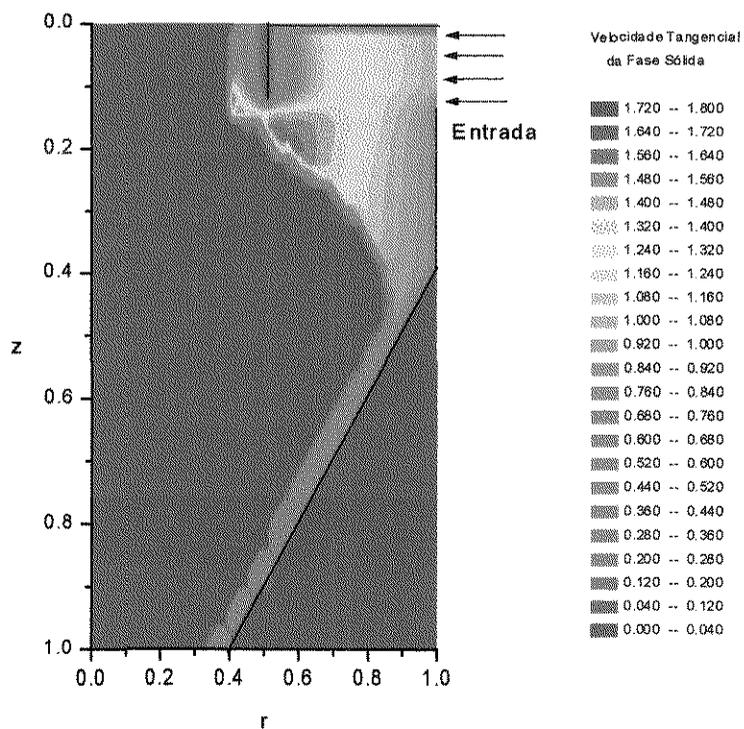


Figura 7.21 - Mapa de velocidade tangencial da fase sólida (Caso 7).

Os mapas de velocidade axial para ambas as fases podem ser visualizados nas Figuras 7.22 e 7.23. O comportamento da fase gasosa é semelhante aquele obtido quando do escoamento monofásico, apresentando um pico de velocidade ascendente próximo a parede do tubo de saída de gás. Entretanto ocorre uma maior homogeneização do escoamento descendente. Um fluxo considerável de gás existe na entrada do sistema coletor de sólidos como resultado da sua influência sobre o escoamento bifásico. A fase sólida, dispersa próximo a entrada e mais concentrada junto a parede, apresenta perfis de velocidade axial somente naquelas regiões.

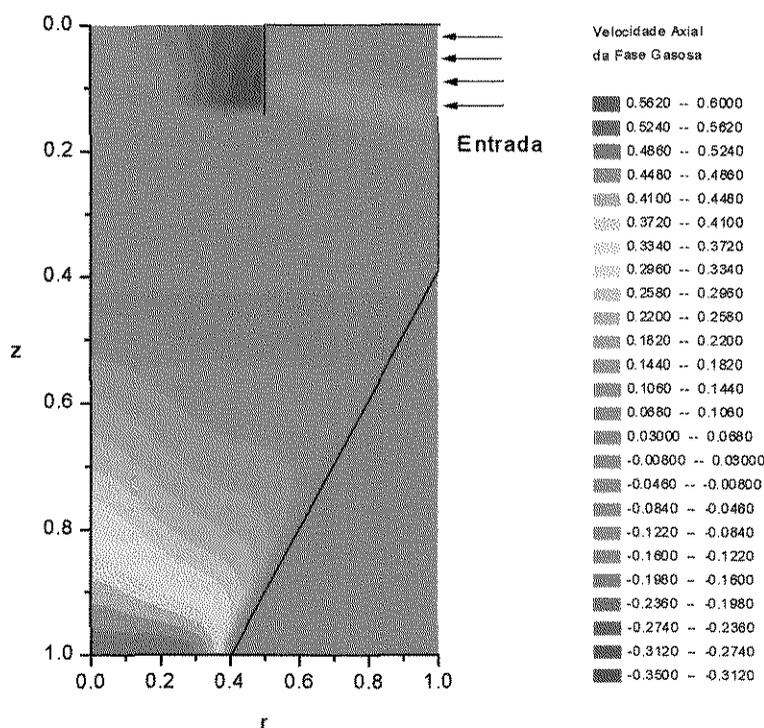


Figura 7.22 - Mapa de velocidade axial da fase gasosa (Caso 7).

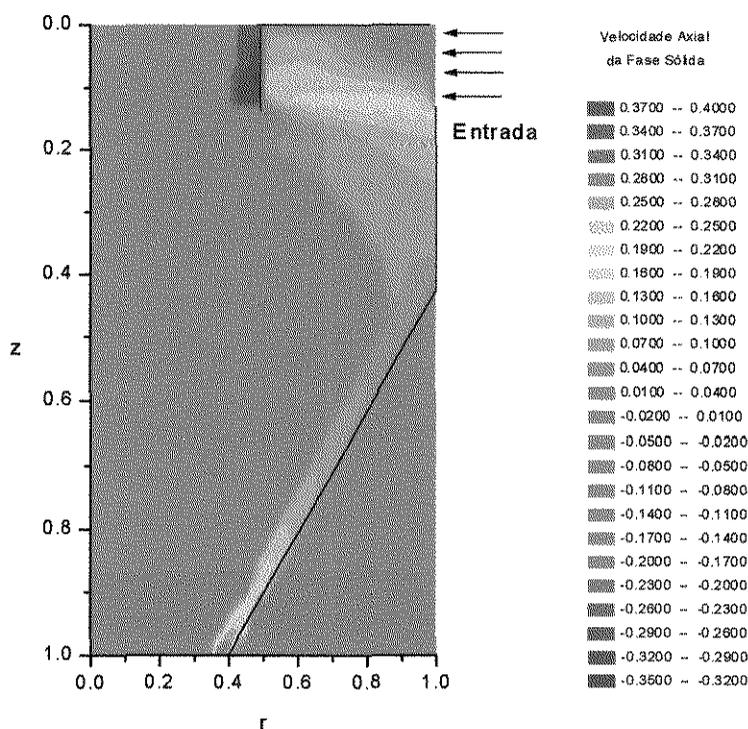


Figura 7.23 - Mapa de velocidade axial da fase sólida (Caso 7).

O mapa de pressão pode ser visto na Figura 7.24. Uma grande homogeneização axial de pressão é observada ao longo de praticamente toda a extensão do ciclone sendo os gradientes radiais predominantes. Nota-se um deslocamento do centro de baixa pressão, observado nos casos monofásicos, na direção do tubo de saída de sólidos, provavelmente como consequência do escoamento giratório de alta intensidade localizado na entrada o sistema coletor de sólidos.

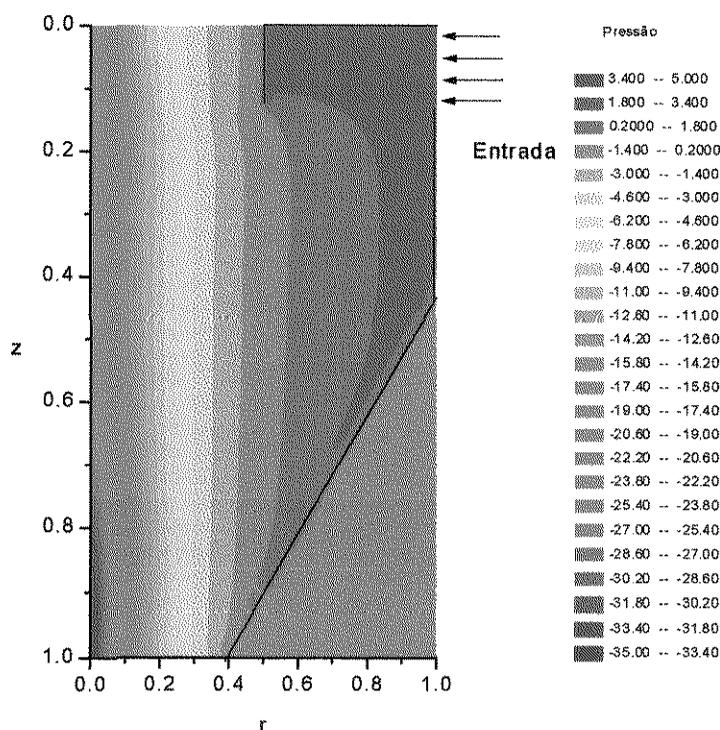


Figura 7.24 - Mapa de pressão (Caso 7).

7.5.2- Predição da Trajetória das Partículas e da Curva de Eficiência com o Modelo EELB

Para o cálculo das trajetórias das partículas no interior do ciclone através do modelo Lagrangeano, utilizando os campos de velocidade, pressão e propriedades turbulentas da fase gasosa, obtidos com os modelos EMB e EEBB, para o Caso 7, adotou-se uma faixa granulométrica de partículas compreendida entre os diâmetros de 0,5 a 15 micra.

Em todos os testes para a predição das trajetórias das partículas, utilizou-se como referência o Caso 7, com a fase gasosa predita pelos modelos EMB (sem a presença da fase sólida), e com o modelo EEBB (com efeitos da fase sólida).

Adota-se um coeficiente de restituição partícula-parede igual a 1, por consideração de que os choques das partículas com as paredes sejam perfeitamente elásticos. Avalia-se a solução do modelo Lagrangeano com e sem dispersão turbulenta sobre o sólido particulado.

Manteve-se o intervalo de tempo para a integração no domínio temporal constante e igual a 0,0005 s em todos os testes realizados, e nenhuma análise foi efetuada para se verificar a convergência completa da integração, variando-se o incremento de tempo, face ao incremento considerável de esforço computacional para a solução dos sistemas acoplados de equações diferenciais ordinárias de primeira ordem.

As Figuras 7.25, 7.26 e 7.27, apresentam as trajetórias típicas das partículas de diâmetro 0,5 e 1,0 micra, diante das possíveis variações dos modelos. As trajetórias foram calculadas para 9 posições iniciais por diâmetro de partícula, distribuídas uniformemente ao longo da seção transversal da alimentação, para uma melhor visualização das trajetórias. E ainda, apresenta-se somente o deslocamento das partículas no plano simétrico r - z , como forma de representação bidimensional das trajetórias tridimensionais.

A Figura 7.25, apresenta as trajetórias obtidas com o modelo EMB para o gás e o modelo Lagrangeano sem dispersão turbulenta (modelo determinístico). Para diâmetros maiores que 1,0 micron todas as partículas foram coletadas, independentemente se suas posições iniciais e, para as menores, a eficiência foi de 66,67 %.

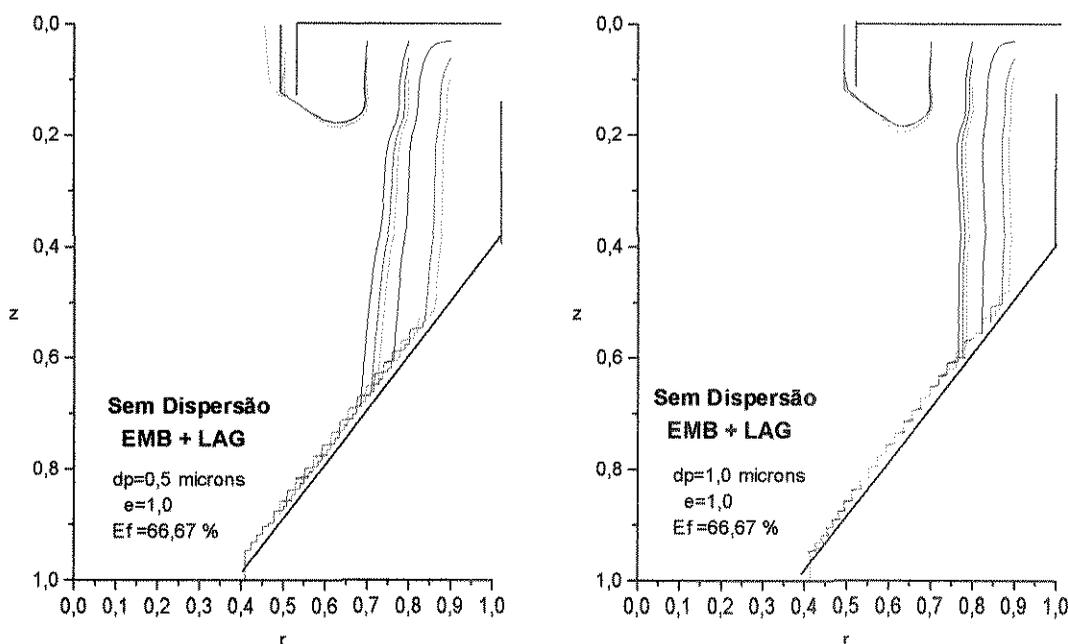


Figura 7.25-Trajетórias das partículas de diâmetro 0,5 e 1,0 micra obtidas com o modelo Lagrangeano sem dispersão acoplado ao modelo EMB para para fase gasosa (modelo determinístico).

As trajetórias obtidas com o modelo Lagrangeano estocástico e com a fase gasosa predita pelo modelo EMB, podem ser visualizadas na Figura 7.26. Os efeitos da dispersão são nítidos quando comparadas as trajetórias da Figura 7.25 com as das Figura 7.26 principalmente no que diz respeito ao movimento desordenado das partículas devido as flutuações turbulentas da fase gasosa. Percebe-se que estes efeitos de dispersão tendem a anular o movimento convectivo das partículas em direção ao tubo de saída do gás, responsável pelo arraste das partículas e, por conseqüência, a eficiência de coleta tende a aumentar.

Introduzindo-se o efeito da fase sólida sobre a gasosa através do modelo EELB, juntamente com a dispersão turbulenta, tem-se uma completa anulação de ineficiência, conforme pode ser visto na Figura 7.27.

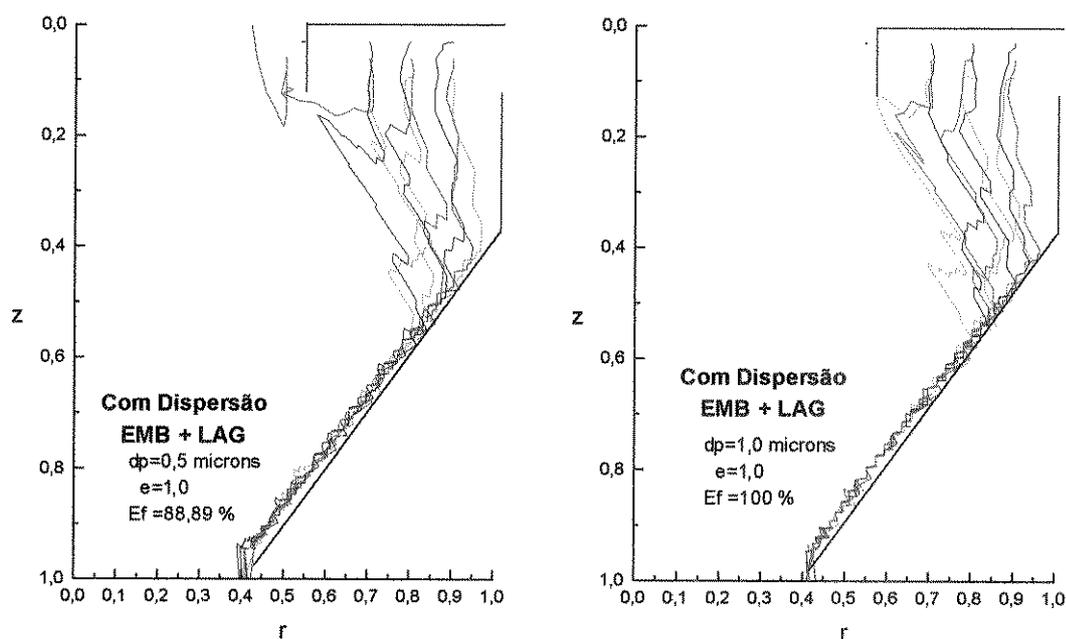


Figura 7.26- Trajetórias das partículas de diâmetro 0,5 e 1,0 micra obtidas com o modelo Lagrangeano com dispersão, acoplado ao modelo EMB para para fase gasosa (modelo estocástico).

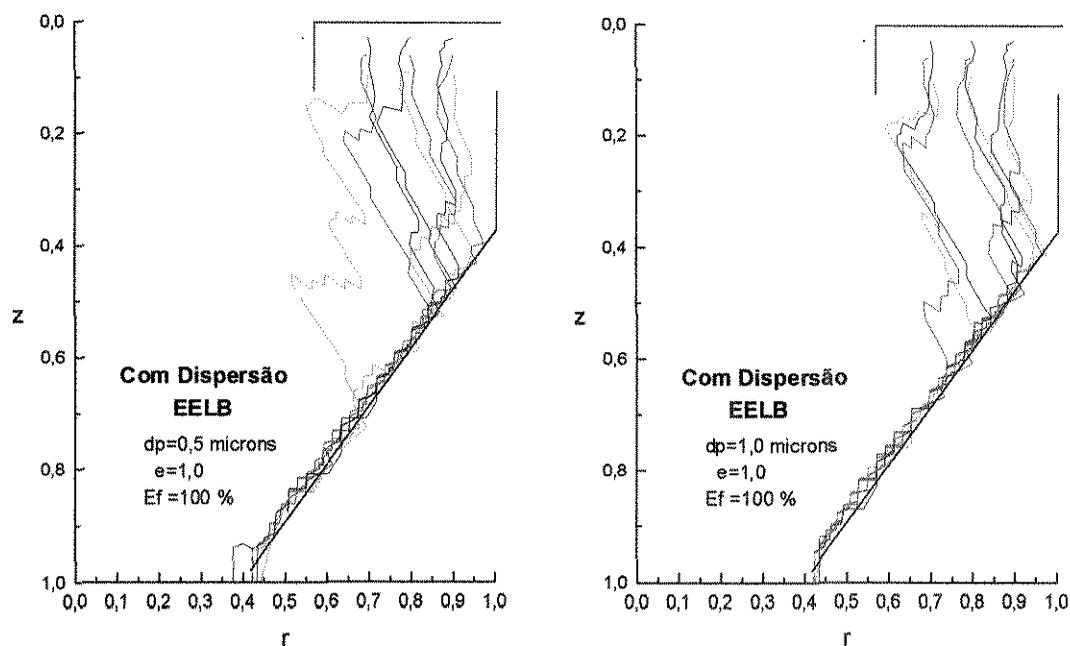


Figura 7.27- Trajetórias das partículas de diâmetro 0,5 e 1,0 micra obtidas com o modelo EELB com dispersão turbulenta sobre a fase sólida.

7.6- Algumas Conclusões

O modelo EEBB representa satisfatoriamente o escoamento gás sólido em ciclones. Todavia necessita ainda de uma melhor validação principalmente no que diz respeito a condição de velocidade tangencial na parede e a influência do sistema coletor de sólidos.

Se faz necessário ainda, um melhor conhecimento experimental desse tipo de escoamento e uma maior validação do modelo com casos experimentais que contenham mais informações sobre a atenuação do pico de velocidade tangencial e da conseqüente redução da queda de pressão, proveniente da presença da fase sólida.

A despeito de sua simplicidade, principalmente no que tange a modelagem da fase sólida (escoamento invíscido), o modelo Euleriano-Euleriano Bifásico Bidimensional (EEBB), permite a predição do arraste de partículas em direção ao tubo de saída de gás responsável por ineficiência dos ciclones.

O modelo EELB, para predição de trajetórias das partículas e da grade de eficiência de coleta em ciclones, necessita de um maior estudo com outros casos da literatura. A dispersão turbulenta introduzida pelo modelo de tempo de vida do turbilhão, apresentou para o caso de estudo analisado, efeitos superiores àqueles esperados, praticamente eliminando o arraste de sólidos em direção ao tubo de saída dos gases. Além disso, acredita-se que o efeito do sistema coletor de sólidos, não introduzido no modelo EEBB, apresenta papel decisivo no campo de escoamento do gás e necessita de uma maior investigação.

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES E SUGESTÕES

As principais conclusões desta tese são:

- O modelo Euleriano Monofásico Bidimensional (EMB) aplicado para simulação do escoamento de gás em ciclones, por das técnicas da fluidodinâmica computacional, usadas para o desenvolvimento do programa CICLO, representa com sucesso o escoamento ciclônico. Permite predizer fenômenos de preservação de vorticidade, reversão do escoamento, zonas de circulação de fluido, escoamento contrário de gás (“downflow”), efeitos do sistema coletor de sólido sobre o campo de escoamento do gás e a anisotropia dos tensores de Reynolds. Em todos os casos analisados a concordância entre os dados experimentais e aqueles obtidos numericamente corroboram o modelo como representativo para o escoamento de gás em ciclones.
- O modelo de turbulência anisotrópico híbrido, oriundo da combinação entre um modelo de zero equações (comprimento de mistura de Prandtl) e um modelo de duas equações (modelo $k-\epsilon$), e aplicado no modelo EMB, possibilita a representação correta do escoamento vorticial em ciclones, com boa concordância na predição dos perfis e do pico de velocidade tangencial. E, praticamente, descarta a validade do modelo isotrópico representado pelo modelo de turbulência $k-\epsilon$.
- O modelo bidimensional EMB e os resultados apresentados, deixa clara a necessidade da utilização de funções de parede empíricas como condições de contorno para a velocidade tangencial, como forma de introduzir uma combinação de efeitos de contorno dados por uma condição de não deslizamento e outra de escoamento em vórtice livre. E ainda, essas

funções apresentam forte dependência funcional com as características geométricas dos ciclones, e devem ser específicas para cada tipo de ciclone: Lapple, Stairmand e etc.

- O modelo gás-sólido EEBB, com uma modelagem invíscida para a fase sólida, com o modelo EMB para a fase gasosa e com uma função empírica para a força resistiva entre as fases, representa satisfatoriamente o escoamento gás-sólido em fase diluída nos ciclones. Prevê-se a atenuação do escoamento vorticial e a redução na queda de pressão como efeitos da fase sólida sobre a fase gasosa. Entretanto a condição de não-deslizamento na parede para a velocidade tangencial da fase gasosa ao invés de uma função de parede para o escoamento vorticial gás-sólido implica numa sobrepredição dos efeitos e necessita de estudo experimental mais adequado.
- Fenômenos de arraste de partículas em direção ao tubo de saída dos gases causando ineficiência em ciclones, foi, especificamente no Caso 7, observado na solução numérica do modelo EEBB. Isto comprova a capacidade de predição desse fenômeno, sem uma modelagem mais detalhada da fase sólida que inclua, por exemplo, balanços de força nas imediações das paredes conforme sugerido por Zhou e Soo (1991) e termos de dispersão turbulenta sobre a fase sólida a partir de um modelo de turbulência multifásico ou a partir da teoria cinética dos materiais granulares.
- O modelo EELB desenvolvido nesse trabalho, necessita de uma maior validação com outros casos da literatura, no que tange, principalmente, ao efeito da dispersão turbulenta sobre as partículas e ao efeito do sistema coletor de sólidos sobre o campo de escoamento do gás. Essas avaliações não foram possíveis face principalmente ao dispendioso esforço computacional necessário incompatível com a proposta de utilização de microcomputadores pessoais para a simulação de ciclones.
- As técnicas da fluidodinâmica computacional, especificamente o método dos volumes finitos com malha deslocada, com algoritmo de acoplamento pressão-velocidade do tipo SIMPLE, com os esquemas de interpolação do tipo UPWIND e WUDS, com as técnicas de relaxação do tipo transiente distorcido, com o procedimento de linha-por-linha com TDMA para a solução de sistemas de equações algébricas e com as ferramentas gráficas para a visualização científica dos resultados, mostraram-se plausíveis para a representação numérica do escoamento em ciclones utilizando-se uma plataforma computacional do tipo microcomputador pessoal da linha PENTIUM. Tanto as taxas de convergência quanto o

tempo computacional despendido foram razoáveis e plausíveis para o tipo de análise numérica que se pretendeu neste trabalho.

Como resultado da experiência adquirida durante a execução desse trabalho, lista-se, a seguir, um conjunto de sugestões para possíveis trabalhos futuros.

- Seleção de novos casos para a realização de novos testes de validação do modelo EEBB para o escoamento gás-sólido em ciclones. Necessariamente esses novos casos devem conter informações experimentais detalhadas e precisas sobre: queda de pressão na presença e na ausência da fase sólida; perfis radiais de velocidade tangencial da fase gasosa com e sem a presença da fase particulada. Com esses novos casos, definir precisamente a influência da fase sólida no que diz respeito a função de parede para a velocidade tangencial e efeitos de população de partículas no modelo empírico para a força resistiva. Avaliar também os modelos de balanço de força para as partículas adjacentes as paredes incluindo forças de interação sólido-parede, sólido-sólido e sólido gás.
- Seleção e estudo de novos casos de escoamento gás-sólido para avaliar-se o efeito do sistema coletor de sólidos sobre a eficiência de coleta de partículas.
- Definição de casos reais de aplicação de ciclones como, por exemplo, os ciclones secundários das unidades de craqueamento catalítico de petróleo, para a realização de estudos de melhoria de performance a partir de soluções do modelo EMB, do modelo EEBB e do modelo EELB.
- Desenvolvimento de uma malha numérica que acompanhe a forma cônica da seção cônica dos ciclones (“body-fitted”), visando uma melhor distribuição e concentração dos pontos na malha, para a realização de ensaios numéricos independentes da malha.
- Montagem de uma instalação experimental para avaliar-se mais profundamente a influência do sistema de coleta de sólidos sobre o campo de escoamento do gás e sobre a eficiência global de coleta dos ciclones, comparando, simultaneamente, os dados experimentais e os preditos pelos modelos.

- Modelagem e simulação de ciclones com modelos tridimensionais fazendo-se uso dos softwares comerciais de CFD, para analisar-se os efeitos de entrada tridimensional e a validade da hipótese de transformação da entrada 3-D assimétrica para uma entrada 3-D simétrica, comparando-se com os resultados 2-D obtidos neste trabalho.
- Desenvolvimento de modelos multifásicos para análise de situações com maior concentração de sólidos a partir da consideração de faixas granulométricas que se comportem como fases distintas que interagem entre si e com as paredes do ciclone. Neste caso as forças de interação entre as fases sólidas necessitam de um detalhamento mais aprofundado e a dispersão turbulenta na fase sólida deve ser introduzida com base na teoria cinética dos materiais granulares.

E para finalizar, acredita-se que esse trabalho, a despeito de sua contribuição científica, tenha, sobretudo, contribuído profundamente na aquisição de experiência científica em nível de doutoramento. Experiência essa, traduzida em espírito crítico e metodologia científica, necessários à criação e à condução de uma linha de pesquisa em fluidodinâmica computacional para o tratamento problemas ligados diretamente aos fenômenos da Engenharia Química.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ABRAHAMSON, J. ; MARTIN, C. G. and WONG, K. K., “The Physical Mechanisms of Dust Collection in a Cyclone”, *Trans. IChemE.*, Vol. 56, pág.168-177, 1978.
2. ALEXANDER, R. M., “Fundamentals of Cyclone Design and Operation”, *Proc. Australas Inst. Min. Metall.*, Vol. 152, no 3, pág. 202-228, 1949.
3. BIRD, R. B. ; STEWART, W. E. and LIGHTFOOT, E. N., *Transport Phenomena*, Ed. Wiley, New York, 1960.
4. BOYSAN, F. ; AYERS, W. H. e SWITHENBANK, J., “A Fundamental Mathematical Modeling Approach to Cyclone Design”, *Trans. IChemE*, Vol. 60, pág. 222-230, 1982.
5. CARVALHO, L. M, Tese de Mestrado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP, Brasil, 1993.
6. CEBECI, T. and SMITH, A. M. O., *Analysis of Turbulent Boundary Layers*, Ed. Academic Press Inc., San diego, 1974.
7. CHAPMAN, G. T. and TOBAK, M., “Observations, Theoretical Ideas, and Modeling of Turbulent Flows – Past, Present, and Future”, in Dwoyer *et al.* – *Theoretical Approaches to Turbulence*, *Applied Math. Scie.*, Vol. 58, pág. 19-49, 1985.
8. CREMASCO, M. A., *Estudo sobre o escoamento Ar-Partículas em um Reator Ciclônico*, Tese de Doutorado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP, Brasil, 182 pág., 1994.
9. DUGGINS, R. K. e FRITH, P. C. W., “Turbulence Anisotropy in Cyclones”, *Filtration & Separation*, pág. 394-397, Nov/Dec, 1987.

10. DAVIDSON, M. R., “Numerical Calculations of Flow in a Hydrocyclone Operating without an Air Core”, *Appl. Math. Modelling*, Vol. 12, pág. 119-128, 1988.
11. DYAKOWSKI, T. e WILLIAMS, R. A., “Modelling Turbulent Flow within a Small-Diameter Hydrocyclone”, *Chem. Eng. Sci.*, Vol. 48, no 6, pág. 1143-1152, 1993.
12. ELKAIM, D. ; MCKENTY, F. ; REGGIO, M. and CAMARERO, R., “Control Volume Finite Element Solutions of Confined Turbulent Swirling Flows”, *Int. J. Num. Meth Fluids*, Vol 19, pág. 135-152, 1994.
13. FERZIGER, J. H., “Simulation of Incompressible Turbulent Flows”, *J. Comp. Phys.*, Vol. 69, No. 1, pág. 1-48, 1987.
14. GIDASPOW, D., *Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions*, Ed. Academic Press, San Diego, 1994.
15. GIDASPOW, D. and ETTEHADIEH, B., “Fluidization in Two-Dimensional Beds with a Jet. 2. Hydrodynamic Modeling”, *Ind. Eng. Chem. Fundamentals*, Vol. 22, pág. 193-201, 1983.
16. HINZE, J. O., *Turbulence*, Ed. McGraw-Hill Book Co., 2nd ed., New York, 1975.
17. HINZE, J. O., “Momentum-Energy Balance Equations for a Flowing Homogeneous Suspension with Slip Between the Two Phases”, *Appl. Sci. Res.*, A11, 33-46, 1962.
18. HOFFMANN, A. C. ; VAN SANTEN, A. and ALLEN, R. W. K., “Effects of Geometry and Solid Loading on the Performance of Gas Cyclones”, *Powder Technology*, Vol. 70, pág. 83-91, 1992.
19. HOFFMANN, A. C. ; de GROOT, M. and HOSPERS, A., “The Effect of the Dust Collection System on the Flowpattern and Separation Efficiency of a Gas Cyclone”, *Canad. J. Chem. Eng.*, Vol. 74, pág. 464-470, 1996.
20. HUNT, J. C. R., “Studying Turbulence using Direct Numerical Simulation: 1987 Center for Turbulence Research NASA Ames/Stanford Summer Programme”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 190, pág. 375-392, 1988.

21. KIM, K. Y. and CHANG, M. K., "Calculation of a Strongly Swirling Turbulent Round Jet with Recirculation by a Algebraic Stress Model", *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 9, pág. 62-67, 1988.
22. KIM, C. J. and RO, S. T., "Efficient and Robust Matrix Solver for the Pressure-Correction Equations in Two and Three-Dimensional Fluid Flow Problems", *Numerical Heat Transfer, Part B*, Vol. 27, pág. 355-369, 1995.
23. KIRCH, R., "Der Einfluss der Turbulenze auf die Partikelbewegung im Gaszyklon", *Fortschritt-Berichte*, VDI Verlag, Reihe 7, No. 145, Düsseldorf, 1988.
24. LAUNDER, B. E. e SPALDING, D. B., "The Numerical Computation of Turbulent Flows", *Comp. Meth. Applied Mech. Eng.*, Vol. 3, pág. 269-289, 1974.
25. LAUNDER, B. E. ; REECE, G. F. and RODI, W., "Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure", *J. Fluid Mech.*, Vol. 68, pág. 537-566, 1975.
26. LILLEY, D. G. and CHIGIER, N. A., "Nonisotropic Turbulent Stress Distribution in Swirling Flows from Mean Value Distributions", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 14, pág. 573-585, 1971.
27. LILLEY, D. G. and CHIGIER, N.A., "A Complex Code for Swirling Turbulent Axisymmetric Recirculating Flows in Practical Isothermic Combustors Geometries", *NASA Research Report*, 1982.
28. MADSEN, H. J. ; THORSTENSEN, J. H. ; SALIMI, P. ; HASSING, N. H. and RUSAAS, J., "Prediction of the Performance of Gas Cyclones", *Second CFDS International User Conference*, December, 1994.
29. MALHOTRA, A. ; BRANION, R. M. R. and HAUPTMANN, E. G., "Modelling the Flow in a Hydrocyclone", *Canad. J. Chem. Eng.*, Vol. 72, pág. 953-960, 1994.
30. MALISKA, C. R., *Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional: Fundamentos e Coordenadas Generalizadas*, Ed. LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., Rio de Janeiro, 1995.
31. MALISKA, C. R. ; SILVA, A. F. C. and ANDRADE, D., "A Strong Coupling Procedure for the Segregated Solutions of Rotating Flows", *Separation Phenomena in Liquids and Gases*, Ed. H. G. Wood, University of Virginia, pág. 223-232, 1992.

32. MARTINUZZI, R. and POLLARD, A., “Comparative Study of Turbulence Models in Predicting Turbulent Pipe Flow. Part I: Algebraic Stress and k- ϵ Models”, AIAA Journal, Vol. 27, No. 1, 29-36, 1989-a.
33. MARTINUZZI, R. and POLLARD, A., “Comparative Study of Turbulence Models in Predicting Turbulent Pipe Flow. Part II: Reynolds Stress and k- ϵ Models”, AIAA Journal, Vol. 27, No. 12, 1714-1721, 1989-b
34. MEIER, H. F. and MORI, M., “Modeling and Simulation of the Turbulent Gas Flow in a Cyclone Separator”, Actas del 3^{er} Congreso Interamericano de Computacion Aplicada a la Industria de Procesos, Villa Maria-Cordoba, Argentina, pág.193-198, 1996.
35. MEIER, H. F. and MORI, M., “Computational Fluid Dynamic Techniques for Gas Flow in Cyclones”, Presented and published in the proceedings of the Forth CFX International Users Conference, Chicago-EUA, 1997, a.
36. MEIER, H. F. and MORI, M., “Computational Fluid Dynamic Techniques for Simulation of the Gas Flow in Cyclones”, Anais do XVIII CILAMCE – Congresso Íbero Latino-Americano de Métodos Computacionais para Engenharia, Brasília-DF, Brasil, pág. 965-972, 1997, b.
37. MEIER, H. F. and MORI, M., “Efeito da Anisotropia dos Tensores de Reynolds no Escoamento de Gás em Ciclones”, Apresentado e publicado nos anais do XXV ENEMP- Congresso Nacional de Sistemas Particulados, São Carlos-SP, Brasil, 1997, c.
38. MEIER, H. F. ; ALVES, J. J. N. and MORI, M., “Comparison between Staggered and Colocated Grids in the FVM for Multiphase Flows”, Presented and published in the proceedings of the Forth CFX Internationa Users Conference, Chicago-EUA, 1997, a.
39. MEIER, H. F. ; ALVES, J. J. N. and MORI, M., “Comparison of Finite-Volume Numerical Method with Staggered and Colocated Grids for Multi-Phase Flow”, Anais do XVIII CILAMCE – Congresso Íbero Latino-Americano de Métodos Computacionais para Engenharia, Brasília-DF, Brasil, pág. 957-964, 1997, b.
40. MEIER, H. F. ; ALVES, J. J. N. and MORI, M., “Comparison of Finite-Volume Numerical Method with Staggered and Colocated Grids for Single and Multi-Phase Flow”, Submetido à publicação na revista “Computer & Chemical Engineering”, 1997, c.

41. MEIER, H. F. and MORI, M., "Gas-Solid Flow in Cyclones: The Eulerian-Eulerian Approach", Submitted and accepted for presentation on ESCAPE 8-Belgium on May 1998, and accepted for publication in the *Computer & Chemical Engineering*, 1998.
42. MINKOWYCZ, W. J. ; SPARROW, E. M. ; SCHNEIDER, G. E. and PLECTHER, R. H., *Handbook of Numerical Heat Transfer*, Ed. John Wiley & Sons Inc., New York, 1988.
43. NEBRA, S., Comunicação Pessoal, Faculdade de Engenharia Mecânica, UNICAMP, *apud* CREMASCO (1994), 1994.
44. NALLASAMY, M., "Turbulence Models and their Applications to the Prediction of Internal Flows: A Review", *Computer & Fluids*, Vol. 15, No. 2, pág. 151-194, 1987.
45. O'BRIEN, T. J. ; SYAMLAL, M. ; NICOLETTI, P. and CELIK, I., "Time-Averaged Hydrodynamic Equations of Fluidization", *AICHE Symposium Series, Heat Transfer*, Vol. 89, No. 295, pág. 192-197, Atlanta, 1993.
46. OGAWA, A. , "Mechanical Separation Process and Flow Patterns of Cyclone Dust Collectors", *Appl. Mech. Ver.*, Vol. 50, no 3, pág. 97-130, 1997.
47. PARIDA, A. and CHAND, P., "Turbulent Swirl with Gas-Solid Flow in Cyclone", *Chem. Eng. Scie.*, Vol. 75, pág. 949-954, 1980.
48. PATANKAR, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Ed. Hemisphere Pub. Co., New York, 1980.
49. PATANKAR, S. V. and SPALDING, D. B., "A Calculation Procedure for Heat, Mass and Momentum Transfer in Three-Dimensional Parabolic Flows", *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol 15, pág. 1787-1806, 1972.
50. PATANKAR, S. V., "A Calculation Procedure for Two-Dimensional Elliptic Situations", *Numerical Heat Transfer*, Vol. 4, pág. 409-425, 1981.
51. PATTERSON, P. A. and MUNZ, R. J., "Cyclone Collection Efficiencies at Very High Temperatures", *Canad. J. Chem. Eng.*, Vol. 67, pág. 321-328, 1989.
52. PATTERSON, P. A. and MUNZ, R. J., "Gas and Particle Flow Patterns in Cyclones at Room and Elevated Temperatures", *Canad. J. Chem. Eng.*, Vol. 74, pág. 213-221, 1996.

53. PERICLEOUS, K. A., "Mathematical Simulation of Hydrocyclones", *Appl. Math. Modelling*, Vol. 11, pág. 242-255, 1987.
54. PERRY, R. H. and GREEN, D., *Perry's Chemical Engineers' Handbook*, Ed. McGraw Hill Book Co., 6th edition, Singapore, 1985.
55. RAITHBY, G. D. and SCHNEIDER, G. E., "Numerical Solutions of Problems in Incompressible Fluid Flow: Treatment of the Velocity-Pressure Coupling", *Numerical Heat Transfer*, Vol. 2, pág. 417-440, 1979.
56. RICHARDSON, J. F. and ZAKI, W. N., "Sedimentation and Fluidization: Part I", *Trans. Inst. Chem. Eng.*, Vol. 32, pág. 35-53, 1954.
57. RODI, W., "Examples of Turbulence Models for Incompressible Flows", *AIAA J.*, Vol. 20, pág. 872-879, 1976.
58. ROTTA, J. C., "Statistical Theory of Inhomogeneous Turbulence", *Z. Phys.*, Vol. 129, pág. 547-559, 1951.
59. ROWE, P. N., "Drag Forces in a Hydraulic Model of Fluidized Bed", *Trans. Inst. Chem. Eng.*, Vol. 39, pág. 175-180, 1961.
60. SAFFMAN, P. G., "Model Equations for Turbulent Shear Flow", *Studies Appl. Math.*, Vol. 53, pág. 17-34, 1974.
61. SILVA, M. A. e NEBRA, S. , "Numerical Calculations of Gas-Solid Flow in a Cyclone", *Comunicação pessoal*, UNICAMP, 1994.
62. SHEPHERD, C. B. and LAPPLE, C. E., "Flow Pattern and Pressure Drop in Cyclone Dust Collectors", *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 31, no 8, pág. 972-983, 1939.
63. SHEPHERD C. B. e LAPPLE, C. E., "Flow Pattern and Pressure Drop in Cyclone Dust Collectors: Cyclone without Inlet Vane", *Ind. Eng. Chem.*, Vol. 32, no 9, pág. 1246-1252, 1940.
64. SHUEN, J. S. ; CHEN, L. D. and FAETH, G. M., "Evaluation of a Stochastic Model of Particle Dispersion in a Turbulent Round Jet", *AIChE Journal*, Vol. 29, no 1, 1983.
65. SLATTERY, J. C., *Momentum, Energy, and Mass Transfer in Continua*, Ed. McGraw-Hill Book Co., New York, 1972.

66. SOO, S. L., *Particulate and Continuum: Multiphase Fluid Dynamics*, Ed. Hemisphere Pub. Co., New York, 1989.
67. SOUZA, D. R. C., *Desenvolvimento de um Software Aplicado em Linguagem C para Cálculo de Eficiência e Perda de Carga em Ciclones*, Tese de Mestrado, Faculdade de Engenharia Química, Universidade Estadual de Campinas, Campinas-SP, Brasil, 200 pág., 1994.
68. SPEZIALE, C. G., “Analytical Methods for Development of Reynolds-Stress Closures in Turbulence, *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 23, pág. 107-157, 1991.
69. STAIRMAND, C. J., “Pressure Drop in Cyclone Separators”, *Engineering*, October, pág. 409-413, 1949.
70. THOMPSON, J. F. , *J. Comput. Phys.*, Vol. 24, 1977.
71. TSUJI, Y. ; MORIKAWA, Y. and SHIOMI, H., “LDV Measurements of an Air-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe”, *J. Fluid Mech.*, Vol. 139, pág. 417-434, 1984.
72. TSUO, Y. P. and GIDASPOW, D., “Computation of Flow Patterns in Circulating Fluidized Beds”, *AIChE Journal*, Vol. 36, No. 6, pág. 885- 896, 1990.
73. WEN, C. Y. and YU, Y. H., “ Mechanics of Fluidization”, *Chem. Eng. Prog. Symp. Series*, Vol. 62, pág. 100-111, 1966.
74. YOSHIDA, H., “Three-Dimensional Simulation of Air Cyclone and Particle Separation by a Revised-Type Cyclone”, *Colloids and Surfaces*, Vol. 109, pág. 1-12, 1996.
75. YUU, S. ; JOTAKI, T. ; TOMITA, Y. and YOSHIDA, K., “The Reduction of Pressure Drop due to Dust Loading in a Conventional Cyclone”, *Chem. Eng. Scie.*, Vol. 33, pág. 1573-1580, 1978.
76. ZHOU, L. X. e SOO, S. L., “Gas-Solid Flow and Collection of Solids in a Cyclone Separator”, *Powder Technology*, Vol. 63, pág. 45-53, 1990.
77. ZHOU, L. X. e SOO, S. L., “On Boundary Conditions of Particle Phase and Collection Efficiency in Cyclones”, *Powder Technology*, Vol. 64, pág. 213-220, 1991.
78. ZHOU, L. X., *Theory and Numerical Modeling of Turbulent Gas-Particle Flows and Combustion*, Ed. Science Press, Beijing, 1993.