FABIANA SANCHES CRUZ

**ESTUDO DO ESCOAMENTO DE GÁS NO INTERIOR DE CICLONES
ATRAVÉS DA TÉCNICA DE FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL**

São Paulo

2013

FABIANA SANCHES CRUZ

**ESTUDO DO ESCOAMENTO DE GÁS NO INTERIOR DE CICLONES
ATRAVÉS DA TÉCNICA DE FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL**

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

**São Paulo
2013**

FABIANA SANCHES CRUZ

**ESTUDO DO ESCOAMENTO DE GÁS NO INTERIOR DE CICLONES
ATRAVÉS DA TÉCNICA DE FLUIDODINÂMICA COMPUTACIONAL**

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

**Área de Concentração:
Engenharia Química**

**Orientador: Prof. Dr. José Luís de
Paiva**

**São Paulo
2013**

RESUMO

Neste trabalho, buscou-se investigar a aplicação de uma modelagem RANS, com a utilização do modelo de turbulência das Tensões de Reynolds (RSTM), na modelagem do escoamento de gás no interior de ciclones, especialmente na simulação do movimento periódico do vórtice, conhecido como “Precessing Vortex Core” (PVC), com apoio da Fluidodinâmica Computacional. Utilizou-se o pacote de CFD de código aberto OpenFOAM, e as simulações foram realizadas em regime transiente. Dois modelos RSTM foram testados, o modelo LRR com os valores padrões para as constantes e uma modificação das constantes do termo de redistribuição. Compararam-se os resultados obtidos com dados da literatura e verificou-se que ambos os modelos representaram o campo médio de velocidade. No entanto, somente o modelo LRR conseguiu reproduzir o campo de flutuações de velocidade. Detectou-se o movimento de precessão do vórtice, que pode ser visualizado através de imagens sequenciais do escoamento, e uma frequência característica do movimento pode ser calculada através do Espectro de potência.

Palavras-chaves: ciclone, fluidodinâmica computacional, turbulência, modelos de turbulência, vórtice de precessão.

ABSTRACT

The flow field of a gas cyclone was simulated with a RANS model using Computational Fluid Dynamics (CFD) and the precession of the vortex core (PVC) was investigated. The CFD simulations were carried out using the open source code OpenFOAM and the simulations were performed in a transient regime. Two Reynolds Stress Turbulence Models (RSTM) were investigated - the LRR model with standard constants and another with modified constants in the pressure-strain term. The results obtained by the models were compared with values of mean velocity taken from the literature and predictions were satisfactory. However, only the LRR model with standard constants predicted with precision the fluctuation velocity field. The precessing vortex was detected and illustrated by the flow field visualization and a characteristic frequency was calculated by Power Spectrum Density.

Keywords: cyclone, computational fluid dynamics, turbulence, turbulence models, precessing vortex core.

LISTA DE FIGURAS

1.1	Ciclone de Fluxo Reverso: (a) Esquema de funcionamento e (b) Principais Dimensões.	19
1.2	Esboço do perfil de velocidade tangencial na região de separação em um ciclone.	21
1.3	Perfis radiais de (a) Velocidade Tangencial, (b) Velocidade Axial, (c) Velocidade Radial e (d) Pressão.	23
1.4	Curva de Eficiência Típica no Ciclone.	24
1.5	Formação da Zona Central de Recirculação	38
1.6	Esquema do efeito do fenômeno PVC no perfil de velocidade tangencial.	39
1.7	Efeito do PVC em um Vórtice de Burgers arbitrário.	40
1.8	Duas amostras das séries temporais de velocidade tangencial.	41
1.9	Frequência do PVC com (a) o número de Reynolds e (b) o número de “swirl” para o escoamento do gás em ciclones.	42
2.1	Detalhes da criação da malha hexaédrica mostrando (a) blocos iniciais, (b) laterais dos blocos e delimitação dos elementos de volume e (c) malha final.	54
2.2	Parte da malha mostrando os parâmetros utilizados na discretização pelo MVF.	54
2.3	(a) Velocidade Axial e Tangencial e (b) Valores RMS no ciclone com “downcomer tube” medido por Obermair, Woisetchlager e Staudinger (2003)	59
2.4	(a) Dimensões do ciclone estudado, em mm, e (b) locais de comparação de dados experimentais	60
3.1	Malha M4. (a) Visão tridimensional da malha e (b) cortes frontal e superior.	65
3.2	Comparação entre os perfis de velocidade tangencial média para as quatro malhas construídas	67
3.3	Comparação entre os perfis de velocidade axial média para as quatro malhas construídas	68
3.4	Perfil de velocidade tangencial média para os modelos de turbulência LRR e YG	70
3.5	Perfil de velocidade axial média para os modelos de turbulência LRR e YG	71
3.6	Perfil dos valores RMS da velocidade tangencial para os modelos de turbulência LRR e YG	73

3.7	Perfil dos valores RMS de velocidade axial para os modelos de turbulência LRR e YG	74
3.8	Série temporal de velocidade tangencial para as simulações com os modelos (a) LRR e (b) YG	76
3.9	Contornos de pressão no plano x-z, na posição $y = -0.1902$ (P1), para intervalos entre as imagens de 5 ms.	77
3.10	Perfil radial de velocidade (a) axial e (b) tangencial para diferentes instantes na linha L1.	77
3.11	Espectro de Potência das séries de velocidade tangencial	78
3.12	Contornos de pressão no plano x-z, na posição $y = -1.1402$ (P6), para intervalos entre as imagens de 5 ms.	80
3.13	Espectro de frequência para simulações com diferentes velocidades de entrada no ponto P1	81
3.14	Frequência do movimento de precessão e Número de Strouhal em função da velocidade de entrada	82
3.15	Comparação dos valores de frequência obtidos computacionalmente com dados de trabalhos experimentais	83

LISTA DE TABELAS

1.1	Constantes de fechamento do Modelo LRR	36
1.2	Número de Strouhal característico do movimento do PVC	43
2.1	Valores das Constantes do modelo RSTM apresentado	56
3.1	Denominação e número de elementos das malhas utilizadas	65
3.2	Perda de carga, residual máximo e tempo computacional das simulações do estudo de convergência da malha	66
3.3	Integral do erro quadrado para os resultados de velocidade tangencial entre as malhas M1, M2, M3 e M4 (em m^2/s)	66
3.4	Integral do erro quadrado para os resultados de velocidade axial entre as malhas M1, M2, M3 e M4 (em m^2/s)	66
3.5	Frequências características obtidas a partir do Espectro de Potência . .	79

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Gregos

Γ	Circulação
Γ_ϕ	Coeficiente de difusão de ϕ
δ_{ij}	Delta de Kronecker
ε	Taxa de dissipação de energia cinética turbulenta
ε_{ij}	Termo de dissipação das tensões de Reynolds
ζ_c	Coeficiente de perda de carga
η	Eficiência de coleta no ciclone
η_K	Escala de comprimento de Kolmogorov
κ	Constante de Von Kármán
Λ	Constante
μ	Viscosidade dinâmica do gás
ν	Viscosidade cinemática do fluido
ν_{eff}	Viscosidade efetiva
ν_T	Viscosidade cinemática turbulenta
Π_{ij}	Termo de redistribuição das tensões de Reynolds
ρ	Densidade mássica
ρ_p	Densidade mássica da partícula
σ_ε	Constante do modelo $k - \varepsilon$
σ_k	Constante do modelo $k - \varepsilon$
τ	Deslocamento utilizado na Função Autocorrelação
τ_K	Escala de tempo de Kolmogorov
τ_w	Tensão de Cisalhamento na parede
ϕ	Variável genérica do escoamento
Ω	Velocidade angular

Símbolos Romanos

a	Altura do tubo de entrada no ciclone de Fluxo Reverso
-----	---

b	Largura do tubo de entrada no ciclone de Fluxo Reverso
c_1	Constante do modelo RSTM
c_2	Constante do modelo RSTM
c_ε	Constante do modelo RSTM
$c_{\varepsilon 1}$	Constante da equação de transporte de ε
$c_{\varepsilon 2}$	Constante da equação de transporte de ε
c_μ	Constante do modelo $k - \varepsilon$
c_s	Constante do modelo RSTM
C	Constante
C_{ijk}	Termo de difusão turbulenta das tensões de Reynolds
d	Diâmetro da partícula
d_{50}	Diâmetro de corte no ciclone
D	Diâmetro principal do ciclone de Fluxo Reverso
D_d	Diâmetro da saída de partículas no ciclone de Fluxo Reverso
D_x	Diâmetro do “vortex finder” no ciclone de Fluxo Reverso
E	Constante
f	Frequência
f_c	Frequência de corte da Função Densidade Espectral de Potência
f_{PVC}	Frequência do movimento de Precessão do Vórtice (PVC)
F	Fluxo mássico
F_c	Força centrífuga
F_d	Força de arrasto
G_Φ	Fluxo Axial de Momento Angular
G_x	Fluxo Axial de Momento Axial
h	Intervalo de tempo para cálculo da Função Autocorrelação
H	Altura total do ciclone de Fluxo Reverso
H_c	Altura da seção cônica no ciclone de Fluxo Reverso
H_d	Comprimento do “vortex finder” no ciclone de Fluxo Reverso
I	Intensidade turbulenta
k	Energia cinética específica turbulenta
K	Constante

l_m	Comprimento característico da turbulência
m	Vazão mássica
n	Expoente do vórtice nos modelos de velocidade tangencial
$\mathbf{n}$	Vetor normal unitário
N	Número de dados da série temporal utilizada para o cálculo da função autocorrelação
p	Pressão estática instantânea
p'	Componente flutuante da pressão estática
$\mathcal{P}$	Taxa de produção de energia cinética turbulenta
P	Componente médio da pressão estática
$\mathcal{P}_{ij}$	Termo de produção das tensões de Reynolds
P_x	Função Densidade Espectral de Potência
q	Número total de pontos para o cálculo da Função Autocorrelação
r	Raio
r_a	Posição radial de velocidade tangencial máxima
r_t	Raio entre os vórtices quasi-livre e quasi-forçado
R_{ij}	Tensor Tensão de Reynolds
R_x	Função Autocorrelação
R_x	Raio característico
Re	Número de Reynolds
Re_p	número de Reynolds para o escoamento em torno de uma partícula
s_{ij}	Tensor deformação instantâneo
S	Número de Swirl
$\mathbf{S}$	Vetor área de superfície
S_ϕ	Termo fonte na Equação de Transporte para ϕ
S_{ij}	Tensão deformação do escoamento médio
St	Número de Strouhal
t	Coordenada temporal
T	Temperatura
T	Tempo total para cálculo da média
T_0	Temperatura de referência

$\mathbf{u}$	Vetor velocidade em notação tensorial
u^+	Velocidade adimensional
u_τ	Velocidade de Atrito
u_i	Velocidade instantânea em notação tensorial
u'_i	Componente flutuante da velocidade em notação tensorial
u_r	Velocidade radial da partícula
U_i	Componente médio da velocidade em notação tensorial
v_i	Velocidade média na entrada
v_K	Escala de velocidade de Kolmogorov
v_r	Velocidade radial do gás
v_t	Velocidade tangencial
v_{tmax}	velocidade tangencial máxima
$\dot{V}$	vazão volumétrica na entrada do ciclone
V	Volume
$\mathbf{x}$	Vetor posição em notação vetorial
x_i	Dados da série temporal
x_i	Vetor posição em notação tensorial
$\mathbf{y}$	Vetor posição
y^+	Distância adimensional do ponto y à parede

Siglas

ASTM “Algebraic Stress Turbulence Model”

CFD “Computational Fluid Dynamics”

DNS “Direct Numerical Simulation”

LES “Large Eddy Simulation”

LDA “Laser Doppler Anemometry”

LRR Abreviatura para o modelo de turbulência de Launder, Reece & Rodi

MVF Método dos Volumes Finitos

PIV “Particle Image Velocimetry”

PVC “Precessing Vortex Core”

RANS “Reynolds Averaged Navier-Stokes”

RMS ”Root Mean Square”

RSTM "Reynolds Stress Turbulence Model"

YG Abreviatura para o modelo de turbulência de Gibson & Younis

SUMÁRIO

Introdução	15
Apresentação do Trabalho	16
Agradecimento	17
1 Revisão da Literatura	18
1.1 Ciclones	18
1.1.1 Princípios Básicos do Escoamento do Gás	20
1.1.2 Princípios Básicos do Escoamento Gás-Partícula	22
1.1.3 Parâmetros de Desempenho do Ciclone	22
1.1.4 Modelagem Fenomenológica do Ciclone	25
1.1.4.1 Velocidade Tangencial	25
1.1.4.2 Perda de Carga	26
1.1.4.3 Eficiência de Coleta	27
1.1.5 Características Adicionais do Escoamento do Gás	28
1.2 Escoamento Turbulento	28
1.2.1 Turbulência	28
1.2.2 Modelagem da Turbulência	30
1.2.2.1 Equações RANS	31
1.2.2.2 Hipótese de Boussinesq	32
1.2.2.3 Modelo $k - \varepsilon$	32
1.2.2.4 Modelo das Tensões de Reynolds	33
1.3 Escoamentos com “Swirl”	36
1.4 Modelagem do Escoamento em Ciclones com Apoio de CFD	44
1.4.1 Breve Histórico	44
1.4.2 Revisão dos Principais Trabalhos	45
2 Materiais e Métodos	50
2.1 CFD	50
2.2 OpenFOAM	52
2.2.1 Malha Computacional	53
2.2.2 Discretização das Equações	54
2.2.3 Modelo de Turbulência	56
2.2.4 Ferramentas Adicionais	56
2.3 Tratamento de Dados	57
2.4 Estudo de Caso	58

2.4.1	Trabalho Experimental Simulado	58
2.4.2	Geometria do Ciclone	59
2.4.3	Condições de Contorno	61
2.4.3.1	Função de Parede	62
2.4.4	Parâmetros da Simulação	63
3	Resultados	64
3.1	Refinamento da Malha	64
3.2	Modelos de Turbulência	69
3.3	Movimento periódico do vórtice - escoamento com “swirl”	75
3.3.1	Caracterização do PVC	75
3.3.2	Influência da Velocidade	79
4	Conclusões	84
	Apêndice I	85
	Apêndice II	89
	Referências Bibliográficas	91

INTRODUÇÃO

Ciclone é um equipamento mecânico que utiliza a força centrífuga para separar partículas sólidas ou líquidas de uma corrente gasosa. Está entre os equipamentos mais utilizados para remoção de particulados de correntes gasosas e tem como vantagens o fato de não possuir partes móveis, possuir baixo custo de manutenção e construção, poder ser utilizado em condições extremas de temperatura e pressão e o produto coletado permanece seco e útil. Por outro lado, o ciclone possui maior queda de pressão que outros separadores, está sujeito à erosão e acúmulo de partículas nas paredes, e pode operar com baixa eficiência se não projetado e operado corretamente.

A separação das partículas pode ser desejada por diferentes motivos, como para reuso no processo no caso de catalisadores, proteção de equipamentos posicionados a montante na linha de operação ou para atingir metas de qualidade do ar. A maior limitação para o uso de ciclones é a sua baixa eficiência para coleta de partículas menores do que $5\ \mu m$. Para partículas maiores do que $200\ \mu m$, câmaras de sedimentação podem ser usadas, sendo que estas estão menos sujeitas à erosão.

O campo centrífugo no ciclone é geralmente obtido garantindo que o gás entre no corpo do ciclone com uma alta componente tangencial. A geometria do equipamento promove a formação de uma estrutura de duplo vórtice. Além da formação desta estrutura, o escoamento dentro do ciclone apresenta outras características que o tornam muito complexo. O movimento do gás é usualmente muito turbulento e tridimensional. Devido ao movimento giratório, a turbulência é altamente anisotrópica e o escoamento possui uma instabilidade em que o centro do vórtice apresenta um movimento de precessão em torno do eixo do ciclone.

Durante as décadas de 1930 e 1940 foram realizados inúmeros estudos experimentais investigando o desempenho dos ciclones para diferentes geometrias e condições de operação. Os dados obtidos nestes estudos são a base de muitas correlações empíricas utilizadas até hoje no projeto de ciclones industriais. No entanto, estes dados foram obtidos com técnicas intrusivas, como o tubo de Pitot, e a confiabilidade destes dados nem sempre pode ser garantida. Técnicas de medições mais recentes, como LDA ("Laser Doppler Anemometry"), permitem medir o campo de velocidades no interior do ciclone de forma não-intrusiva e mais precisa. Características como assimetria e instabilidade, por exemplo, que não são consideradas na modelagem clássica do ciclone, podem ser estudadas, e suas influências no campo de escoamento do ciclone podem ser quantificadas.

A Fluidodinâmica Computacional aparece nos últimos anos como uma alternativa eficiente aos métodos semi-empíricos e empíricos ainda utilizados para cálculo do desempenho de ciclones. A obtenção dos campos de velocidade e pressão no interior do ciclone através dessa técnica não utiliza as hipóteses simplificadoras utilizadas na modelagem clássica, sendo possível representar os fenômenos como assimetria e instabilidade, entre outros, e a trajetória das partículas é então calculada em um campo mais preciso. No entanto, o escoamento no interior do ciclone apresenta dificuldades para as simulações computacionais. A alta anisotropia do campo de turbulência em um escoamento altamente rotacional requer o uso de modelos de turbulência mais sofisticados e esquemas de discretização de ordens maiores. Além disso, a instabilidade do vórtice central faz com que sejam necessárias simulações transientes para captar este fenômeno.

Apesar do grande aumento no poder de processamento dos computadores e a queda constante de custo destes, as simulações em CFD (“Computational Fluid Dynamics”) do escoamento no ciclone que empregam os modelos representativos de modo a reproduzir todas as características mencionadas em geral necessitam de um tempo de processamento muito alto, o que dificulta a utilização destas em estudos e projetos industriais. Esforços devem ser direcionados a investigar as características mais importantes do escoamento e representá-las com o menor esforço computacional possível.

APRESENTAÇÃO DO TRABALHO

Esta dissertação está dividida em quatro capítulos, aqui descritos resumidamente.

- **Capítulo 1: Revisão Bibliográfica**

Neste capítulo, os fundamentos do escoamento do gás e partículas no ciclone são apresentados, assim como alguns modelos empíricos e semi-empíricos para o cálculo dos parâmetros de desempenho. A abordagem RANS (“Reynolds-Averaged Navier-Stokes”) para a modelagem da turbulência e as características dos escoamentos com “swirl” são revisados e os principais trabalhos de modelagem em CFD sobre estes assuntos são discutidos.

- **Capítulo 2: Materiais e Métodos**

A Fluidodinâmica Computacional e o Métodos dos Volumes Finitos são brevemente descritos. Os métodos numéricos, as condições de contorno e operação e os parâmetros utilizados nas simulações são aqui apresentados.

- **Capítulo 3: Resultados e Discussão**

Os resultados obtidos são apresentados, separados em três frentes: o estudo do refinamento da malha, a comparação entre os modelos de turbulência e a caracterização do movimento periódico do PVC ("Precessing Vortex Core").

- **Capítulo 4: Conclusões**

No fechamento do trabalho, os principais resultados são revistos e são feitas as discussões finais.

Neste texto, excepcionalmente, no caso dos gráficos, adotou-se o ponto como o marcador decimal.

AGRADECIMENTO

À FAPESP, pela concessão de bolsa de Mestrado - Processo No. 2011/04751-5.

1. REVISÃO DA LITERATURA

Neste capítulo é feita uma sucinta revisão sobre ciclones e o escoamento no interior destes. Na seção 1.1, são descritas as principais características do escoamento de gás e de partículas em ciclones, o princípio de funcionamento do equipamento e alguns modelos semi-empíricos para o cálculo dos parâmetros de desempenho do ciclone. Na seção 1.2, é apresentada a abordagem RANS (“Reynolds-Averaged Navier-Stokes”) para a modelagem da turbulência e o modelo de turbulência RSTM (“Reynolds Stress Turbulence Model”), que será utilizado neste trabalho. Na seção 1.3, o movimento periódico conhecido como PVC, fenômeno presente em escoamentos com “swirl”, é descrito para escoamentos em geral, e sua influência no campo de escoamento do ciclone é discutida através de um modelo descritivo. Finalmente, na seção 1.4, é feito um resumo dos principais trabalhos referentes ao escoamento de gás em ciclones, focados na modelagem da turbulência e do movimento periódico em ciclones.

1.1. CICLONES

Ciclone é um separador mecânico que utiliza a força centrífuga para separação de partículas sólidas ou líquidas de uma corrente gasosa. A primeira patente do ciclone foi concedida em 1885 nos Estados Unidos. O separador patenteado apresenta pouca semelhança com os ciclones utilizados hoje em dia, mas devido à facilidade de construção e baixo custo de manufatura, os ciclones cresceram muito em popularidade e foram sendo melhorados. Nos anos de 1920, eles já possuíam muitas das características dos ciclones modernos (HOFFMANN; STEIN, 2008).

Atualmente, os ciclones são amplamente utilizados em indústrias químicas, alimentícias, farmacêuticas, de cimento e mineração, por exemplo. Nos processos de craqueamento catalítico nas refinarias de petróleo, os ciclones são importantes na retenção do catalisador, assegurando a continuidade operacional (BERNARDO, 2005).

Existem muitos tipos de ciclones. O Ciclone de Fluxo Reverso mostrado na Figura 1.1a é o tipo mais utilizado para separação gás-sólido (LEITH, 1984). Neste tipo de ciclone, a corrente gasosa entra no corpo cilíndrico do ciclone com uma alta componente tangencial, e inicia um movimento descendente e giratório junto à parede. Na parte cônica, o gás é lentamente forçado para a região central, onde o movimento é

Figura 1.1: Ciclone de Fluxo Reverso: (a) Esquema de funcionamento e (b) Principais Dimensões. Fonte: Hoffmann e Stein (2008).

ascendente. Este tipo de escoamento é chamado de duplo vórtice. O gás deixa o ciclone pelo tubo de saída conhecido como “vortex finder”. As partículas que acompanham o gás são atiradas em direção à parede pela ação da força centrífuga, e são transportadas ao duto de saída ou caixa de coleta localizados na parte inferior do ciclone.

A geometria do ciclone de Fluxo Reverso com entrada tangencial do tipo retangular, como o da Figura 1.1a, é determinada por oito dimensões (Figura 1.1b):

- diâmetro da seção cilíndrica, D
- altura total do ciclone, H
- diâmetro do “vortex finder”, D_x
- comprimento do “vortex finder”, H_d
- altura e largura da entrada, a e b , respectivamente
- altura da seção cônica, H_c
- diâmetro da saída de partículas, D_d

1.1.1. Princípios Básicos do Escoamento do Gás

O escoamento do gás no ciclone é um tipo de Escoamento com “Swirl”, i.e., escoamentos em que as componentes tangencial e axial de velocidade são importantes, e a componente radial apresenta magnitude uma ordem de grandeza menor que estas (YAZDABADI; GRIFFITHS; SYRED, 1994). Entre os tipos de escoamento com “swirl”, pode-se destacar dois tipos de escoamento ideais:

Vórtice Forçado é um escoamento com “swirl” com a mesma distribuição de velocidade tangencial de um corpo sólido em rotação;

Vórtice Livre é o escoamento com “swirl” de um fluido sem atrito. A velocidade tangencial é tal que o momento angular dos elementos de fluido é o mesmo em qualquer raio.

Em um escoamento com “swirl” de um fluido com viscosidade infinita (que se comporta como um corpo sólido), não existe cisalhamento entre as camadas em diferentes raios. Neste caso, os elementos em todas as posições radiais possuem a mesma velocidade angular e a velocidade tangencial neste escoamento é dada por

$$v_t = \Omega r \quad (1.1)$$

em que Ω é a velocidade angular, e r é o raio. Esta é a distribuição de velocidades para o primeiro tipo ideal de escoamento com “swirl”, o escoamento com vórtice forçado.

Em um escoamento com “swirl” de um fluido com viscosidade nula (invíscido), o movimento de um dado elemento de fluido não é influenciado pelos elementos vizinhos. Neste caso, o momento angular (dado por mv_tr) é conservado. A velocidade tangencial então é dada por

$$v_t = \frac{C}{r} \quad (1.2)$$

em que C é uma constante. Este é o segundo tipo de escoamento com “swirl” ideal, o escoamento com vórtice livre.

No caso de um escoamento real, o fluido terá uma viscosidade finita não-nula e existirá transferência de momento angular entre elementos de diferentes camadas. Uma transferência de momento angular adicional acontece por qualquer nível de turbulência presente no escoamento, pois esta promove a troca de elementos de fluidos entre as camadas (HOFFMANN; STEIN, 2008).

No campo de escoamento em ciclones, assim como normalmente em um escoamento com “swirl” real, existe uma região central com comportamento próximo ao

Figura 1.2: Esboço do perfil de velocidade tangencial na região de separação em um ciclone. Fonte: Hoffmann e Stein (2008).

de rotação de um corpo sólido, cercado por uma região com comportamento próximo ao de um vórtice livre. A Figura 1.2 mostra um esboço do perfil radial de velocidade tangencial em um ciclone.

O ponto de velocidade tangencial máxima é definido como o raio do vórtice central. Esta velocidade pode chegar a valores várias vezes o da velocidade média de entrada. O diâmetro do vórtice central varia aproximadamente de 0,5 a 1,0 vezes o raio do “vortex finder” (LEITH, 1984). A variação axial do perfil de velocidade tangencial é baixa, principalmente na região de separação do ciclone, composta pelo corpo cilíndrico e cônico.

As outras componentes de velocidade também são importantes. A velocidade axial é responsável, mais do que a gravidade, pelo transporte de partículas para o equipamento de coleta. De forma geral, o gás escoar na direção descendente perto da parede e ascendente perto do eixo do ciclone. O escoamento descendente apresenta um máximo próximo à parede, e o escoamento ascendente apresenta perfis em formato de V ou W, i.e., com um máximo ou um declive no eixo de simetria (CORTÉS; GIL, 2007).

A componente radial de velocidade é a de mais difícil medição. Geralmente, assume-se que possui magnitude muito menor que as outras componentes, mas isso só é verdade na região do vórtice externo. A velocidade radial aumenta significativamente próximo ao centro do vórtice, direcionada ao centro, especialmente na vizinhança do “vortex finder” (CORTÉS; GIL, 2007).

A pressão total em qualquer ponto do ciclone é dada pela soma da pressão estática com a pressão dinâmica naquele ponto. A pressão total no ciclone decresce monotonicamente de um máximo valor na parede para um valor mínimo no centro. Por causa dos altos valores de velocidade tangencial presentes, a pressão dinâmica atinge valores tão altos que a pressão estática assume valores negativos com relação à pressão atmosférica (LEITH, 1984).

A Figura 1.3 mostra os perfis medidos por Linden (apud LEITH, 1984) das componentes de velocidade e da pressão na região de separação de um ciclone.

1.1.2. Princípios Básicos do Escoamento Gás-Partícula

A explicação básica para o fenômeno de separação em um ciclone é de que as partículas sólidas, mais densas que o gás, estão sujeitas a uma força centrífuga de maior intensidade e são direcionadas às paredes. Ao colidir com as paredes, estas partículas perdem quantidade de movimento e se separam do escoamento. Os sólidos então separados escorregam pela parede cônica e são coletados na parte inferior. No entanto, existem outros fenômenos que devem ser considerados, pois interferem no processo de separação: partículas pequenas que seguem o gás, partículas que rebatem e são re-introduzidas na corrente gasosa e o arraste direto ou “by-pass” na parte inferior da seção cônica, na entrada do “vortex finder” e em toda a extensão da fronteira entre os vórtices interno e externo (CORTÉS; GIL, 2007).

Para altas concentrações de sólidos, somente parte do carregamento de sólidos sofre a influência do campo de força centrífuga. Uma parte dos sólidos é separada do escoamento assim que entra no corpo do ciclone, porque no campo centrífugo a capacidade de carregamento do gás é restrita (TREFZ; MUSCHELKNAUTZ, 1993).

1.1.3. Parâmetros de Desempenho do Ciclone

Os dois parâmetros mais comuns para a avaliação do desempenho de ciclones são a eficiência de coleta e a perda de carga.

A eficiência de coleta (η) é definida como a fração mássica de sólidos alimentada que é capturada pelo ciclone, para partículas de um determinado diâmetro. O gráfico de eficiência de coleta com o diâmetro de partícula é chamado de Curva de Eficiência do ciclone. Uma curva de eficiência típica é mostrada na Figura 1.4.

O diâmetro de partícula que apresenta eficiência de coleta de 50% é chamado de diâmetro de corte, representado por d_{50} . Se a separação no ciclone fosse ideal, a

(a)

(b)

(c)

(d)

Figura 1.3: Perfis radiais de (a) Velocidade Tangencial, (b) Velocidade Axial, (c) Velocidade Radial e (d) Pressão medidos por Linden (apud LEITH, 1984)

Figura 1.4: Curva de Eficiência Típica no Ciclone. Fonte: Hoffmann e Stein (2008).

curva de eficiência seria uma linha vertical no diâmetro de corte (HOFFMANN; STEIN, 2008). No entanto, pelos diversos fatores mencionados anteriormente, a curva real de eficiência tem a forma típica de uma curva em S.

A perda de carga no ciclone também é um importante parâmetro de desempenho do ciclone. Pode-se citar três contribuições principais para a queda de pressão no interior de um ciclone com escoamento somente de gás, sendo elas:

- perdas na entrada;
- perdas na região de separação;
- perdas no “vortex finder”.

A primeira contribuição se refere às perdas associadas à expansão do gás ao entrar no corpo do ciclone, e pode ser desconsiderada por ser muito menor em comparação às demais contribuições (HOFFMANN; STEIN, 2008). As perdas na região de separação incluem as perdas por atrito na parede e devido à formação do vórtice (LEITH, 1984). A última contribuição se refere à perda de carga sofrida na entrada do “vortex finder”.

O aumento da eficiência de coleta é obtido ao se aumentar o efeito centrífugo do campo de escoamento, aumentando-se, por exemplo, a velocidade de entrada. Desta forma, a perda de carga também é maior, pois as perdas associadas à formação do vórtice e à entrada do “vortex finder” são maiores (OGAWA, 1997).

A presença de sólidos no ciclone causa uma diminuição da perda de carga, mesmo em concentrações muito baixas. Esta diminuição está relacionada ao aumento do atrito na parede, devido à aderência de algumas partículas à elas, o que causa uma

diminuição da intensidade do vórtice e consequentemente uma diminuição das perdas associadas à formação do vórtice e à entrada do “vortex finder” (YUU et al., 1978).

1.1.4. Modelagem Fenomenológica do Ciclone

1.1.4.1. Velocidade Tangencial

Um dos métodos mais simples para o cálculo do perfil de velocidade tangencial no corpo do ciclone, introduzido por Alexander (apud CORTÉS; GIL, 2007), assume que o vórtice segue uma forma geral dada por

$$v_t = \frac{C}{r^n} \quad (1.3)$$

O expoente do vórtice, n , é igual a +1 para o caso de fluido ideal (invíscido) e -1 para rotação de corpo rígido. Para o escoamento real em ciclones, o expoente usualmente possui valores variando de 0,5 a 0,9 para o escoamento no vórtice externo e pode atingir valores de -0,5 a -2 no vórtice central (LEITH, 1984).

Alexander (apud CORTÉS; GIL, 2007) sugere a seguinte relação para o cálculo do valor de n no vórtice externo:

$$n = 1 - (1 - 0,67D^{0,14}) \left(\frac{T}{T_0} \right)^{0,3} \quad (1.4)$$

onde T é a temperatura em Kelvin e T_0 é uma temperatura de referência igual a 283K. Esta expressão indica que n aumenta com o aumento do diâmetro do ciclone D e diminuição de T . Comparado com as medições e outros modelos mais modernos, o valor de n calculado por este modelo é normalmente baixo, e o modelo também falha em contabilizar a influência de outras variáveis, como o atrito na parede e outros parâmetros de geometria, no perfil de velocidade.

O Vórtice Combinado de Ogawa (OGAWA, 1984) é uma modelagem mais complexa, composta de um vórtice quasi-forçado e um vórtice quasi-livre, definidos como:

$$v_t = K \cdot r \cdot \exp(-\Lambda r) \quad (0 \leq r \leq r_t) \quad (1.5)$$

$$v_t \cdot r^n = \Gamma \cdot n \quad (r \geq r_t) \quad (1.6)$$

onde Γ é a circulação. A relação entre Λ , r_t , K e n é definida nas Eqs.1.7 a 1.9. O

valor de K pode ser calculado como uma função da geometria do ciclone e da vazão de gás (Eq.1.10). O valor de n é igual a 1 para o escoamento potencial, e este valor decresce com o aumento da viscosidade do gás.

$$\Lambda \cdot r_t = \frac{1+n}{2+n} \quad (1.7)$$

$$r_a \cdot \Lambda = \frac{1}{2} \quad (1.8)$$

$$K = \frac{2v_{tmax}}{r_a} \quad (1.9)$$

$$K = 66,5 \cdot D^{-2,65} \cdot \dot{V} \quad (1.10)$$

onde v_{tmax} é a velocidade tangencial máxima e $\dot{V}$ é a vazão volumétrica do gás na entrada. Neste modelo, o perfil de velocidade tangencial no vórtice externo é obtido com as constantes K e n , que dependem do número de Reynolds do escoamento e da geometria. No vórtice interno, é introduzida a velocidade tangencial máxima em uma posição radial r_a . Este modelo foi obtido a partir de considerações de estabilidade do “swirl” (CORTÉS; GIL, 2007).

1.1.4.2. Perda de Carga

A equação empírica para a perda de carga para o escoamento de gás em ciclones pode ser dada pela Eq.1.11 (OGAWA, 1984).

$$\Delta p = \zeta_c \rho \frac{v_i^2}{2} \quad (1.11)$$

onde v_i é a velocidade média de entrada, ρ é a densidade mássica do gás e ζ_c é chamado de coeficiente de perda de carga. Este coeficiente é função, principalmente, da geometria do ciclone.

Existem muitas expressões para o cálculo de ζ_c , sendo que algumas são bastantes simples, como o de Lapple e Shepherd (apud LEITH, 1984), dada por

$$\zeta_c = 16 \frac{ab}{D_x^2} \quad (1.12)$$

1.1.4.3. Eficiência de Coleta

Como já mencionado, as partículas são separadas do gás no ciclone ao serem atiradas contra a parede pela ação da força centrífuga. Admite-se que as partículas se movem com uma velocidade tangencial igual à do gás, e uma velocidade radial u_r . As forças que agem em uma partícula no corpo do ciclone, na direção radial, são a força centrífuga, dada pela Eq. 1.13, e a força de arraste, que, para $Re_p < 1$, é geralmente expressa pela lei de Stokes (Eq. 1.14).

$$F_c = \frac{\pi d^3 \rho_p v_t^2}{6r} \quad (1.13)$$

$$F_d = 3\pi\mu d(u_r - v_r) \quad (1.14)$$

onde d é o diâmetro da partícula, ρ_p é a densidade da partícula, r é a distância da partícula ao eixo do ciclone, μ é a viscosidade do gás e v_r é a velocidade radial do gás.

A resultante das forças agindo na partícula é igual a massa da partícula vezes a aceleração:

$$\left[\frac{\pi d^3 \rho_p v_t^2}{6r} - 3\pi\mu d(u_r - v_r) \right] = \frac{\pi d^3}{6} \rho_p \frac{d^2 r}{dt^2} \quad (1.15)$$

A Eq. 1.15 representa o movimento radial da partícula, considerada esférica, no ciclone. Duas abordagens principais foram desenvolvidas para simplificação e resolução desta equação: abordagem da partícula “estática” e abordagem do tempo de voo (LEITH, 1984).

A abordagem da partícula “estática” se baseia no cálculo de um diâmetro crítico de partícula em que a força centrífuga tem valor igual a da força de arraste. As partículas com diâmetro igual ao diâmetro crítico ficarão suspensas no gás, enquanto as de diâmetro maior serão coletadas e as de diâmetro menor serão arrastadas pelo gás (LEITH, 1984).

A abordagem do tempo de voo considera um diâmetro crítico que é calculado com base no tempo de residência das partículas no ciclone e o tempo para que a partícula atinja a parede do ciclone, partindo de uma posição radial especificada. Neste caso, o diâmetro crítico é aquele no qual esses tempos se igualam (LEITH, 1984).

1.1.5. Características Adicionais do Escoamento do Gás

Além dos fenômenos mencionados anteriormente que influenciam na separação no ciclone, duas outras características do escoamento devem ser estudadas devido à importância no campo de escoamento.

Turbulência Os ciclones utilizados na separação gás-sólido trabalham com escoamentos com números de Reynolds da ordem de $10^4 - 10^5$. Somando-se a isso a expansão do gás na entrada do corpo cilíndrico, o escoamento giratório, regiões de curto-circuito e recirculação, o escoamento no interior do ciclone se torna muito turbulento. Este alto nível de turbulência altera o campo de escoamento no ciclone, e as flutuações do campo de escoamento podem influenciar a separação das partículas.

PVC O fenômeno do “Precessing Vortex Core” é uma instabilidade que acontece em escoamentos com “swirl” em determinadas condições de operação. Para ciclones operando em condições encontradas industrialmente, o PVC quase sempre estará presente. Nestas condições, o vórtice central não está alinhado com o eixo de simetria do ciclone, mas apresenta um movimento de precessão em torno deste. Este movimento cria um alto nível de flutuação no campo de escoamento, principalmente na região central do ciclone, e também influencia na separação de partículas.

1.2. ESCOAMENTO TURBULENTO

1.2.1. Turbulência

A maioria dos escoamentos encontrados na natureza e nas práticas de engenharia são de natureza turbulenta. Ventos e correntes na atmosfera e oceanos, escoamento sobre aeronaves e veículos automotores, escoamentos através de equipamentos industriais como turbinas, reatores, motores, entre outros, são todos turbulentos. Este tipo de escoamento é caracterizado por um comportamento aparentemente caótico, randômico e imprevisível do fluido. As variáveis do escoamento turbulento são tridimensionais e transientes, mesmo em escoamentos com condições de contorno constantes (WILCOX, 1998).

O escoamento turbulento é um tipo de movimento irregular, no sentido de que este pode ser descrito pelas leis da probabilidade. Mesmo que as propriedades instantâ-

neas no escoamento turbulento sejam extremamente sensíveis às condições iniciais, as médias estatísticas destas propriedades instantâneas não são (WILCOX, 1998). Este movimento irregular da turbulência, por sua vez, pode ser entendido mais facilmente pela visualização do chamado movimento de turbilhões, ou “eddies”.

Esses turbilhões apresentam um movimento giratório local onde a vorticidade pode ser bastante intensa. O escoamento consiste em um espectro contínuo de escalas, na forma de turbilhões de vários tamanhos, onde estes turbilhões se sobrepõem no espaço, com os maiores carregando os menores. Os turbilhões maiores interagem e extraem energia cinética do escoamento médio por um processo chamado de “vortex stretching” (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Esta energia é transferida para os menores turbilhões em um processo em cascata. No final deste processo, os menores turbilhões dissipam esta energia pela ação da viscosidade molecular.

Em 1941, Kolmogorov apresentou um procedimento para a estimativa das escalas dos menores turbilhões, chamadas agora de Micro-Escalas de Kolmogorov. Ele considerou que as menores escalas em um escoamento turbulento com alto número de Reynolds são essencialmente isotrópicas e homogêneas, pois não interagem diretamente com o escoamento médio ou com os maiores turbilhões e as informações da geometria do escoamento não são transmitidas a elas. Portanto, os parâmetros relevantes para estes menores turbilhões são somente a taxa com a qual a energia é transmitida a eles, que é igual a taxa de dissipação da energia cinética por estes turbilhões, (ε) , e a viscosidade molecular (ν) . Através de análise dimensional, é possível chegar as seguintes igualdades para as micro-escalas de comprimento (η_K) , de tempo (τ_K) e de velocidade (v_K) .

$$\eta_K = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{1/4} \quad \tau_K = \left(\frac{\nu}{\varepsilon} \right)^{1/2} \quad v_K = (\nu \varepsilon)^{1/4} \quad (1.16)$$

Por exemplo, na atmosfera e oceanos, a micro-escala de Kolmogorov η_K é normalmente da ordem de milímetros. No entanto, em processos industriais, η_K pode ser muito menor por razão das maiores taxas de dissipação encontradas. Por exemplo, em um misturador de 100-W que é usado para misturar 1 kg de água em um cubo de 0,1 m de lado, tem-se que $\eta_K = 10^{-5}m$, considerando que toda a energia fornecida pelo misturador é dissipada pelo processo dissipativo nos menores turbilhões. Estes valores, apesar de muito baixos, são ainda muito maiores que qualquer escala molecular. Desta forma, a turbulência é um fenômeno considerado contínuo, e o comportamento dos escoamentos turbulentos são governados pelas equações de continuidade e Navier-Stokes (WILCOX, 1998).

1.2.2. Modelagem da Turbulência

As equações de Navier-Stokes para o escoamento de um fluido incompressível newtoniano, em notação tensorial, são dadas abaixo.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.17)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_j u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu s_{ij}) \quad (1.18)$$

em que

$$s_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.19)$$

No entanto, diferente dos casos em que o escoamento é laminar, as equações de Navier-Stokes não apresentam soluções “bem-comportadas” para escoamentos turbulentos. O fato de o escoamento ser tridimensional e instável e a não-linearidade dos termos inerciais impossibilitam a resolução analítica das equações, como em alguns casos laminares (WILCOX, 1998).

Uma alternativa à resolução analítica é a resolução numérica das equações diferenciais parciais, através da discretização das coordenadas de tempo e espaço. No entanto, devido a grande faixa das escalas de tempo e comprimento do escoamento turbulento, esta resolução numérica direta das equações, chamada de “Direct Numerical Simulation” (DNS), exige um nível de discretização das coordenadas que a torna proibitiva, do ponto de vista computacional, na maioria dos casos práticos de escoamento.

Outras técnicas podem ser utilizadas como alternativa para a resolução numérica direta. A técnica de “Large Eddy Simulation” (LES), por exemplo, é uma técnica em que as equações de Navier-Stokes são resolvidas para os maiores turbilhões, e os turbilhões menores são modelados, utilizando hipóteses de isotropia e homogeneidade, por exemplo. Isso permite que a discretização das coordenadas não necessite chegar ao nível das escalas de Kolmogorov, e a técnica exige um menor esforço computacional que o DNS.

Outra técnica utiliza a decomposição estatística das variáveis do campo de escoamento turbulento. Desta forma, as equações resolvidas numericamente são as equações de continuidade e Navier-Stokes para as variáveis médias e o nível de discretização das coordenadas não está relacionado ao tamanho das escalas turbulentas. Neste trabalho, foi utilizada esta técnica, conhecida como modelagem RANS.

1.2.2.1. Equações RANS

Para escoamentos turbulentos, as variáveis instantâneas podem ser expressas através da soma de uma parte média e outra flutuante, através da aplicação da decomposição de Reynolds (Equações 1.20 e 1.21).

$$u_i(\mathbf{x}, t) = U_i(\mathbf{x}) + u'_i(\mathbf{x}, t) \quad (1.20)$$

$$p(\mathbf{x}, t) = P(\mathbf{x}) + p'(\mathbf{x}, t) \quad (1.21)$$

A velocidade média é definida como

$$U_i(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i(\mathbf{x}, t) dt \quad (1.22)$$

Na prática, T é escolhido como um tempo muito grande em comparação ao máximo período das flutuações de velocidade. Para escoamentos em que existem variações de velocidade mais lentas e que não são de natureza turbulenta, a velocidade média definida na Eq. 1.22 também será dependente do tempo.

$$U_i(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i(\mathbf{x}, t) dt, \quad T_1 \ll T \ll T_2 \quad (1.23)$$

em que T_1 é um período característico das flutuações turbulentas e T_2 é o período característico das variações mais lentas do escoamento não relacionadas à turbulência.

Substituindo as variáveis instantâneas (1.20) e (1.21) nas Eqs. 1.17 e 1.18, e tirando uma média de toda a equação, chega-se as Equações RANS (WILCOX, 1998).

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.24)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu S_{ij} - \overline{u'_i u'_j}) \quad (1.25)$$

O tensor $R_{ij} = -\overline{u'_i u'_j}$ é conhecido como tensor Tensão de Reynolds. As tensões de Reynolds são componentes de um tensor de segunda ordem, simétrico. Portanto, tem-se quatro equações (Eq. 1.24 e três componentes da Eq. 1.25) e dez incógnitas ($U_i, P, \overline{u'_i u'_j}$). O sistema não está fechado desta forma. Para que as Eqs. 1.24 e 1.25 possam ser resolvidas numericamente, com dadas condições iniciais e de contorno,

para obtenção do campo de escoamento médio (U_i e P), o tensor Tensão de Reynolds deve ser expresso a partir de equações auxiliares.

1.2.2.2. Hipótese de Boussinesq

A Hipótese da Viscosidade Turbulenta - introduzida por Boussinesq em 1877 - é matematicamente análoga à Lei de Newton de viscosidade para um fluido newtoniano. De acordo com esta hipótese, o tensor deviatórico das tensões de Reynolds é proporcional à taxa de deformação, como mostrado na Eq. 1.26.

$$R_{ij} = -\overline{u'_i u'_j} = 2\nu_T S_{ij} - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \quad (1.26)$$

em que a energia cinética turbulenta é $k = \frac{1}{2}\overline{u'_i u'_i}$.

Substituindo a Eq. 1.26 na Eq. 1.25:

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(P + \frac{2}{3}\rho k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\nu_{\text{eff}} S_{ij}) \quad (1.27)$$

em que $\nu_{\text{eff}}(\mathbf{x}, t) = \nu_T(\mathbf{x}, t) + \nu$.

Para um modelo que utiliza a hipótese de Boussinesq, basta a especificação da viscosidade turbulenta (ν_T) para o fechamento do sistema.

1.2.2.3. Modelo $k - \varepsilon$

O modelo $k - \varepsilon$ é um destes modelos, onde a viscosidade turbulenta é definida como $\nu_T = c_\mu k^2 / \varepsilon$, sendo c_μ uma das constantes do modelo, k é a energia cinética turbulenta, calculada pela Eq. 1.28 e ε é a taxa de dissipação de energia turbulenta, calculada pela Eq. 1.29.

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = R_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} R_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (1.29)$$

Este modelo é tido como o modelo de turbulência completo mais simples. Está implementado na maioria dos códigos de CFD, e tem sido aplicado para diversos tipos de problemas, incluindo transferência de calor, combustão e escoamentos multifási-

cos. Embora apresente precisão aceitável para a predição de escoamentos simples, este modelo pode ser muito impreciso para escoamentos complexos (POPE, 2000). No caso do escoamento em ciclones e outros escoamentos com alta vorticidade, a utilização deste modelo resulta na predição incorreta do campo de escoamento.

1.2.2.4. *Modelo das Tensões de Reynolds*

Uma equação exata para o transporte de R_{ij} pode ser obtida através da manipulação da Equação de Navier-Stokes para a velocidade instantânea. Todos os passos para obtenção desta equação podem ser encontrados em Wilcox (1998, p.37-39).

$$\frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + U_k \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} = \mathcal{P}_{ij} + \varepsilon_{ij} - \Pi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\nu \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} + C_{ijk} \right] \quad (1.30)$$

onde

$$\mathcal{P}_{ij} = -R_{ij} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - R_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \quad (1.31)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} \quad (1.32)$$

$$\Pi_{ij} = \frac{p'}{\rho} \overline{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (1.33)$$

$$C_{ijk} = \overline{u'_i u'_j u'_k} + \frac{p'}{\rho} (\delta_{jk} u'_i + \delta_{ik} u'_j) \quad (1.34)$$

Para converter a Equação de Transporte das Tensões de Reynolds (Eq. 1.30), as equações do escoamento médio e continuidade (Eqs. 1.24 e 1.25) em um sistema de equações fechado para as velocidades médias e tensões de Reynolds, os termos presentes no lado direito da Eq. 1.30, mais especificamente, os termos de dissipação viscosa (ε_{ij}), de redistribuição (Π_{ij}) e de difusão (C_{ijk}), são representados como funções empíricas das velocidades do escoamento médio e das tensões de Reynolds e suas derivadas. Em 1951, Rotta apresentou o primeiro modelo de Tensões de Reynolds, mas somente no final dos anos 60 e começo dos anos 70 é que se passou a empregar de forma significativa estes modelos (LAUNDER, 1989). Houve também um aprimoramento das modelagens dos termos e dos valores das constantes, em trabalhos como o de Hanjalic e Launder (1972) e Launder, Reece e Rodi (1975), entre outros.

No presente trabalho, será apresentada a modelagem apresentada em Launder, Reece e Rodi (1975), conhecido como modelo LRR.

Termo de redistribuição

Chou (1945) apresentou um procedimento para eliminação da flutuação de pressão deste termo, através do cálculo do divergente da equação para a flutuação de velocidade (u'_i), obtendo desta forma uma Equação de Poisson para p' . O termo de redistribuição pode então ser expresso da seguinte forma, para um posição $\mathbf{x}$ do escoamento:

$$\frac{p'}{\rho} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} = \frac{1}{4\pi} \int_{\text{vol}} \left\{ \underbrace{\left(\frac{\partial^2 u'_l u'_m}{\partial x_l \partial x_m} \right)' \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}_{\Pi_{ij,1}} + 2 \underbrace{\left(\frac{\partial U_l}{\partial x_m} \right)' \left(\frac{\partial u'_m}{\partial x_l} \right)' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)}_{\Pi_{ij,2}} \right\} \frac{d \text{vol}}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} + \mathcal{S}_{ij} \quad (1.35)$$

Os termos entre parênteses com e sem apóstrofe referem-se a valores em $\mathbf{y}$ e $\mathbf{x}$, respectivamente. $\mathcal{S}_{ij}$ é uma integral de superfície, desprezível longe de uma fronteira sólida.

A Equação 1.35 sugere que existem dois tipos distintos de interações contribuindo para o termo $\overline{p' \partial u'_i / \partial x_j}$; um envolve apenas flutuações de velocidade ($\Pi_{ij,1}$) e o outro tem a presença da taxa de deformação do campo médio ($\Pi_{ij,2}$).

A modelagem de Rotta (apud LAUNDER; REECE; RODI, 1975) para o primeiro termo foi adotada pela maioria dos pesquisadores posteriormente:

$$\Pi_{ij,1} = c_1 \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \left(R_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} k \right) \quad (1.36)$$

O sinal da Equação 1.36 é sempre no sentido de promover uma mudança em direção à isotropia, e sua magnitude é proporcional ao nível local de anisotropia.

O melhor modelo simples para o segundo termo é conhecido como modelo IP (“Isotropization of Production”) (LAUNDER, 1989), e é dado por:

$$\Pi_{ij,2} = c_2 \left(\mathcal{P}_{ij} - \frac{2}{3} \mathcal{P} \delta_{ij} \right) \quad (1.37)$$

em que $\mathcal{P} = \frac{1}{2} \mathcal{P}_{ii}$.

Analogamente ao termo $\Pi_{ij,1}$, $\Pi_{ij,2}$ age no sentido de diminuir a anisotropia do tensor produção de turbulência $\mathcal{P}_{ij}$

Termo de Difusão

O termo de difusão é composto da soma da difusão pelas flutuações de pressão e pelas flutuações turbulentas. O termo de difusão pela pressão, no entanto, é desconsiderado com base em estudos experimentais (HANJALIC; LAUNDER, 1972). Portanto, somente a difusão pelas flutuações de velocidade ($\overline{u'_i u'_j u'_k}$) é considerada, e a seguinte relação é obtida através de uma analogia com o fluxo de difusão de um escalar:

$$C_{ijk} = -c_s \frac{k}{\varepsilon} R_{kl} \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_l} \quad (1.38)$$

Termo de dissipação

Este termo é modelado assumindo que os processos dissipativos são isotrópicos, pois acontecem nas menores escalas do escoamento. Neste caso, a seguinte relação é válida:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon \quad (1.39)$$

Em escoamentos com alto número de Reynolds, Tennekes e Lumley (1972, p.80) mostraram que uma equação rigorosa para o transporte da taxa de dissipação (ε) é

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\overline{\nu u'_j \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \right)^2} + \frac{\nu}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial x_i} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right] - 2\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} - 2 \left[\nu \overline{\frac{\partial^2 u'_i}{\partial x_j \partial x_k}} \right]^2 \quad (1.40)$$

No entanto, todos os termos da Eq. 1.40 não são diretamente calculados em função das variáveis do escoamento, e não são medidos experimentalmente. Portanto, é utilizada, no lugar desta equação, uma relação semi-empírica, desenvolvida em Hanjalic e Launder (1972):

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = -c_\varepsilon \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{\varepsilon} R_{jk} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_k} \right) + c_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} R_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - c_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \quad (1.41)$$

O primeiro termo do lado direito da Eq. 1.41 aproxima o termo correspondente ao transporte difusivo de ε em (1.40). O segundo e terceiro termo representam o efeito líquido de geração de ε pelo fenômeno de *vortex stretching* e a destruição pela ação viscosa.

Constantes de Fechamento

As constantes do modelo foram definidas com o uso de dados experimentais e

Tabela 1.1: Constantes de fechamento do Modelo LRR

	c_1	c_2	c_s	$c_{\varepsilon 1}$	$c_{\varepsilon 2}$	c_ε
Launder, Reece e Rodi (1975)	1,5	0,6	0,25	1,44	1,90	0,15
Launder (apud WILCOX, 1998)	1,8	0,6	-	1,44	1,92	0,18
Gibson e Younis (1986)	3,0	0,3	-	1,44	1,92	0,18

otimizações computacionais. As constantes c_1 e c_2 do termo de redistribuição, por exemplo, foram ajustadas utilizando dados de escoamento homogêneo de cisalhamento simples e de turbulência isotrópica. A constante $c_{\varepsilon 2}$ foi escolhida através de ajustes com dados de decaimento de turbulência de grade. As outras duas constantes da equação de ε são ajustadas de forma que no limite para o escoamento próximo à parede, o perfil logarítmico seja obtido. A constante c_s foi obtida através de otimização computacional. Os valores das constantes fornecidos por Launder, Reece e Rodi (1975) são apresentados na Tabela 1.1. Launder (apud WILCOX, 1998) atualmente sugere o uso de outros valores para as constantes. Estes valores também são apresentados na tabela.

Gibson e Younis (1986), utilizando resultados experimentais para escoamento com alto nível de “swirl”, obtiveram outros valores para as constantes, que apresentaram melhores resultados para este tipo de escoamento. A escolha das constantes neste trabalho é de tal forma a dar mais peso à parte turbulenta do que à parte contendo o tensor deformação no termo de redistribuição (Eq. 1.36 e 1.37). Os valores das constantes utilizados neste trabalho também são apresentados na Tabela 1.1.

Na Tabela 1.1, os valores de c_s para alguns dos modelos não são fornecidos, pois outra aproximação é utilizada para o termo de difusão (Eq. 1.38).

1.3. ESCOAMENTOS COM “SWIRL”

Os escoamentos com “swirl” estão presentes em diversos equipamentos, podem estes ser confinados, como no caso do ciclone ou em câmaras de combustão, ou não confinados, na forma de jatos, por exemplo.

O grau ou intensidade de “swirl” em um escoamento pode ser caracterizado pelo número de swirl (S). Este número adimensional é definido como

$$S = \frac{G_\Phi}{G_x R_x} \quad (1.42)$$

em que G_Φ e G_x são os Fluxos Axiais de Momento Angular e Momento Axial, res-

pectivamente, e R_x é uma dimensão característica do equipamento (SYRED; BEER, 1974).

Para o escoamento em ciclones, não é fácil definir um número de “swirl” característico, pois este varia com a posição axial no ciclone. Simplificando os cálculos dos fluxos, é possível chegar a um S geométrico que representa razoavelmente o grau de “swirl” deste escoamento (YAZDABADI; GRIFFITHS; SYRED, 1994):

$$S = \frac{\pi D D_x}{4ab} \quad (1.43)$$

A presença de uma zona de recirculação no centro do vórtice é uma característica dos escoamentos com “swirl”, e se desenvolve em escoamentos com números de “swirl” acima de um valor crítico, tipicamente 0,6 (YAZDABADI; GRIFFITHS; SYRED, 1994). O mecanismo de formação desta região de recirculação pode ser explicado com a ajuda da Figura 1.5, que mostra o escoamento com “swirl” na saída de um bocal. O mecanismo acontece da seguinte forma (SYRED, 2006):

- Escoamento com “swirl” gera um gradiente radial de pressão natural devido ao termo $\bar{w}^2/r$.
- Expansão ao passar por um bocal causa um decaimento axial da velocidade tangencial ($\bar{w}$), causando um decaimento do gradiente radial de pressão.
- Isto causa um gradiente axial de pressão negativo na proximidade do eixo, o que induz um escoamento reverso, e a formação da zona central de recirculação.
- Onde a distribuição de velocidade tangencial é da forma do Vórtice de Rankine (i.e. combinação de vórtice livre e forçado) o núcleo do vórtice central pode se tornar instável, dando origem ao fenômeno PVC.

A formação da Zona Central de Recirculação apresenta-se inicialmente como uma bolha de fluido recirculante no eixo de simetria do equipamento, para escoamentos com $S > 0,6$ e Re da ordem de 1000. Com um aumento do número de Reynolds, uma grande instabilidade tridimensional e dependente do tempo, se desenvolve: o PVC.

Estruturas similares às descritas no parágrafo anterior se desenvolvem no escoamento dentro do ciclone. Neste caso, a bolha de fluido recirculante está localizada dentro do “vortex finder” (CORTÉS; GIL, 2007). O escoamento dentro do ciclone também apresenta uma diferença essencial para outros tipos de escoamento com “swirl”, sendo esta a presença de um escoamento reverso no lugar da zona de recirculação (WANG; ZHOU; WONG, 2011).

Figura 1.5: Formação da Zona Central de Recirculação. Fonte: Syred (2006)

A Figura 1.6 apresenta um desenho esquemático do fenômeno PVC, mostrando um corte transversal em um ciclone. Como pode ser observado, o centro do vórtice se desloca do centro geométrico e apresenta um movimento de precessão em torno deste. Isto produz uma velocidade tangencial “negativa” perto do eixo e um máximo de velocidade “positiva” próximo à parede. O centro do vórtice apresenta um movimento com caminho próximo de circular em volta do centro geométrico do equipamento (CORTÉS; GIL, 2007). Altos níveis de flutuações de velocidade e pressão são observados em grande parte do campo de escoamento, indicando que o PVC distorce toda a região (O'DOHERTY et al., 1999).

Hoekstra (2000) apresenta um modelo descritivo do PVC em um ciclone, considerando um perfil radial de velocidade tangencial dado pela equação do Vórtice de Burgers e que o PVC possui uma trajetória circular com frequência angular constante. A Figura 1.7 mostra o efeito do PVC no perfil de velocidade tangencial previsto por este modelo em um vórtice com raio do vórtice interno igual a $0,2R$ e raio da trajetória do centro do vórtice igual a $0,05R$. Nesta figura, as curvas de velocidade tangencial são mostradas para duas posições extremas do movimento do centro do vórtice. A curva pontilhada representa o perfil médio medido pelo LDA; a diferença entre as curvas “reais” e a curva medida acontece porque somente a projeção da velocidade perpendicular ao plano de medição é captada pelo sensor nesta técnica. O perfil dos valores RMS (“Root Mean Square”) da velocidade tangencial também é mostrado. Nota-se, além do grande nível dos valores RMS na região central, dois mínimos locais na região da borda do vórtice interno. Estas características aparecem porque a magnitude do

Figura 1.6: Esquema do efeito do fenômeno do PVC no perfil de velocidade tangencial para o escoamento de gás em ciclones. Fonte: Cortés e Gil (2007).

valor RMS está relacionado ao gradiente de velocidade média.

Experimentalmente, o PVC pode ser observado através das séries temporais das variáveis do escoamento. Hoekstra, Derksen e Akker (1999) apresentam duas destas séries, medidas no centro e próximo à parede, na mesma posição axial. Estas séries (Figura 1.8) mostram claramente a presença de flutuações turbulentas de alta frequência e baixa amplitude sobrepostas a flutuações de baixa frequência e alta amplitude. A frequência característica foi encontrada através do cálculo da transformada de Fourier, e neste caso é igual a 12 Hz.

O termo precessão, apesar de consolidado no nome do fenômeno, não é o termo exato para caracterizar o movimento do núcleo do vórtice central (CORTÉS; GIL, 2007); há evidências de várias fontes de que o PVC possui uma natureza helicoidal (SYRED, 2006).

A forma e frequência do movimento periódico depende da geometria do equipamento, do número de “swirl” (S) e do número de Reynolds (Re) do escoamento. Para ciclones, Re é dados por:

$$Re = \frac{v_i D}{\nu} \quad (1.44)$$

A frequência característica também pode ser representada pelo número de Strouhal, definido como

Figura 1.7: Efeito do PVC em um Vórtice de Burgers arbitrário. Fonte: Hoekstra (2000)

$$St = \frac{f_{PVC} D}{v_i} \quad (1.45)$$

De modo geral, existe uma relação linear da frequência do PVC com o número de Reynolds do ciclone, como pode ser verificado nos estudos experimentais de Hoekstra (2000), Peng et al. (2005), Wong, Wang e Zhou (2007), Yazdabadi, Griffiths e Syred (1994). Com o aumento do número de “swirl”, foi notada uma diminuição da frequência de precessão nos estudos experimentais de Hoekstra (2000), Wang, Zhou e Wong (2011), Yazdabadi, Griffiths e Syred (1994).

Os resultados obtidos nestes estudos são apresentados nos gráficos da Figura 1.9. Alguns dos valores de frequência ou do número de Reynolds tiveram que ser calculados a partir dos dados fornecidos nos trabalhos para a compilação feita na figura. Quando necessário, a viscosidade dinâmica do ar foi considerada igual a $1,8 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$.

Analisando o gráfico da frequência do PVC em função do número de Reynolds, pode-se notar que a relação linear entre estas variáveis foi observada em diversos estudos, em uma ampla faixa de Re . Poucos estudos investigaram a variação da frequência com o número de “swirl” S , mas nota-se que existe uma tendência de diminuição da frequência com aumento de S também nos resultados de Hoekstra (2000) na Figura 1.9a.

Figura 1.8: Duas amostras das séries temporais de velocidade tangencial, sendo $T = 47\text{ms}$ e $U_{in} = 6,2\text{ m/s}$, medidas nas posições radiais (a) $r/R = 0$ e (b) $r/R = 0,3$. Fonte: Hoekstra, Derksen e Akker (1999)

(a)

(b)

Figura 1.9: Frequência do PVC com (a) o número de Reynolds e (b) o número de “swirl” para o escoamento do gás em ciclones.

Todos os trabalhos citados na Figura 1.9 estudaram o escoamento em um ciclone de fluxo reverso. No entanto, o método de obtenção dos valores para as frequências características utilizados foram diferentes nestes estudos. Yazdabadi, Griffiths e Syred (1994), por exemplo, obtiveram esta frequência a partir de dados de velocidade tangencial medidos no “vortex finder” por um anemômetro de fio quente. Peng et al. (2005) mediram a frequência de rotação do final do vórtice, na região inferior do ciclone, com um estroboscópio. Hoekstra (2000), Wang, Zhou e Wong (2011), Wong, Wang e Zhou (2007) utilizaram os espectros de potências das componentes de velocidade medidas na seção cilíndrica do ciclone, próximo ao “vortex finder”, para encontrar a frequência de precessão do vórtice.

A configuração do equipamento também é um fator de influência importante na caracterização do movimento do vórtice. Observando as curvas referentes aos experimentos de Hoekstra (2000), em que a variação do número de “swirl” foi conseguida pela modificação do diâmetro do “vortex finder” (D_x), nota-se que a diferença entre elas é pequena, ou seja, não há variação significativa no valor das frequências de precessão do vórtice com variação do número de “swirl”. No entanto, ao comparar estas curvas com a obtida por Wong, Wang e Zhou (2007), onde as frequências foram calculadas de forma similar as de Hoekstra (2000) em um ciclone com número de “swirl” próximo, porém em uma configuração diferente, observa-se uma grande diferença entre as frequências encontradas. Devido à essa característica do movimento do PVC, a comparação entre estudos é dificultada. Números de Strouhal podem apresentar valores bastante diferentes, mesmo em estudos com número de Reynolds e de “swirl” próximos. Nos trabalhos apresentados na Figura 1.9a, os números de Strouhal obtidos com relação à frequência de precessão do vórtice são apresentados na Tabela 1.2.

Tabela 1.2: Número de Strouhal característico do movimento do PVC

Trabalho	St
Yazdabadi, Griffiths e Syred (1994)	4,13
Hoekstra (2000)	0,60
Peng et al. (2005)	0,95
Wong, Wang e Zhou (2007)	0,53

1.4. MODELAGEM DO ESCOAMENTO EM CICLONES COM APOIO DE CFD

1.4.1. Breve Histórico

O uso de CFD para a modelagem e simulação do escoamento em ciclones teve início há mais de 30 anos. Devido à limitação dos computadores da época, estes primeiros trabalhos utilizavam a hipótese de axissimetria, tornando o problema bidimensional, e modelos de turbulência isotrópicos.

No entanto, a limitação de modelos de turbulência isotrópicos, como o $k - \varepsilon$, para esta modelagem foi logo verificada (ZHOU; SOO, 1990; MEIER; MORI, 1999; HOEKSTRA; DERKSEN; AKKER, 1999), através das comparações com resultados experimentais dos perfis de velocidade. Segundo Zhou e Soo (1990) e Meier e Mori (1999), esta limitação estaria relacionada à superestimativa da viscosidade turbulenta por parte do modelo isotrópico. Hoekstra, Derksen e Akker (1999) argumentam que o perfil de velocidade tangencial obtido com o modelo $k - \varepsilon$ é o de uma rotação de corpo rígido, resultado inerentemente obtido com a utilização de modelos de viscosidade turbulenta em sistemas com rotação.

Algumas alternativas à utilização dos modelos isotrópicos, especificamente o bastante difundido modelo $k - \varepsilon$, foram estudadas. Hoffmann, Groot e Hospers (1996) testaram um modelo ASTM ("Algebraic Stress Turbulence Model"), simplificação do RSTM que calcula as seis componentes do tensor de Reynolds por expressões algébricas. Meier e Mori (1999) apresentam um modelo anisotrópico de duas equações, uma combinação do modelo $k - \varepsilon$ com o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Hoekstra, Derksen e Akker (1999), por sua vez, utilizaram o modelo RSTM. Em todos estes casos, houve considerável melhora nos resultados para o campo de velocidade.

Hoekstra, Derksen e Akker (1999) também investigaram neste trabalho a influência do PVC nas flutuações de velocidade. Como já discutido, as flutuações de velocidade causadas pelo fenômeno PVC são flutuações de alta intensidade e podem interferir fortemente no processo de separação das partículas. Por este motivo, além da concordância com os dados de velocidade média experimental, os autores sugerem que os valores RMS experimental e os obtidos nas simulações sejam também comparados. Esta comparação foi realizada, e mostrou que o modelo de Tensões de Reynolds conseguiu reproduzir a anisotropia observada experimentalmente, mas não reproduziu os altos níveis de flutuação de velocidade no centro do ciclone.

De acordo com Derksen e Akker (2000), em uma simulação RANS, o modelo

de turbulência afeta as flutuações em todas as escalas, e desta forma também as flutuações coerentes do PVC. Isto então levaria a uma situação indesejada onde os modelos de turbulência, que são ajustados para flutuações turbulentas, atuam também sobre flutuações coerentes. Este argumento é utilizado pelos autores para justificar o uso da técnica LES para escoamento em ciclones. No entanto, esta concepção de que os modelos RANS não podem ser aplicados a problemas com instabilidades, exceto quando há uma lacuna espectral entre a instabilidade e a turbulência, é baseada na idéia equivocada de que a média de Reynolds (ou decomposição de Reynolds) é o mesmo que uma média temporal (DURBIN, 2002).

A diferença essencial para as duas abordagens é a de que, na técnica LES, os turbilhões são resolvidos e utiliza-se um tipo de filtro para as escalas menores, enquanto que nos modelos RANS, a turbulência é modelada. Consequentemente, a técnica LES tipicamente requer uma resolução temporal muito maior e um tempo de integração maior para a obtenção de um espaço amostral suficientemente grande para o cálculo de médias e desvios. Portanto, a modelagem RANS pode não ser tão sólida quanto a técnica LES, pois o processo de cálculo da média leva à perdas de informações quanto a estrutura dos turbilhões, por exemplo, mas requer um tempo computacional significativamente menor.

Nesta última década, vários trabalhos foram dedicados à simulação do movimento periódico do vórtice no ciclone, utilizando tanto a técnica LES quanto a modelagem RANS. Os trabalhos onde a técnica LES foi utilizada procuram melhorar a resolução espacial e temporal da simulação buscando resultados mais precisos e entender melhor o fenômeno através das visualizações das estruturas do campo de escoamento. Já os trabalhos que utilizam a modelagem RANS para este problema focam na busca de um modelo RSTM mais apropriado a este tipo de escoamento através da mudança dos valores das constantes ou mesmo de alguns termos.

1.4.2. Revisão dos Principais Trabalhos

Zhou e Soo (1990) utilizaram o método de diferenças finitas e o modelo de turbulência $k-\epsilon$ para a modelagem bidimensional do escoamento do gás em um ciclone de 0,3 m de diâmetro. A análise dos resultados foi realizada pela comparação com dados experimentais e com modelo analítico para o perfil de velocidade axial e tangencial desenvolvido por Soo (apud ZHOU; SOO, 1990). Boa concordância foi obtida para os valores de perda de carga para diferentes velocidades de entrada, e para o perfil de pressão radial. No entanto, os perfis radiais de velocidade axial e tangencial obtidos pelo método numérico mostraram discrepâncias em relação aos dados experimentais,

principalmente na região do vórtice central. Esta discrepância foi atribuída à utilização de um modelo de turbulência isotrópico, o que ocasiona a predição de valores muito altos para a viscosidade turbulenta.

Griffiths e Boysan (1996) utilizaram o software comercial Fluent para modelar o escoamento gás-partícula tridimensional em três tipos de ciclones, com diâmetros de 3,1, 6,5 e 30,5 cm. O escoamento do gás foi modelado utilizando o modelo de turbulência RNG $k-\varepsilon$, que calcula a viscosidade turbulenta através da resolução de uma equação diferencial ordinária adicional. As trajetórias das partículas, de diâmetros variando de 0,5 a 3 μm , foram calculadas através de uma modelagem Lagrangeana, sendo a força de arraste calculada pela lei de arraste de esferas simples, e o efeito da turbulência é incluído com o cálculo de flutuações de velocidade por técnicas estatísticas. Os resultados de eficiência de coleta para diferentes condições de operação, geometria e tipo de ciclone foram apresentados juntamente com dados experimentais e de modelos analíticos. Resultados de perda de carga da modelagem em CFD apresentaram desvios de até 15% com relação a dados experimentais.

Meier e Mori (1999) realizaram uma comparação entre os modelos de turbulência $k-\varepsilon$ isotrópico e um modelo denominado anisotrópico desenvolvido a partir de uma combinação do modelo $k-\varepsilon$ e o modelo de comprimento de mistura de Prandtl. Uma modelagem do escoamento gás-sólido também foi realizada através da resolução das equações de conservação para as duas fases, e um modelo empírico de força de arraste para a interação entre elas. Para a resolução das equações diferenciais, um código próprio de CFD foi desenvolvido, utilizando o Método de Volumes Finitos. A validação do modelo de escoamento do gás foi realizada comparando os resultados obtidos com dados da literatura. Os diâmetros dos ciclones variavam de 10 a 30 cm, e as velocidades de entrada de 5 a 18 m/s. Em todos os casos, o modelo anisotrópico para a turbulência foi capaz de reproduzir melhor o perfil radial de velocidade tangencial, apresentando boa concordância com os dados experimentais. A discrepância no perfil de velocidade tangencial para o modelo $k-\varepsilon$ foi atribuída à superestimativa da viscosidade turbulenta, como relatado por Zhou e Soo (1990).

Hoekstra, Derksen e Akker (1999) apresentaram resultados experimentais do perfil radial dos componentes médios e flutuantes de velocidade axial e tangencial do gás para um ciclone de 0,29 m de diâmetro medidos através da técnica de LDA e utilizaram estes dados para comparar o desempenho de três modelos de turbulência: $k-\varepsilon$ padrão, RNG $k-\varepsilon$ e RSTM. As simulações foram feitas através do uso do software comercial Fluent, utilizando um modelo bidimensional. A comparação dos resultados mostra que o RSTM é capaz de representar melhor os perfis de velocidade tangencial e axial, mas uma discrepância nos valores de velocidade tangencial máxima é observada. Dados temporais da velocidade tangencial medidos em um ponto no eixo central do ciclone

foram apresentados, e foi possível observar a presença de flutuações de velocidade da mesma ordem de grandeza da velocidade de entrada. Estas flutuações são periódicas, e acontecem provavelmente devido ao fenômeno PVC. Comparações entre as flutuações de velocidade medidas e as modeladas pelo RSTM foram feitas, mostrando que a modelagem superestima as flutuações na região de vórtice livre e subestima as flutuações na região de vórtice forçado.

Derksen e Akker (2000) utilizaram a técnica LES para investigar o escoamento do gás no ciclone e o fenômeno PVC. O método de discretização de lattice-Boltzmann foi utilizado em lugar do Método dos Volumes Finitos, devido a sua maior eficiência computacional para paralelização dos cálculos. O número de Reynolds do escoamento é de 14000, um valor bem mais baixo que o encontrado na prática. Na técnica LES, o resultado obtido é dependente da resolução espacial e temporal utilizada, e quanto maior o número de Reynolds do escoamento, maior a resolução requerida. Por isso, neste tipo de técnica, assim como no DNS, o número de Reynolds do escoamento a ser simulado fica limitado pela máquina utilizada. Foram apresentados como resultados as comparações dos perfis de velocidade média e valores RMS com resultados experimentais em quatro posições axiais. Os perfis de velocidade tangencial média concordam bem com os dados experimentais. No entanto, os resultados para a velocidade axial não conseguiram reproduzir o mínimo de velocidade no centro. Para os perfis dos valores RMS, os valores são maiores no centro tanto nos resultados da simulação quanto nos experimentais, um resultado esperado devido o movimento do PVC, mas em todos os casos a simulação superestima estes valores. Para examinar melhor o movimento do PVC, o espectro de potência foi calculado através da transformada de Fourier da série temporal de velocidade tangencial em um ponto no centro do ciclone, e um pico de potência foi obtida para a frequência correspondente ao número de Strouhal igual a 0,53, muito próximo do valor experimental.

Slack et al. (2000) realizaram uma comparação entre o modelo RSTM e a técnica LES para o escoamento de gás em um ciclone do tipo Stairmand com diâmetro igual a 0,205 m. A vazão volumétrica de entrada foi igual a $0,08 \text{ m}^3/\text{s}$, o que equivale a uma velocidade de entrada igual a 19 m/s e um Re aproximadamente igual a $2,6 \cdot 10^5$. As duas abordagens de simulação apresentaram resultados com boa concordância com os resultados experimentais de velocidade média tangencial e axial. A comparação foi realizada para oito posições axiais, e a simulação com LES obteve melhores resultados que a simulação com modelo RSTM para cinco delas. Nas três posições superiores, o modelo RSTM tem um melhor desempenho. De acordo com os autores, nesta região superior, o movimento do vórtice é mais lento que nas posições inferiores, e o período utilizado para o cálculo da velocidade média para a técnica LES incorpora poucos ciclos do PVC, o que pode ter afetado nos resultados dos perfis de velocidade.

São mostradas também algumas imagens do campo de escoamento, em intervalos de $8,4\text{ ms}$, mostrando o movimento do vórtice central.

Hu et al. (2005) estudaram o escoamento no interior de um ciclone de diâmetro igual a $0,25\text{ m}$ e com velocidade inicial igual a 14 m/s , através de medições experimentais com LDA e simulações em CFD utilizando um modelo RSTM com as constantes do termo de redistribuição modificadas. Através de diversas tentativas baseadas em estudos anteriores, os autores chegaram a novos valores de constantes, de forma que somente o termo de diminuição da anisotropia das tensões de Reynolds ($\Pi_{ij,1}$) é considerada no termo de redistribuição, ou seja, c_2 é igual a zero (Eq. 1.37). As comparações dos perfis de velocidade média tangencial e axial e seus valores RMS mostraram boa concordância das simulações com os resultados experimentais. O pico de flutuação de velocidade no centro do ciclone é bem captado por esta simulação, resultado não obtido nos trabalhos anteriores utilizando o modelo RSTM.

Jiao, Liu e Zheng (2007) apresentaram resultados experimentais e numéricos para o escoamento do gás em um ciclone. Perfis de velocidade média axial e tangencial e valores RMS foram medidos para duas posições axiais usando a técnica de PIV ("Particle Imaging Velocimetry"). O estudo numérico foi realizado com a ferramenta de CFD, utilizando o modelo de turbulência RSTM. As comparações dos resultados mostrou que o perfil de velocidade média tangencial e axial é bem reproduzido pelo modelo RANS, mas os valores RMS são subestimados, como já observado por outros pesquisadores. Os autores propuseram uma mudança em seis das sete constantes do modelo utilizado. Os resultados para este modelo RSTM modificado mostraram uma grande melhora na predição dos valores RMS de velocidade, sem modificação dos resultados para o campo de velocidade média.

Gronald e Derksen (2011) fizeram a comparação mais recente entre os modelos de turbulência para o escoamento em ciclones. Três casos foram estudados: o modelo RSTM utilizando o Método dos Volumes Finitos; modelo LES utilizando o Método dos Volumes Finitos e modelo LES utilizando o método lattice-Boltzmann. Os resultados foram comparados com dados experimentais da literatura. Comparações de perfis de velocidades médias mostraram que as três modelagem foram capazes de reproduzir os perfis de velocidade axial e tangencial médias, sendo que a modelagem com LES e Método dos Volumes Finitos é a de melhor desempenho. Os níveis de flutuação das velocidades foram estudados através de uma comparação dos valores RMS, e mostraram que a modelagem utilizando o modelo RSTM subestima estas flutuações, principalmente na região central, como observado em trabalhos anteriores. As duas abordagens utilizando a técnica LES, no entanto, apresentam boa concordância para os níveis de flutuação. O espectro de potência das séries temporais de velocidade foi calculado em 3 pontos do centro do ciclone para as modelagens com LES, e foi pos-

sível encontrar uma frequência característica do movimento do vórtice. A frequência encontrada é igual a 73 Hz, correspondente a um número de Strouhal igual a 2,3.

2. MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo são apresentados os métodos numéricos utilizados na resolução do campo de escoamento e no tratamento de dados, e o sistema simulado. Na seção 2.1, a técnica de CFD com base nos Métodos dos Volumes Finitos será brevemente apresentada, enquanto na seção 2.2 o pacote computacional OpenFOAM será apresentado junto com os métodos de discretização, malha e modelos utilizados no trabalho. Na seção 2.3, são mostrados os métodos utilizados na etapa de tratamento de dados. A geometria e condições de operação do sistema a ser modelado estão na seção 2.4.

2.1. CFD

Fluidodinâmica Computacional ou CFD (“Computational Fluid Dynamics”) é a análise de sistemas envolvendo o escoamento de fluidos, transferência de calor e fenômenos associados, como reações químicas, por meio de simulações computacionais (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

A importância dos pacotes CFD tem crescido muito nos últimos anos devido à confiabilidade e à rapidez com que os resultados são obtidos, além da economia frente a testes experimentais. Este fato se deve aos avanços no desenvolvimento da modelagem dos fenômenos físicos, das técnicas numéricas para solucionar o problema e do aumento do poderio computacional (SILVA, 2008).

Os métodos atuais para a resolução de problemas de fluidodinâmica computacional podem ser divididos em três grandes grupos:

1. Método das Diferenças Finitas (MDF);
2. Método dos Volumes Finitos (MVF);
3. Método dos Elementos Finitos (MEF).

A tarefa de um método numérico é resolver uma ou mais equações diferenciais, substituindo as derivadas existentes por expressões algébricas que envolvem a função incógnita. Quando não é possível a solução analítica, e decide-se fazer uma aproximação numérica da equação diferencial, aceita-se ter a solução para um número discreto

de pontos, com um determinado erro, esperando que quanto maior for este número de pontos, mais próximo da solução exata será a solução numérica (MALISKA, 2004).

O Método dos Volumes Finitos, assim como o Método das Diferenças Finitas e Elementos Finitos, são aplicados na discretização do espaço físico e temporal. O primeiro tipo de discretização considera a divisão do domínio do espaço em um conjunto de volumes de controle interconectados entre si ou com o contorno do domínio. A discretização do espaço físico constrói a chamada malha computacional. De forma similar, a discretização temporal é aplicada a problemas transientes partindo de uma condição inicial e subdivide seu domínio em um número finito de intervalos de tempo (SILVA, 2008).

No Métodos dos Volumes Finitos, método utilizado neste trabalho, as equações aproximadas são obtidas através de balanços de conservação da propriedade envolvida (massa, quantidade de movimento, entalpia, etc.) no volume elementar (MALISKA, 2004).

A equação de transporte da propriedade genérica ϕ (Eq. 2.1) é a principal forma de descrever os fenômenos que ocorrem nos sistemas envolvendo mecânica dos fluidos, transferência de calor e de massa.

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\phi\mathbf{u}) = \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) + S_\phi \quad (2.1)$$

onde ρ é a massa específica do fluido, $\mathbf{u}$ é o vetor velocidade, Γ_ϕ é o coeficiente de difusão e S_ϕ é o termo fonte. Esta equação é utilizada como o ponto de partida para os procedimentos computacionais no MVF. Substituindo ϕ por 1, u_i e $-\overline{u'_i u'_j}$, e selecionando os valores apropriados para o coeficiente Γ_ϕ e o termo fonte S_ϕ , chega-se às equações de continuidade, Navier-Stokes e de transporte das tensões de Reynolds.

A integração da Eq. 2.1 é a chave para a solução do problema utilizando o Método dos Volumes Finitos. Considerando a integração sobre um volume de controle, tem-se:

$$\int_{CV} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dV + \int_{CV} \nabla \cdot (\rho\phi\mathbf{u}) dV = \int_{CV} \nabla \cdot (\Gamma_\phi \nabla \phi) dV + \int_{CV} S_\phi dV \quad (2.2)$$

O primeiro termo indica a taxa de variação da quantidade total da propriedade ϕ no volume de controle. O segundo termo do lado direito da Eq. 2.2, o termo convectivo, representa a taxa líquida de diminuição da propriedade ϕ do elemento de volume devido à convecção. O primeiro termo do lado direito da Eq. 2.2, o termo difusivo, está associado ao fluxo difusivo através das faces do elemento de volume e representa a taxa líquida de aumento da propriedade de fluido ϕ do elemento de volume devido à difusão. O termo final representa a taxa de aumento da propriedade ϕ como resultado

de fontes dentro do elemento de fluido.

Em problemas transientes, também é necessário integrar a Eq. 2.2 com respeito ao tempo t sobre um intervalo de tempo pequeno Δt . Esta integração gera a forma mais geral da Equação de Transporte em sua forma integrada (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007):

$$\int_{\Delta t} \frac{\partial}{\partial t} \left(\int_{CV} \rho \phi dV \right) dt + \int_{\Delta t} \int_{CV} \nabla \cdot (\rho \phi \mathbf{u}) dV dt = \int_{\Delta t} \int_{CV} \nabla \cdot (\Gamma_{\phi} \nabla \phi) dV dt + \int_{\Delta t} \int_{CV} S_{\phi} dV dt \quad (2.3)$$

As integrais da Eq. 2.3 são então aproximadas por expressões algébricas, considerando um determinado comportamento para a variável ϕ dentro do volume de controle. Para isto, existem inúmeros métodos na literatura desenvolvidos para a interpolação dos valores das variáveis, para o cálculo dos gradientes de ϕ , para o cálculo do termo convectivo, entre outros. Na seção 2.2, os métodos utilizados neste estudo serão detalhados.

2.2. OPENFOAM

OpenFOAM é um pacote computacional de CFD de código aberto. Possui um grande número de ferramentas utilizadas para resolução de problemas desde escoamentos complexos envolvendo reações químicas, transferência de calor e turbulência, até mecânica dos sólidos e eletromagnetismo. O pacote OpenFOAM inclui mais de 80 “solvers” que simulam problemas específicos de engenharia e mais de 170 aplicativos utilitários que realizam o pré e pós processamento ¹.

Entre os pacotes de CFD de código aberto, o OpenFOAM se destaca por possuir, entre outras, as seguintes vantagens:

- Código escrito em C++;
- Simplicidade no uso como uma ferramenta CFD;
- Ferramentas de geração de malha e visualização de dados incorporados ao pacote;
- Generalidade da malha (estruturada ou não-estruturada), inclusive com a possi-

¹<http://www.openfoam.com/features/> (acesso em: 27/12/2012)

bilidade de importar malhas de outros programas (gratuitos e comerciais);

- Ferramentas de exportação de resultados para visualização em outros programas gráficos;

2.2.1. Malha Computacional

Como mencionando, o OpenFOAM é capaz de trabalhar com malhas estruturadas e não-estruturadas. Malhas estruturadas são caracterizadas por uma conectividade regular com os elementos vizinhos, ou seja, cada elemento possui um número determinado de faces e elementos vizinhos. No caso bidimensional, os elementos são quadriláteros e no caso tridimensional, hexaedros. Desta forma, os nós podem ser representados por índice (i,j,k) , e os nós vizinhos estão implicitamente determinados, como, por exemplo, $(i+1,j,k)$.

Malhas não-estruturadas não possuem esta restrição para o número de elementos vizinhos e podem assumir qualquer forma. Na prática, triângulos e quadriláteros são mais utilizados para os problemas bidimensionais e elementos tetraédricos e hexaédricos para os problemas tridimensionais. Neste caso, a conectividade é irregular, e deve ser explicitamente determinada por uma tabela de conectividade (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007).

O software utilizado para a construção da geometria e da malha foi o ICEM CFD, software proprietário da empresa Ansys. Ele foi escolhido por ser mais completo que as alternativas de criação de malha disponibilizados no pacote OpenFOAM, principalmente na criação de geometrias e malhas tridimensionais, e pela facilidade de importação de malhas de outros programas que o OpenFOAM oferece.

A malha criada foi do tipo não-estruturada com elementos hexaédricos. A utilização de elementos hexaédricos criados com a utilização da ferramenta “Blocking” do ICEM CFD possibilita um melhor controle sobre a etapa de refinamento da malha. Com esta ferramenta, blocos são criados e adaptados à geometria e a malha é criada a partir da especificação da distribuição de pontos ao longo das bordas desses blocos. A Figura 2.1 apresenta detalhes da criação da malha.

A etapa de ajuste e refinamento das malhas será apresentada na Seção 3.1.

Figura 2.1: Detalhes da criação da malha hexaédrica mostrando (a) blocos iniciais, (b) laterais dos blocos e delimitação dos elementos de volume e (c) malha final.

Figura 2.2: Parte da malha mostrando os parâmetros utilizados na discretização pelo MVD. Fonte: (RUSCHE, 2002)

2.2.2. Discretização das Equações

A Figura 2.2 mostra uma parte de uma malha não-estruturada. Esta Figura será utilizada para exemplificar os métodos numéricos utilizados. O vetor S é normal à face f e sua magnitude é igual à área da face. O vetor unitário n normal à face f é definido como $n = \frac{S}{|S|}$ e d denota o vetor entre o centro da célula de interesse P e o centro da célula vizinha N .

Um ponto importante na discretização das equações é a alocação do campo das variáveis na malha. No OpenFOAM, é utilizado o que é chamado de arranjo co-localizado, em que todas as variáveis são alocadas nos centros dos volumes de controle. Outro tipo de arranjo é o chamado de “staggered”, em que as velocidades são

alocadas nas faces ou nos vértices, separadas das outras variáveis.

A interpolação dos valores dos centros das células para o centro das faces é fundamental para o MVF. Neste trabalho, o método de interpolação utilizado foi o método linear, ou mais conhecido como Diferenças Centrais, que pode ser definido como:

$$\phi_f = f_x \phi_P + (1 - f_x) \phi_N \quad (2.4)$$

onde $f_x \equiv \frac{|\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_N|}{|\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_N| + |\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_P|}$.

O termo gradiente $\nabla \phi$ é avaliado com a utilização do Teorema de Gauss:

$$\int_V \nabla \phi \, dV = \int_S \phi \, d\mathbf{S} \approx \sum_f \mathbf{S} \phi_f \quad (2.5)$$

onde o valor ϕ_f é calculado com o método das Diferenças Centrais.

A discretização temporal foi feita utilizando o método “Backward”, que calcula a derivada temporal da seguinte forma:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\frac{3}{2} \phi^n - 2 \phi^0 + \frac{1}{2} \phi^{00}}{\Delta t} \quad (2.6)$$

onde ϕ^n representa o novo valor da variável a ser calculado, ϕ^0 e ϕ^{00} são os valores da variável no tempo anterior e antes desse, respectivamente.

A discretização do termo convectivo, $\nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \phi)$ é feita integrando sobre o volume de controle e transformando a integral em integral de área pelo teorema de Gauss.

$$\int_V \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \phi) \, dV = \int_S (\rho \mathbf{u} \phi) \cdot d\mathbf{S} \approx \sum_f \mathbf{S} \cdot (\rho \mathbf{u})_f \phi_f = \sum_f F \phi_f \quad (2.7)$$

onde F é o fluxo mássico através da face f definido como $F = \mathbf{S} \cdot (\rho \mathbf{u})_f$. O valor de ϕ_f neste caso é calculado por um método upwind conhecido como “Linear Upwind Scheme” (LUD). Este método pode ser visto como uma extensão do método Upwind original com uma correção baseada na estimativa do valor do gradiente de ϕ multiplicado pela distância entre o ponto P e a face f (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007), e é dado por:

$$\phi_f = \phi_P + (\phi_P - \phi_W) \frac{|\mathbf{x}_f - \mathbf{x}_P|}{|\mathbf{x}_N - \mathbf{x}_P|} \quad (2.8)$$

onde ϕ_W é o valor da variável no centro da célula à montante de P, considerando um fluxo com direção de P para N.

Para o acoplamento pressão-velocidade, o método utilizado foi o PISO, descrito em Jasak (1996, p.143-148), método padrão no OpenFOAM para problemas transientes.

2.2.3. Modelo de Turbulência

O modelo de turbulência utilizado foi o modelo LRR, disponível no pacote OpenFOAM. As equações deste modelo foram apresentadas na seção 1.2.2.4, Eqs. 1.30 a 1.41. Duas séries de constantes para o modelo foram utilizadas: os valores considerados padrões para o modelo e outra onde as constantes do termo de redistribuição foram modificadas segundo o trabalho de Gibson e Younis (1986). Estes modelos foram denominados, neste trabalho, de LRR e YG, respectivamente. Os valores das constantes utilizados são dados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: Valores das Constantes do modelo RSTM apresentado

	c_1	c_2	c_s	c_ε	$c_{\varepsilon 1}$	$c_{\varepsilon 2}$
LRR	1,8	0,6	0,25	0,15	1,44	1,92
YG	3,0	0,3	0,25	0,15	1,44	1,92

Este modelo de turbulência necessita dos valores iniciais das tensões de Reynolds em todo o campo de escoamento. Para calcular estes valores iniciais, uma simulação anterior com o modelo $k - \varepsilon$ foi realizada para todos os casos estudados, e a partir do valor de k e ν_T , os valores de R_{ij} iniciais foram calculados utilizando a hipótese de Boussinesq (Eq. 1.26). Os valores das constantes utilizadas para o modelo $k - \varepsilon$ foram:

$$c_{\varepsilon 1} = 1,44 \quad c_{\varepsilon 2} = 1,92 \quad c_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3 \quad (2.9)$$

2.2.4. Ferramentas Adicionais

O OpenFOAM possui diversas ferramentas que permitem a manipulação dos dados obtidos durante as simulações.

Uma importante ferramenta utilizada durante a simulação é “field Average”. Esta ferramenta calcula os campos médios de velocidade média (U) e pressão (P). Esta média é atualizada a cada passo da iteração, sendo calculada da seguinte forma:

$$\langle \phi \rangle_i = \langle \phi \rangle_{i-1} \frac{t - \Delta t}{t} + \phi_i \frac{\Delta t}{t} \quad (2.10)$$

onde o subscrito i se refere ao passo da iteração, Δt é o intervalo de tempo da iteração e t é o tempo total até o passo i . As variáveis entre $< >$ referem-se aos valores médios calculados.

O valor RMS deste campo médio também pode ser calculado por esta ferramenta. A relação para o cálculo deste é dada por:

$$\sigma_i = \frac{t - \Delta t}{t} (\sigma_{i-1} + \langle \phi \rangle_{i-1}^2) + \phi_i^2 \frac{\Delta t}{t} - \langle \phi \rangle_i^2 \quad (2.11)$$

em que σ_i é o o quadrado do valor médio RMS da variável ϕ para o passo de iteração i .

Outra ferramenta utilizada durante a simulação foi a “probe”, que armazena os valores das variáveis em pontos especificados previamente para todos os passos de iteração.

2.3. TRATAMENTO DE DADOS

Os dados da simulação transiente podem ser tratados de modo a fornecer mais informações importantes à análise dos resultados. Para analisar as séries temporais das variáveis de um escoamento em que o PVC está presente, o espectro destas séries foram calculados. Em estatística, o espectro de uma série temporal é uma função real da frequência associada à um processo estocástico. Intuitivamente, o espectro decompõe o conteúdo do processo estocástico em diferentes frequências presentes no processo e ajuda a encontrar periodicidades. No sistema em estudo, a análise do espectro de frequências ajuda a identificar se existe uma frequência característica do movimento periódico do vórtice.

A Função Densidade Espectral de Potência, ou “Power Spectral Density”, descreve como a potência do sinal é distribuído nas diferentes frequências. Pode ser calculada de duas formas: como o quadrado da magnitude da Transformada de Fourier da série temporal ou a partir da Transformada de Fourier da Função Autocorrelação da série temporal. A segunda forma foi utilizada nos cálculos da Densidade Espectral de Potência neste trabalho. As relações utilizadas para o cálculo da Função Autocorrelação e da Densidade Espectral de Potência são dadas nas Eqs. 2.12 e 2.13, respectivamente (BENDAT; PIERSOL, 1971).

$$R_x(\tau) = \frac{1}{N-i} \sum_{j=1}^{N-i} x_j x_{j+i} \quad i = 1, 2, 3, \dots, q \quad (2.12)$$

em que $\tau = ih$ é o deslocamento, h é o intervalo de tempo em que os valores de autocorrelação são calculados, N é o número total de dados da série temporal x_i , e q é o número de pontos da função autocorrelação. Neste trabalho, foram utilizados como parâmetros $m = 1000$ e $h = 0,0001$ s. O valor de h foi definido com o mesmo valor do intervalo de tempo da série temporal utilizada nos cálculos. Vários valores para m foram testados e os Espectros de Potência obtidos para cada caso foram comparados. O valor utilizado foi escolhido por resultar em um espectro com menos “ruído”.

$$P_x(f) = 2h \left[R_x(0) + 2 \sum_{i=1}^{q-1} R_x(ih) \cos\left(\frac{\pi i f}{f_c}\right) + R_x(qh) \cos\left(\frac{\pi q f}{f_c}\right) \right] \quad (2.13)$$

em que f é a frequência em que a densidade espectral é calculada, f_c é a frequência de corte, ou seja, a máxima frequência em que a função será calculada e é igual a $f_c = 1/2h$.

2.4. ESTUDO DE CASO

2.4.1. Trabalho Experimental Simulado

Neste trabalho, as condições de operação e geometria definidos para as simulações foram as mesmas que as utilizadas no trabalho experimental de Obermair, Woisetchlager e Staudinger (2003). Os dados experimentais fornecidos no trabalho de Obermair, Woisetchlager e Staudinger (2003) foram utilizados como parâmetros para a validação da modelagem realizada.

Obermair, Woisetchlager e Staudinger (2003) mediram, através da técnica de LDA, o campo de escoamento de gás na parte inferior de um ciclone de diâmetro igual a 0,4 m e entrada tangencial, utilizando três tipos de caixa de coleta. O objetivo do trabalho foi estudar a influência da geometria da caixa de coleta no campo de escoamento nesta região e assim poder explicar a influência da geometria na separação de partículas. A velocidade de entrada em todos os casos simulados foi igual a 12,7 m/s.

A melhor geometria para a caixa de coleta identificada foi a que consiste de um “downcomer tube” entre o corpo cônico do ciclone e a caixa de coleta. Neste tubo, a velocidade tangencial é alta, mas a intensidade turbulenta é relativamente baixa, e as partículas que escapam da caixa de coleta seguindo o gás no vórtice interno são expostas a este campo centrífugo e atiradas em direção à parede. Portanto, uma vez abaixo do corpo cônico, as partículas circulam entre o “downcomer tube” e a caixa de

Figura 2.3: (a) Velocidade Axial e Tangencial e (b) Valores RMS no ciclone com “downcomer tube” medido por Obermair, Woisetchlager e Staudinger (2003)

coleta, dificilmente entrando novamente na zona de separação do ciclone. A Figura 2.3 mostra os resultados experimentais obtidos com a técnica de LDA para esta geometria. Um valor para a frequência de precessão do vórtice no “downcomer tube” igual a 66 Hz também foi fornecido.

Este ciclone estudado por Obermair, Woisetchlager e Staudinger (2003) foi simulado neste trabalho, e os dados de velocidade e valores RMS foram retirados do trabalho de Grondal e Derksen (2011), que apresentaram estes mesmos dados na forma de gráficos de velocidade e valores RMS em função da posição radial para diferentes posições axiais.

2.4.2. Geometria do Ciclone

A geometria do ciclone estudado é apresentada na Figura 2.4a. A Figura 2.4b mostra os locais onde os resultados das simulações serão comparados com os dados experimentais de velocidade (linhas L1 a L6), e os locais onde os valores de velocidade em cada passo da simulação foram armazenados para análise das séries temporais (pontos P1 a P7).

Todos os pontos localizados na Figura 2.4b são localizados no centro do ciclone.

Figura 2.4: (a) Dimensões do ciclone estudado, em mm, e (b) locais de comparação de dados experimentais

2.4.3. Condições de Contorno

A vazão utilizada de gás no trabalho experimental foi de $800m^3/h$ de ar, o que resulta em uma velocidade de entrada de $12,7m/s$. O número de Reynolds na entrada para esta velocidade é igual a $2,82 \cdot 10^5$ e a viscosidade do ar utilizada foi de $1,8 \cdot 10^{-5} m^2/s$.

Na definição da simulação em regime transiente, é necessário definir as condições iniciais e de contorno para todas as variáveis. Em todos os casos simulados, as seguintes condições de contorno foram utilizadas:

Pressão:

- entrada: gradiente zero;
- saída: valor definido igual a $0Pa$;
- parede: gradiente zero.

Velocidade:

- entrada: valor definido igual a $12,7m/s$;
- saída: gradiente zero;
- parede: valor definido igual a zero (*no-slip*).

ε :

- entrada: valor definido de $50,47m^2/s^3$;
- saída: gradiente zero;
- parede: função de parede.

k :

- entrada: valor definido de $2,42m^2/s^2$;
- saída: gradiente zero;
- parede: função de parede.

R_{ij}

- entrada: valor definido calculado a partir de k e ε ;
- saída: gradiente zero;
- parede: função de parede.

A condição de contorno “gradiente zero” é referente à especificação do gradiente da variável em questão na direção normal à fronteira. Utilizando esta condição de contorno na saída para a velocidade, R_{ij} , k e ε corresponde a hipótese de que não existe mais variação axial destas variáveis, e o escoamento está desenvolvido na saída. Para que esta condição seja satisfeita, a geometria do ciclone foi modificada, aumentando o comprimento do tubo de saída.

Como o perfil para a velocidade na entrada foi especificado como um perfil uniforme, o comprimento do tubo de entrada também foi aumentado para assegurar o desenvolvimento do perfil até a entrada no corpo do ciclone. Para as variáveis turbulentas, k e ε , os valores na entrada utilizados são referentes a uma intensidade de turbulência igual a 10%, calculados da seguinte forma:

$$k_{in} = \frac{3}{2}(IU_{in})^2 \quad \varepsilon_{in} = c_\mu^{3/4} \frac{k_{in}^{3/2}}{l_m} \quad (2.14)$$

onde I é a intensidade turbulenta, c_μ é a constante do modelo $k - \varepsilon$ e l_m é um comprimento característico calculado aqui como $l_m = 0,07(a + b)/2$, onde a e b são as dimensões da entrada.

Para as condições iniciais das simulações em regime transiente utilizando os modelos de tensões de Reynolds, uma simulação anterior em estado permanente e com o modelo $k - \varepsilon$ foi realizada com as condições de contorno apresentadas acima. As condições iniciais para a simulação com o modelo $k - \varepsilon$ foram iguais a zero para todas as variáveis. O resultado desta simulação foi então utilizado como condição inicial para a simulação transiente e com o modelo RSTM.

2.4.3.1. Função de Parede

Devido aos altos gradientes de velocidade e ação das forças viscosas na região próxima à parede, os modelos de turbulência $k - \varepsilon$ e RSTM não representam corretamente as variáveis nesta região. As funções de parede são utilizadas para evitar a integração das equações do modelo de turbulência até a parede, fazendo uso do comportamento universal do escoamento próximo à parede. Se y é a coordenada com direção normal à parede, a velocidade média em um ponto y_P com $30 < y_P^+ < 500$ satisfaz a lei logarítmica e a taxa de produção de energia cinética turbulenta é aproximadamente igual à taxa de dissipação (VERSTEEG; MALALASEKERA, 2007). Desta forma, as seguintes relações são válidas nesta região:

$$u^+ = \frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey_P^+) \quad k = \frac{u_\tau^2}{\sqrt{C_\mu}} \quad \varepsilon = \frac{u_\tau^3}{\kappa y} \quad (2.15)$$

onde $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ é conhecida como velocidade de atrito, $y^+ = \frac{\tau_w y}{\mu}$, e τ_w é a tensão de cisalhamento na parede. A constante κ é igual a 0,41 e E é igual a 9,8 para paredes lisas.

Nas simulações para o caso base, cujas condições de contorno e métodos foram apresentados, os valores de y^+ estão dentro do intervalo de validade desta lei de parede.

2.4.4. Parâmetros da Simulação

Em todas as simulações cujos resultados serão apresentados e discutidos nas próximas seções, o regime de escoamento é transiente, com passo de tempo constante e igual a $10^{-4}s$.

Para a etapa de comparação de refinamento da malha, foi utilizado um tempo total de $1s$ de simulação. Para as seguintes etapas, o tempo total de simulação foi igual a $1,5s$. A comparação com os resultados experimentais de velocidade média foi realizada com o cálculo da média dos valores de velocidade a partir do tempo $0,7s$, utilizando a ferramenta “field Average”, mencionada no item 2.2.4. Estes valores de tempo de simulação foram escolhidos através da observação do comportamento das variáveis durante as simulações: a partir de $0,7s$, foi observado que o escoamento já estava desenvolvido, e em seu estado de oscilação.

Os resíduos de cada simulação foram monitorados e todas as simulações foram consideradas convergidas, apresentando um comportamento estável após aproximadamente $0,2s$ de simulação. O resíduo da equação de pressão sempre apresentou um valor maior que as outras equações, em torno de $0,02$. Este valor de resíduo se refere ao máximo resíduo calculado em toda a malha e é normalizado com base no transporte convectivo e difusivo médio em cada célula. O cálculo destes resíduos são descritos em Jasak (1996, p.173-181).

Todas as simulações foram realizadas em uma Workstation HP Z600 com 2 processadores Intel® X5670 2.93 GHZ de seis núcleos e 12 GB de memória RAM.

3. RESULTADOS

Nesta seção, os resultados das simulações são apresentados. No item 3.1, é mostrado o estudo realizado para escolha da malha a ser utilizada. No item 3.2, são mostrados os resultados das simulações para duas variações do modelo de turbulência das Tensões de Reynolds. No item 3.3, o comportamento periódico do campo de escoamento foi estudado.

3.1. REFINAMENTO DA MALHA

Para a escolha da malha para esta modelagem, foi realizado um estudo de convergência da malha. A partir da primeira malha criada, outras malhas mais refinadas foram criadas. Todas as malhas são hexaédricas e não-estruturadas e todas as malhas foram construídas a partir da primeira, de modo a manter o mesmo formato estrutural e somente diminuir o tamanho dos elementos. Para cada uma das malhas, o escoamento do gás foi simulado utilizando as condições de contorno e parâmetros da simulação descritos nas seções 2.4.3 e 2.4.4.

Em termos quantitativos, para este trabalho, considerou-se que a convergência da malha ocorre quando, ao aumentar o número de elementos, não há variação no resultado obtido, e desta forma podemos dizer que o erro correspondente a discretização espacial é o mínimo possível. Quantificou-se esta variação por meio do cálculo da integral do quadrado da diferença entre as curvas de velocidade média. Outra forma de verificar a convergência da malha considerada é através da comparação da perda de carga para cada caso.

O número de elementos de cada uma das malhas utilizadas nesta etapa é dado na Tabela 3.1. A Figura 3.1 mostra a malha chamada de M4.

Apresenta-se, na Tabela 3.2, as perdas de carga obtidas para cada malha, para comparação. Esta tabela também apresenta o valor do máximo residual da equação de pressão no final da simulação e o tempo computacional de simulação para cada caso, ao utilizar os recursos computacionais descritos em 2.4.4. Nas Figuras 3.2 e 3.3 são apresentados os perfis de velocidade tangencial e axial médios em função da posição r para as regiões do ciclone L1 a L6, conforme esquema da Figura 2.4. Estes perfis de velocidade foram traçados com os valores de 100 pontos selecionados de forma uniforme em cada linha indicada.

Tabela 3.1: Denominação e número de elementos das malhas utilizadas

Malha	no. de elementos
M1	124 mil
M2	244 mil
M3	424 mil
M4	556 mil

Figura 3.1: Malha M4. (a) Visão tridimensional da malha e (b) cortes frontal e superior.

Observando os perfis de velocidade para os quatro casos, é possível concluir que o número de elementos da malha M1 não é suficiente para a obtenção de uma modelagem correta do escoamento interno neste ciclone. Para esta malha, os perfis de velocidade tangencial na região inferior do ciclone (Figuras 3.2d a 3.2f) diferem significativamente dos obtidos para as outras três malhas, enquanto que para a velocidade axial (Figura 3.3), o modelo não reproduz o mínimo de velocidade no centro em nenhuma posição.

Considerando as outras três malhas, não existe uma convergência direta para um resultado independente do número de elementos. Nota-se que, na maioria dos gráficos apresentados, os resultados obtidos com a malha M4 são intermediários aos resultados obtidos com as malhas M2 e M3. Este comportamento também é observado para os valores de perda de carga, dados na Tabela 3.2.

Tabela 3.2: Perda de carga, residual máximo e tempo computacional das simulações do estudo de convergência da malha

Malha	ΔP (Pa)	max. residual	tempo sim. (h)
M1	1458	0,019	4,77
M2	1587	0,023	9,65
M3	1761	0,025	18,17
M4	1632	0,021	31,74

Tabela 3.3: Integral do erro quadrado para os resultados de velocidade tangencial entre as malhas M1, M2, M3 e M4 (em m^2/s)

malhas	L1	L2	L3	L4	L5	L6
M2-M1	818	1209	1762	4570	28675	17834
M3-M2	635	886	1009	1170	1881	1537
M4-M3	272	302	371	384	823	728

Tabela 3.4: Integral do erro quadrado para os resultados de velocidade axial entre as malhas M1, M2, M3 e M4 (em m^2/s)

malhas	L1	L2	L3	L4	L5	L6
M2-M1	919	618	1626	2474	1170	314
M3-M2	277	186	83	308	281	54
M4-M3	177	142	157	212	126	107

Figura 3.2: Comparação entre os perfis de velocidade tangencial média para as quatro malhas construídas

Figura 3.3: Comparação entre os perfis de velocidade axial média para as quatro malhas construídas

Mesmo que não se observando uma convergência direta dos resultados através dos perfis de velocidade média ou dos valores de perda de carga, os valores das integrais do erro quadrado entre os resultados de velocidade tangencial e axial, dados nas Tabelas 3.3 e 3.4, para as diferentes malhas, mostra que há uma tendência à convergência. Então, infere-se que os valores de velocidade e pressão para malhas com maior número de elementos que a malha M4 estará possivelmente contido no intervalo entre os valores das malhas M2 e M3, e mais próximo de M4, devido a tendência de decréscimo do erro entre estas malhas. Por isso, foi considerado que o ganho com precisão ao utilizar uma malha com mais elementos será pouco se comparado ao tempo computacional requerido, e optou-se pela escolha da malha M4 nesta modelagem, e doravante está será a malha utilizada.

3.2. MODELOS DE TURBULÊNCIA

Os modelos de turbulência LRR e uma de suas variações, denominada YG, e apresentadas na seção 1.2.2.4, foram testados para este escoamento.

Apresenta-se, nas Figuras 3.4 e 3.5, os perfis de velocidade axial e tangencial calculados para os modelos LRR e YG, assim como os resultados experimentais obtidos por Obermair, Woisetchlager e Staudinger (2003).

As duas modelagens apresentam resultados com boa concordância com os dados experimentais, principalmente para os perfis de velocidade tangencial. Em geral, o modelo LRR consegue reproduzir com precisão os valores de velocidade tangencial máxima, mas apresenta uma menor inclinação de curva na região do vórtice interno, indicando uma velocidade angular menor para o escoamento simulado na região de vórtice forçado. Para o modelo YG, ao contrário, a inclinação da curva é mais próxima da encontrada experimentalmente, mas a velocidade tangencial máxima é subestimada.

Observando os perfis de velocidade axial (Figura 3.5), pode-se dizer que os dois modelos conseguiram reproduzir de forma satisfatória o perfil da componente axial, principalmente nas posições superiores. A diminuição de velocidade no centro do ciclone foi bem captada, apesar de existir uma diferença entre os valores da velocidade nestes pontos entre os modelos e o resultado experimental.

Os resultados experimentais dos valores RMS de velocidade também foram disponibilizados, e foram utilizados para comparação. No entanto, ao utilizar a modelagem transiente RANS, a velocidade instantânea do escoamento (u_i) não é utilizada na modelagem, e as variáveis resolvidas são somente as variáveis do escoamento médio

Figura 3.4: Perfil de velocidade tangencial média para os modelos de turbulência LRR e YG

Figura 3.5: Perfil de velocidade axial média para os modelos de turbulência LRR e YG

U_i e P e as variáveis turbulentas R_{ij} e ε . Deve-se ressaltar que, no resultado experimental, a velocidade RMS engloba as flutuações de velocidade devido à flutuação turbulenta e devido ao movimento periódico, enquanto que no resultado simulado, as flutuações devido à turbulência são modeladas através das equações para as tensões de Reynolds, e as flutuações devido ao PVC são resolvidas através da modelagem transiente.

Na região central, estima-se que 80% da energia cinética das flutuações está contida em flutuações coerentes, atribuídas ao PVC (DERKSEN; AKKER, 2000). Diante disto, foi realizada uma comparação dos resultados experimentais dos valores RMS de velocidade com os valores RMS da velocidade do escoamento médio (U_i) simulado. Estas comparações são apresentadas nas Figuras 3.6 e 3.7.

Observando estas figuras, é possível notar que, diferente dos resultados de velocidade média, para os valores de RMS os dois modelos têm comportamentos muito diferentes. Em todos os casos, os resultados do modelo YG predizem um nível de flutuação muito menor que o experimental. No caso do modelo LRR, em geral, os níveis de flutuação estão em boa concordância com os experimentais.

É possível notar nos valores experimentais de RMS para a velocidade tangencial, principalmente nas linhas de L1 a L4, o formato característico obtido por Hoekstra (2000) para o modelo descritivo do PVC e discutido na seção 1.3 (Figura 1.7), ou seja, a presença de um ponto de máximo no centro e dois pontos de mínimos próximos a este ponto. Como mencionado, estes pontos de máximo e mínimo estão relacionados ao gradiente de velocidade média: no centro, o gradiente é máximo, e o movimento de precessão do vórtice causa uma alta flutuação de velocidade; nos pontos de máximo da velocidade tangencial, o gradiente é igual a zero e o movimento do PVC não causa uma variação grande de velocidade neste ponto. Esta forma é observável nas duas primeiras posições (L1 e L2) para o modelo LRR, e em ambos os casos o ponto de máximo é subestimado pela simulação. Nas duas últimas posições (L5 e L6), os pontos de máximo e mínimo não são mais distinguíveis, tanto nos dados experimentais quanto na simulação. Isto pode indicar que nestas posições, além do movimento do PVC não ser já mais tão intenso, o que pode ser notado pelos menores valores de RMS, o próprio movimento de precessão pode ter perdido suas características.

Nos perfis de RMS da velocidade axial, além dos altos níveis de flutuação na região central, também há um pequeno declive no centro, que não é reproduzido em todas as situações da simulação com o modelo LRR. A intensidade das flutuações nestes casos foi bem reproduzida, exceto pelas posições L2 e L3, onde o modelo LRR novamente subestima estes valores.

O baixo nível de flutuação encontrado nos perfis para os casos com o modelo

Figura 3.6: Perfil dos valores RMS da velocidade tangencial para os modelos de turbulência LRR e YG

Figura 3.7: Perfil dos valores RMS de velocidade axial para os modelos de turbulência LRR e YG

YG é um resultado interessante e inesperado, dado que os resultados para o campo médio são muito próximos dos resultados para o modelo LRR. Este comportamento será analisado melhor na próxima seção, através da análise das séries temporais de velocidade.

3.3. MOVIMENTO PERIÓDICO DO VÓRTICE - ESCOAMENTO COM “SWIRL”

A comparação feita na seção anterior mostra que os dois modelos de turbulência conseguem obter resultados próximos aos experimentais para os perfis de velocidade média, mas muito diferentes para os valores RMS das velocidades. Para analisar melhor este comportamento do escoamento transiente, são analisados as séries temporais das variáveis.

3.3.1. Caracterização do PVC

Durante as simulações, os valores de velocidade e pressão em diversos pontos do ciclone foram monitorados. A Figura 3.8 apresenta os perfis temporal de velocidade tangencial no ponto P1 (Figura 2.4b) para as simulações cujos resultados foram apresentados na seção anterior, ou seja, para os modelos LRR e YG.

Observando os perfis temporais, nota-se uma diferença clara entre as simulações. Como já observado nas Figuras 3.6 e 3.7, a amplitude da variação para o caso utilizando o modelo de turbulência LRR é muito maior que o caso utilizando o modelo YG. No primeiro caso, a variação da velocidade apresenta amplitude de aproximadamente 30 m/s, o que corresponde a mais de duas vezes a velocidade de entrada do gás. No segundo caso, a partir de 0,7s, o comportamento periódico é amortecido e apresenta variação com amplitude de aproximadamente 2 m/s.

Este inesperado comportamento da simulação utilizando o modelo modificado YG não foi completamente entendido, mas é possível que a mudança nas constantes resultou em um “amortecimento”. Este amortecimento causaria então uma situação parecida a uma resolução do caso em regime permanente.

Como vimos então, o modelo LRR é capaz de reproduzir os resultados do campo médio e do campo de flutuações com boa precisão, e os resultados desta simulação serão examinados com mais detalhes.

A Figura 3.9 ilustra as linhas de contorno de pressão em uma seção do ciclone do

Figura 3.8: Série temporal de velocidade tangencial para as simulações com os modelos (a) LRR e (b) YG

plano x-z na posição P1 (ver Figura 2.4), para intervalos de 5 ms. Nota-se claramente que o centro do vórtice não coincide com o eixo geométrico do ciclone (indicado como um ponto branco na figura), e oscila em torno deste eixo. Este movimento do eixo é o fenômeno denominado de PVC. Em toda a extensão do ciclone, o vórtice interno apresenta este movimento de precessão em volta do eixo geométrico, e este movimento gera as variações de velocidade observadas.

A Figura 3.10 mostra as curvas de velocidade axial e tangencial nos mesmos instantes de tempo da Figura 3.9 para a posição L1. Analisando esta figura, pode-se ver a grande variação no perfil de velocidade axial e tangencial, para um intervalo de 5 ms entre as curvas. Outra observação que pode ser feita é a da mudança na forma da curva para o caso da velocidade axial, enquanto que para a velocidade tangencial há uma translação da curva, como previsto pelo modelo descritivo de Hoekstra (2000) apresentado na Seção 1.3. Esta característica da velocidade axial de ser mais influenciada pelo PVC pode explicar a menor concordância com os dados experimentais para os perfis de velocidade média.

Conforme a metodologia apresentada na seção 2.3, as Funções Densidade Espectral de Potência foram calculadas a partir das séries temporais obtidas em diversos pontos do ciclone. Transformando as informações de tempo em frequência, é possível verificar se existe uma frequência característica para o movimento do PVC e calculá-la.

A Figura 3.11 mostra os espectros obtidos a partir das informações de velocidade tangencial para os pontos P1 a P6. É possível notar que em cada local há um ou dois picos de potência. A Tabela 3.5 lista as frequências correspondentes aos picos principais do espectro apresentado.

Figura 3.9: Contornos de pressão no plano x-z, na posição $y = -0.1902$ (P1), para intervalos entre as imagens de 5 ms.

Figura 3.10: Perfil radial de velocidade (a) axial e (b) tangencial para diferentes instantes na linha L1.

Figura 3.11: Espectro de Potência das séries de velocidade tangencial

Tabela 3.5: Frequências características obtidas a partir do Espectro de Potência

Ponto	Frequência(s) (Hz)
P1	61
P2	61
P3	36, 61
P4	25, 52
P5	26
P6	6, 27

Observando os valores dados na Tabela 3.5, nota-se que as frequências não são as mesmas para todos os pontos. O valor de 61 Hz obtido nas posições superiores é muito próximo da frequência do PVC medida experimentalmente por Obermair, Woitschlag e Staudinger (2003), igual a 66 Hz. No entanto, não há informações de como este valor de frequência foi calculado: se foi a partir dos dados de um ponto, ou uma média das frequências obtidas em vários pontos. Portanto, não é possível dizer se esta variação da frequência ao longo do corpo do ciclone encontrada na simulação existe ou se é resultado de erros no modelo ou difusão numérica.

Uma possível explicação para este comportamento encontrado na simulação foi brevemente mencionado na análise dos perfis de RMS. As flutuações de velocidade na parte inferior do ciclone são mais baixas e o formato do perfil RMS não é o esperado, o que sugere que o PVC perde sua característica nesta região ou até mesmo não está presente. Analisando a Figura 3.12, que mostra os contornos de pressão na posição axial do último ponto (P6), dentro da caixa de coleta, para os mesmos instantes em que os contornos da Figura 3.9, nota-se que o centro do vórtice está deslocado do centro geométrico do ciclone, mas o movimento de precessão não está mais presente como na parte superior (Figura 3.9).

3.3.2. Influência da Velocidade

Para verificar a influência do número de Reynolds do escoamento na frequência do PVC, foram realizadas mais três simulações, com diferentes velocidades de entrada. O mesmo procedimento utilizado para a obtenção do espectro de potência apresentado na seção anterior foi utilizado nos resultados obtidos destas três simulações. A Figura 3.13 faz uma comparação do espectro de potência para as diferentes velocidades de entrada em um mesmo ponto do ciclone.

Observando a Figura 3.13, nota-se que há um aumento da frequência característica com a velocidade. Na Figura 3.14 são mostrados os valores das frequências

Figura 3.12: Contornos de pressão no plano x-z, na posição $y = -1.1402$ (P6), para intervalos entre as imagens de 5 ms.

Figura 3.13: Espectro de frequência para simulações com diferentes velocidades de entrada no ponto P1

características do PVC e do número de Strouhal em função da velocidade de entrada. Pode-se observar a relação linear da frequência com a velocidade. Constata-se que o número de Strouhal é constante, o que pode ser verificado no gráfico de Strouhal vs velocidade.

Esta relação linear da frequência com a velocidade foi verificada experimentalmente em diversos trabalhos, apresentados na seção 1.3. O valor para o número de Strouhal encontrado neste estudo no ponto P1 ($St = 2$) é um valor intermediário aos valores de $St = 0,53$ obtido por Wong, Wang e Zhou (2007), $St = 0,6$ obtido por Hoekstra (2000), $St = 0,95$ obtido por Peng et al. (2005) e $St = 4,13$ obtido por Yazdabadi, Griffiths e Syred (1994). O número de “swirl” e de Reynolds do caso simulado, respectivamente iguais a 2, 7 e 282000 também são próximos dos estudos citados.

Na Figura 3.15, a Figura 1.9a é repetida, com adição dos dados da simulação realizada. São plotadas nestes gráfico duas séries de dados para a mesma simulação. Além do ponto P1, cujos dados foram tratados e apresentados nas Figuras 3.13 e 3.14, também foram adicionados os dados da frequência característica em função do número de Re do ciclone para o ponto P7 (ver Figura 2.4b), localizado na região cilíndrica do ciclone, próximo do “vortex finder”. Como já discutido, a frequência característica varia para diferentes posições axiais no ciclone, de acordo com as simulações

Figura 3.14: Frequência do movimento de precessão e Número de Strouhal em função da velocidade de entrada

realizadas. Mas, como pode ser visto pela curva do ponto P7, a variação da frequência com o aumento da velocidade de entrada (ou com o Re) também é linear para estes pontos. Apesar disto, não há como afirmar se este comportamento observado nas simulações é esperado para o caso do PVC em ciclones, pois não foi encontrados estudos experimentais discutindo a existência ou não de variação axial da frequência de precessão.

Figura 3.15: Comparação dos valores de frequência obtidos computacionalmente com dados de trabalhos experimentais

4. CONCLUSÕES

O escoamento periódico do gás em um ciclone foi modelado e simulado através da técnica de CFD com o código aberto OpenFOAM, e os resultados foram comparados com os dados da literatura.

Comparações com dados experimentais foram realizadas para os perfis médios e flutuantes de velocidade axial e tangencial em várias posições axiais. As simulações utilizando o modelo de Tensões de Reynolds LRR e uma modificação deste reproduziram bem os perfis médios, principalmente no caso da velocidade tangencial. No entanto, somente o modelo LRR conseguiu reproduzir também o comportamento oscilatório do campo de escoamento.

Analisando as séries temporais da velocidade em diferentes pontos no ciclone, para este modelo, constatou-se claramente o comportamento periódico e sua intensa amplitude. A visualização do movimento de precessão do vórtice foi obtida através de imagens sequenciais do campo de escoamento.

Calcularam-se as densidades espectrais de potência, a partir das séries temporais de velocidade tangencial, para diferentes pontos do ciclone. Determinaram-se, assim, as frequências características para o movimento PVC ("Precessing Vortex Core"). Estes resultados mostraram que há uma variação desta frequência para as diferentes posições axiais no centro do ciclone.

Outros casos foram simulados variando-se a velocidade de entrada do gás e foi mostrado que, para um mesmo ponto, a relação entre a frequência característica do PVC e a velocidade de entrada é linear.

Neste estudo, foi mostrado que a partir de uma simulação transiente, utilizando um modelo de turbulência RSTM, é possível modelar o escoamento do gás em um ciclone, reproduzindo os altos níveis de flutuações causados pelo movimento do PVC.

APÊNDICE I

GRÁFICO DOS RESÍDUOS DAS SIMULAÇÕES REALIZADAS

Figura I.1: Resíduo para a simulação com a malha M1 na etapa de refinamento da malha. Eixo vertical: valor do resíduo máximo, eixo horizontal: tempo da simulação (s).

Figura I.2: Resíduo para a simulação com a malha M2 na etapa de refinamento da malha. Eixo vertical: valor do resíduo máximo, eixo horizontal: tempo da simulação (s).

Figura I.3: Resíduo para a simulação com a malha M3 na etapa de refinamento da malha. Eixo vertical: valor do resíduo máximo, eixo horizontal: tempo da simulação (s).

Figura I.4: Resíduo para a simulação com a malha M4 na etapa de refinamento da malha. Eixo vertical: valor do resíduo máximo, eixo horizontal: tempo da simulação (s).

Figura I.5: Resíduo para a simulação com a malha M4 e modelo de turbulência LRR. Eixo vertical: valor do resíduo máximo, eixo horizontal: tempo da simulação (s).

Figura I.6: Resíduo para a simulação com a malha M4 e modelo de turbulência YG. Eixo vertical: valor do resíduo máximo, eixo horizontal: tempo da simulação (s).

APÊNDICE II

ALGORITMO PARA O CÁLCULO DA FUNÇÃO AUTOCORRELAÇÃO E DENSIDADE ESPECTRAL DE POTÊNCIA

```
%Script para calculo da funcao de autocorrelacao e espectro de potencia
clear
%lendo o arquivo com dados de velocidade
data = load('./dados/vel2.5_2/u_p3');

t = data(6000:15000,1);
v1 = data(6000:15000,2); %vel tangencial
v2 = data(6000:15000,3); %vel radial
v2 = data(6000:15000,4); %vel axial

%calcular a média das velocidades
v1m = mean(v1);
v1norm = v1 - v1m;

n = size(v1,1);
h = 0.0001; %segundos
m = 999; %valor maximo para m

x = v1norm; %mudar para calculos de outras velocidades
for i=1:(m+1)
    tau(i,1) = (i-1)*h;
    soma = 0;
    k = n-i+1;
    for j=1:k
        soma = soma + x(j,1)*x(j+i-1,1);
    end
    R(i,1) = 1/(n-i+1)*soma;
end

Ro=R(1,1);
```



```
R = R/Ro;
```

```
fc = 1/(2*h);
```

```
f = 0:1:fc; f = f';
```

```
nf = size(f,1);
```

```
for i=1:nf
```

```
    soma = 0;
```

```
    for j =2:m
```

```
        soma = soma + R(j,1)*cos(pi*(j-1)*f(i,1)/fc);
```

```
    end
```

```
    G(i,1) = 2*h*(R(1,1)+2*soma+R(m+1,1)*cos(pi*m*f(i,1)/fc));
```

```
end
```

```
B = [tau R];
```

```
C = [f G];
```

```
save u25p3m_auto.mat B
```

```
save u25p3m_fourier.mat C
```

Referências Bibliográficas

ALEXANDER, R. M. Fundamentals of cyclone design and operation. *Proceedings of the Australasian Institute of Mineral Metallurgy*, n. 152, p. 203–228, 1949. In: CORTÉS; GIL (2007).

BENDAT, J.; PIERSON, A. *Random data: Analysis and measurement procedures*. New York: John Wiley and Sons, Inc., 1971. 407 p.

BERNARDO, S. *Estudo dos Escoamentos Gasoso e Gás-Sólido em Ciclones pela Aplicação de Técnicas de Fluidodinâmica Computacional*. Tese (Doutorado) — Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Química, Campinas - SP, 2005.

CHOU, P. On velocity correlations and the solutions of the equations of turbulent fluctuation. *Quart. Appl. Math.*, v. 3, n. 1, p. 38–54, 1945.

CORTÉS, C.; GIL, A. Modeling the gas and particle flow inside cyclone separators. *Progress in Energy and Combustion Science*, v. 33, p. 409–452, 2007.

DERKSEN, J. J.; DEN AKKER, H. E. A. van. Simulation of vortex core precession in a reverse-flow cyclone. *AIChE Journal*, v. 46, n. 7, p. 1317–1331, 2000.

DURBIN, P. A perspective on recent developments in RANS modeling. *Engineering Turbulence Modelling and Experiments*, v. 5, p. 3–16, 2002.

GIBSON, M. M.; YOUNIS, B. A. Calculation of swirling jets with a reynolds stress closure. *Physics of Fluids*, v. 29, p. 38, 1986.

GRIFFITHS, W. D.; BOYSAN, F. Computational fluid dynamics and empirical modelling of the performance of a number of cyclone samplers. *Journal of Aerosol Science*, v. 27, p. 281–304, 1996.

GRONALD, G.; DERKSEN, J. J. Simulating turbulent swirling flow in a gas cyclone: A comparison of various modeling approaches. *Powder Technology*, v. 205, p. 160–171, 2011.

HANJALIC, K.; LAUNDER, B. E. A reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 52, n. 4, p. 609–638, 1972.

HOEKSTRA, A. J. *Gas Flow Field and Collection Efficiency of Cyclone Separators*. Tese (Doutorado) — Technische Universiteit Delft, 2000.

HOEKSTRA, A. J.; DERKSEN, J. J.; DEN AKKER, H. E. A. van. An experimental and numerical study of turbulent swirling flow in gas cyclones. *Chemical Engineering Science*, v. 54, p. 2055–2065, 1999.

HOFFMANN, A.; GROOT, M.; HOSPERS, A. The effect of the dust collection system on the flowpattern and separation efficiency of a gas cyclone. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, Wiley Online Library, v. 74, n. 4, p. 464–470, 1996.

HOFFMANN, A. C.; STEIN, L. E. *Gas Cyclones and Swirl Tubes: Principles, Design and Operation*. 2nd. ed. Berlin: Springer, 2008.

HU, L. et al. Studies on strongly swirling flows in the full space of a volute cyclone separator. *AIChE journal*, Wiley Online Library, v. 51, n. 3, p. 740–749, 2005.

JASAK, H. *Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows*. Tese (Doutorado) — Imperial College London (University of London), 1996.

JIAO, J.; LIU, Z.; ZHENG, Y. Evaluations and modifications on Reynolds stress model in cyclone simulations. *Chemical Engineering & Technology*, v. 30, n. 1, p. 15–20, 2007.

LAPPLE, C. E.; SHEPHERD, C. B. Calculation of particle trajectories. *Industrial & Engineering Chemistry*, ACS Publications, v. 32, n. 5, p. 605–617, 1940. In: LEITH (1984).

LAUNDER, B. Fifth biennial colloquium on computational fluid dynamics. *Manchester Institute of Science and Technology, England*, 1992. In: WILCOX (1998).

LAUNDER, B. E. Second-moment closure and its use in modelling turbulent industrial flows. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, Wiley Online Library, v. 9, n. 8, p. 963–985, 1989.

LAUNDER, B. E.; REECE, G. J.; RODI, W. Progress in the development of a reynolds-stress turbulence closure. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 68, n. 3, p. 537–566, fev. 1975.

LEITH, D. *Handbook of powder science and technology*. New York: Van Nostrand Reinhold, 1984.

LINDEN, A. J. ter. Investigations into cyclone dust collectors. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers*, v. 160, n. 1, p. 233–251, 1949. In: LEITH (1984).

MALISKA, C. R. *Transferência de calor e mecânica dos fluidos computacional*. Segunda edição. Rio de Janeiro: LTC, 2004.

MEIER, H.; MORI, M. Anisotropic behavior of the Reynolds stress in gas and gas-solid flows in cyclones. *Powder Technology*, v. 101, n. 2, p. 108–119, 1999.

OBERMAIR, S.; WOISETCHLAGER, J.; STAUDINGER, G. Investigation of the flow pattern in different dust outlet geometries of a gas cyclone by Laser Doppler anemometry. *Powder Technology*, v. 138, p. 239–251, 2003.

O'DOHERTY, T. et al. Experimental analysis of rotating instabilities in swirling and cyclonic flows. *Developments in Chemical Engineering and Mineral Processing*, Wiley Online Library, v. 7, n. 3-4, p. 245–267, 1999.

OGAWA, A. *Separation of particles from air and gases*. Boca Raton, FL: CRC Press, 1984.

OGAWA, A. Mechanical separation processes and flow patterns of cyclone dust collectors. *Applied Mechanics Review*, v. 50, n. 3, p. 97–130, 1997.

PENG, W. et al. Experimental study of the vortex end in centrifugal separators: The nature of the vortex end. *Chemical engineering science*, Elsevier, v. 60, n. 24, p. 6919–6928, 2005.

POPE, S. B. *Turbulent Flows*. Cambridge: University Press, 2000.

ROTTA, J. Statistische theorie nichthomogener turbulenz. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, v. 129, n. 6, p. 547–572, 1951. In: LAUNDER, B.E.; REECE, G.J.; RODI, W (1975).

RUSCHE, H. *Computational Fluid Dynamics of Dispersed Two-Phase Flows at High Phase Fractions*. Tese (Doutorado) — Imperial College, Department of Mechanical Engineering, London, 2002.

SILVA, L. F. L. R. *Desenvolvimento de Metodologias para Simulação de Escoamentos Polidispersos usando Código Livre*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Rio de Janeiro, 2008.

SLACK, M. et al. Advances in cyclone modelling using unstructured grids. *Trans. IChemE*, v. 78, p. 1098–1104, 2000.

SOO, S. L. *Particulates and Continuum: Multiphase Fluid Dynamics*. New York: Hemisphere, 1989. In: ZHOU, L.; SOO, S.L. (1990).

- SYRED, N. A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (pvc) in swirl combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science*, Elsevier, v. 32, n. 2, p. 93–161, 2006.
- SYRED, N.; BEER, J. Combustion in swirling flows: a review. *Combustion and Flame*, Elsevier, v. 23, n. 2, p. 143–201, 1974.
- TENNEKES, H.; LUMLEY, J. *A first course in turbulence*. Cambridge: MIT Press, 1972.
- TREFZ, M.; MUSCHELKNAUTZ, E. Extended cyclone theory for gas flows with high concentrations. *Chemical Engineering Technology*, v. 16, p. 153–160, 1993.
- VERSTEEG, H.; MALALASEKERA, W. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Second edition. Harlow, England: Prentice Hall, 2007.
- WANG, X. W.; ZHOU, Y.; WONG, W. O. Turbulent flow structure and swirl number effect in a cyclone. *Journal of Fluids Engineering*, v. 133, 2011.
- WILCOX, D. *Turbulence modeling for CFD*. Second edition. La Canada, CA: DCW Industries, Inc., 1998.
- WONG, W. O.; WANG, X. W.; ZHOU, Y. Turbulent flow structure in a cylinder-on-cone cyclone. *Journal of Fluids Engineering*, v. 129, p. 1179–1185, 2007.
- YAZDABADI, P. A.; GRIFFITHS, A. J.; SYRED, N. Characterization of the pvc phenomena in the exhaust of a cyclone dust. *Experiments in Fluids*, v. 17, p. 84–95, 1994.
- YUU, S. et al. The reduction of pressure drop due to dust loading in a conventional cyclone. *Chemical Engineering Science*, v. 33, p. 1573–1580, 1978.
- ZHOU, L.; SOO, S. L. Gas–solid flow and collection of solids in a cyclone separator. *Powder technology*, v. 63, n. 1, p. 45–53, 1990.