UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ESCOLA DE ENGENHARIA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

Graziela Marchi Tiago

ANÁLISE TEMPO-FREQÜÊNCIA DE UM
ESCOAMENTO EM TÊ - DESENVOLVIMENTO DE UMA
TÉCNICA DE COMPARAÇÃO ENTRE DADOS
EXPERIMENTAIS E RESULTADOS NUMÉRICOS OBTIDOS
COM OS MODELOS LES E DES

Tese apresentada à Escola de Engenharia de
São Carlos, da Universidade de São Paulo,
como parte dos requisitos para obtenção do
título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Assoc. Paulo Seleghim Júnior

São Carlos
-2007-

*Ao Paulo e
aos meu pais, Wilson e Maria Thereza.*

AGRADECIMENTOS*

Agradeço principalmente a Deus por suas bênçãos.

Ao Prof. Paulo Seleghim Júnior, pelo apoio e orientação durante este trabalho.

Ao Paulo Roberto por todo amor, carinho, força, paciência e incentivo que me deu em todos os momentos.

Aos meus pais Wilson e Maria Thereza, pelo amor incondicional em todos os momentos e aos meus irmãos Daniela e Fabrício pela amizade e companheirismo. À minha cunhada Elis e também à nossa maior conquista, minha sobrinha Vitória.

De modo especial, agradeço a todos os amigos que contribuíram para a realização desta etapa da minha vida.

Aos funcionários e professores da EESC - USP.

*Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq(processo nº 141503/2004-1)

“O vento experimenta o que irá fazer com sua liberdade...”

João Guimarães Rosa

Resumo

Tiago, G.M.(2007). Análise tempo-frequência de um escoamento em tê - desenvolvimento de uma técnica de comparação entre dados experimentais e resultados numéricos obtidos com os modelos LES e DES. Tese (Doutorado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2007.

Escoamentos turbulentos têm sido por muitos anos o objetivo de importantes estudos para descobrir sua dinâmica. Dentre as características mais significativas, destaca-se a multiplicidade de escalas que os caracterizam, desde as maiores estruturas (baixas frequências) controladas pela geometria que as geram, até as menores estruturas (altas frequências) limitadas pela viscosidade do fluido. Uma idéia importante é o conceito de vórtices que está ligado a melhorias nas técnicas de visualização, tanto em laboratório quanto em experimentos numéricos. Estes vórtices têm um importante papel em numerosas aplicações tecnológicas, sendo necessário entender a dinâmica da organização de seus movimentos para controlar mecanicamente sua produção ou supressão. Neste contexto, a análise de um misturador de ar em um escoamento em tê é o principal objetivo de estudo deste trabalho. A geometria em tê é bastante simples, mas propicia o aparecimento de um escoamento com passagem de vórtices. Testes experimentais do escoamento, com duas entradas de ar com temperaturas diferentes, foram realizados no Laboratório de Engenharia Térmica e Fluidos da Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo (LETef - EESC - USP). As medidas de temperatura foram obtidas com termopares instalados ao longo da tubulação. Com o software CFX[®] foram realizados estudos com métodos numéricos LES e DES aplicados ao

escoamento. Estes resultados computacionais foram comparados com os dados experimentais, através da análise tempo-frequência. Estudos preliminares do escoamento mostram regiões com passagem de vórtices, e a habilidade da técnica de análise tempo-frequência em caracterizar a existência e a forma destas estruturas turbulentas.

Palavras-chave: simulação de grandes escalas, análise tempo-frequência, turbulência.

Abstract

Tiago, G.M.(2007). Time-frequency analysis of the flow in a tee junction - comparing experimental data with numerical results from LES and DES models. Ph.D. Thesis. - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2007.

Turbulent flows have been the objective of important studies to discover its dynamics. One important characteristic of these flows is the multiplicity of scales, since the large structures (low frequencies) controlled by the geometry that generates them, until the small structures (high frequencies) limited by the fluid viscosity. An important idea is the concept of vortices that it is associated with the improvements in the visualization techniques, in laboratory or numerical experiments. These vortices have an important function in many technological applications. In each one of these fields, it is necessary to understand the dynamics of its movements to control the mechanisms for producing or suppressing these vortices. In this context, the analysis of an air mixing in a tee junction is the main objective of this work. The tee geometry is sufficiently simple, but contributes for the appearance of a flow with vortices transition. Experimental tests with two different air temperatures inlets were done at the Thermal and Fluid Engineering Laboratory of the University of São Paulo at São Carlos (LETeF - EESC - USP). The measures of temperature were acquired with thermocouples installed along the pipe. Numerical studies with LES and DES methods using CFX[®] software were applied to the flow. These computational results were compared with the experimental data through the time-frequency analysis. Preliminary studies of the

flow show vortices transition regions and the ability of time-frequency technique in describing the existence and shape of turbulent structures.

Keywords: large eddy simulation, time-frequency analysis, turbulence.

Lista de Símbolos

Simulação Numérica

A constante de amortecimento

a_1 constante do modelo RANS-SST

C_{ij} tensor cruzado

C_{DES} constante do modelo DES

C_k constante de Kolmogorov

c_{lim} constante do modelo RANS-SST

C_s constante de Smagorinsky

C_μ constante do modelo k- ϵ

$CD_{k\omega}$ constante do modelo RANS-SST

d escala de comprimento de um escoamento

$E(k)$ espectro de energia cinética turbulenta

f qualquer variável do escoamento

$\bar{f}$ a parte das grandes escalas das variáveis do escoamento

f' a parte das pequenas escalas ou sub-malha das variáveis do escoamento

F constante do modelo RANS-SST

F_{DES} função de mistura do modelo DES

$F_{DES-CFX}$ função de mistura do modelo DES

F_{SST} função de mistura do modelo DES

F_1 função mistura do modelo DES

F_2 função de mistura do modelo DES

f_μ função de viscosidade amortecida

G função filtro ou filtro chapéu ou filtro gaussiano

h entalpia

h_{tot} entalpia total

I intensidade de turbulência

k energia cinética turbulenta

L escala de comprimento típica de um escoamento

l escala de comprimento dos movimentos não-resolvidos

l_d menor escala de turbulência ou escala dissipativa de Kolmogorov

L_{ij} tensor de Leonard

l_{mix} função mínima de comprimento de mistura

L_t comprimento característico da turbulência

ngl número de graus de liberdade de um escoamento

p pressão

$\bar{p}$ pressão filtro espacial

P_k índice de produção de turbulência

P_{kb} índice de produção de turbulência com força de empuxo

q_{SGS} velocidade dos movimentos não-resolvidos

Re número de Reynolds

R_{ij} tensor de Reynolds SGS

S tensor da taxa de tensões

$\overline{S_{ij}}$ tensor da taxa de tensões

S_E fonte de energia

S_M fonte de momento

T temperatura

U velocidade

U_i componente da velocidade na direção i , $i = 1, 2, 3$

$\overline{U_i}$ componente da velocidade na direção i com filtro espacial, $i = 1, 2, 3$

$\tilde{u}$ escala de velocidade local

y distância para a parede mais próxima

$\tilde{y}$ distância normalizada à parede

y_{wall} função de distância à parede

α constante do modelo de turbulência k- ω

α_1 constante do modelo k- ω

α_2 constante do modelo k- ϵ

β^* constante do modelo DES

β'	constante do modelo DES
β_1	constante do modelo k- ω
β_2	constante do modelo k- ϵ
δ	matriz identidade ou delta de Kronecker
ϵ	taxa de dissipação da energia cinética turbulenta
κ	constante de Von Karmam
λ	condutividade térmica
μ	viscosidade dinâmica
μ_t	viscosidade turbulenta
ν	viscosidade cinemática
ν_t	viscosidade cinemática turbulenta
ν_{SGS}	viscosidade de escala sub-malha
ρ	densidade
σ_k	constante do modelo de turbulência para a equação k
σ_{k1}	constante do modelo k- ω
σ_{k2}	constante do modelo k- ϵ
σ_ω	constante do modelo de turbulência k- ω
$\sigma_{\omega1}$	constante do modelo k- ϵ
$\sigma_{\omega2}$	constante do modelo k- ϵ
τ_{ij}	tensor de Reynolds sub-malha
τ	tensor de Reynolds
ϕ	valor de escala da parede
ω	taxa de dissipação específica da turbulência
Δ	tamanho característico do filtro ou espaçamento da malha

Análise de Sinais

a	amplitude constante do sinal senoidal
$a(t)$	amplitude de um sinal em função do tempo
$A(t)$	amplitude de um sinal na forma complexa variando no tempo
$A[s]$	sinal analítico correspondente ao sinal $s(t)$
$cov_{t\omega}$	covariância tempo-frequência
E	energia do sinal

- $E(\tau)$ energia total de $\Sigma(\tau)$
 $F(t)$ função temporal
 F_{min} frequência mínima
 F_{max} frequência máxima
 $G(\omega)$ função frequencial
 $h(t)$ função janela
 $H[s(t)]$ Transformada de Hilbert do sinal $s(t)$
 h_e entropia calculada no plano tempo-frequência
 $P_{sp}(t, \omega)$ densidade de energia espectral em torno do tempo t
 $\bar{s}$ média de um sinal $s(t)$
 $s(t)$ sinal em função do tempo
 $s(\tau)$ sinal em torno do tempo τ
 $s(\omega)$ transformada de Fourier do sinal $s(t)$
 s_j parte imaginária do sinal na forma complexa
 s_r parte real de um sinal na forma complexa
 $s_t(\tau)$ sinal modificado em torno de t
 $s_t(\omega)$ transformada de Fourier do sinal em torno de t
 t tempo
 T tempo
 $\hat{t}$ tempo
 T_{min} tempo mínimo
 T_{max} tempo máximo
 $v(t)$ fase um sinal em função do tempo
 X_ω kurtosis das frequências
 $z(t)$ sinal complexo
- α constante da função gaussiana
 $\delta(x)$ delta de Dirac
 ξ_ω esconsidades das frequências
 σ desvio padrão do sinal
 σ_ω desvio padrão das frequências
 τ tempo que varia dentro da função janela
 ϕ fase de um sinal

ω frequência

ω_0 frequência de um sinal

$\omega_i(t)$ ou $v'(t)$ frequência instantânea de um sinal

$\bar{\omega}$ frequência média

$\Delta_t(\tau)$ tempo central

$\Delta_\omega(\tau)$ frequência central

$\Delta_{t\omega}(\tau)$ momento misto

$\Sigma(\tau)$ intervalo de deslizamento centralizado em τ com T de duração, s

Lista de Figuras

4.1	Tela do programa CFX-Pre	40
4.2	Representação esquemática da instalação experimental	58
4.3	Painel Frontal da aquisição dos experimentos	58
4.4	Geometria do escoamento	59
4.5	Oscilações de temperatura (K) dos 8 termopares por passo de tempo, resultados CFX®	60
4.6	Oscilações de temperatura (K) por passo de tempo, resultados CFX®	61
5.1	Seção da malha das simulações numéricas	65
5.2	Frequências do termopar 3 da simulação LES4	66
5.3	Frequências do termopar 1 do ensaio01	67
5.4	Frequência média (Hz) (eq. 4.85)	68
5.5	Desvio Padrão das frequências (Hz) (eq. 4.86)	68
5.6	Escondidade (Hz) (eq. 4.87)	69
5.7	Kurtose (Hz) (eq. 4.88)	69
5.8	Entropia (eq. 4.90)	70
5.9	Energia ($^{\circ}\text{C s}^2$) (eq. 4.89)	70
5.10	Covariância tempo-frequência (eq. 4.98)	71
5.11	Energia ($^{\circ}\text{C s}^2$) (eq. 4.89)	72
5.12	Covariância tempo-frequência (eq. 4.98)	72
5.13	Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 1 do ensaio02 e da simulação LES1	73
5.14	Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 2 do ensaio02 e da simulação LES1	73

5.15 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 3 do ensaio02 e da simulação LES1	74
5.16 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 4 do ensaio02 e da simulação LES1	74
5.17 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 5 do ensaio02 e da simulação LES1	74
5.18 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 6 do ensaio02 e da simulação LES1	75
5.19 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 7 do ensaio02 e da simulação LES1	75
5.20 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 8 do ensaio02 e da simulação LES1	75
5.21 Freqüência média (Hz) (eq. 4.85)	76
5.22 Desvio Padrão das freqüências (Hz) (eq. 4.86)	76
5.23 Energia ($^{\circ}\text{C s}$) ² (eq. 4.89)	77
5.24 Entropia (eq. 4.90)	77
5.25 Covariância tempo-freqüência (eq. 4.98)	78
5.26 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopares 1 e 2 da simu- lação DES1	78
5.27 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopares 3 e 4 da simu- lação DES1	79
5.28 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 5 da simulação DES1	79
5.29 Covariância tempo-freqüência (eq. 4.98)	80
5.30 Energia ($^{\circ}\text{C s}$) ² (eq. 4.89)	80
5.31 Covariância tempo-freqüência (eq. 4.98)	81
5.32 Energia ($^{\circ}\text{C s}$) ² (eq. 4.89)	81
5.33 Entropia (eq. 4.90)	82
5.34 Covariância tempo-freqüência (eq. 4.98)	82
5.35 Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar2 da simulação LES5	82

5.36 Corte com a distribuição de temperatura da simulação LES1 no plano XZ	83
5.37 Corte com a distribuição de temperatura da simulação LES1 no plano YZ	84
5.38 Corte com as linhas de corrente da distribuição de temperatura da simulação LES1 e LES5	84
5.39 Seção de planos com a distribuição de temperatura da simulação LES5	85

Lista de Tabelas

5.1	Ensaaios experimentais	64
5.2	Simulações numéricas	64

Sumário

Resumo	i
Abstract	iii
1 Introdução	1
2 Objetivos	3
3 Revisão Bibliográfica	5
3.1 Turbulência	5
3.2 Análise de Sinais	14
4 Metodologia	21
4.1 Turbulência	21
4.2 Simulação Numérica	26
4.2.1 Notação matemática	26
4.2.2 Equações Governantes - Equações de Transporte	28
4.2.3 Formulação do modelo LES - Large Eddy Simulation	29
4.2.4 Formulação do modelo DES - Detached Eddy Simulation	32
4.2.5 Discretização das Equações Governantes	39
4.2.6 Parâmetros usados na Simulação Numérica	39
4.3 Análise de Sinais	45
4.3.1 Descrição Temporal dos Sinais	45
4.3.2 Densidade de Energia e Energia Total de um sinal	46
4.3.3 Descrição Espectral dos Sinais	46
4.3.4 Densidade de Energia Espectral e Energia Total	48
4.3.5 O Sinal Complexo	48

4.3.6	A Covariância de um Sinal	50
4.3.7	Classificação dos Sinais	51
4.3.8	Variação Temporal do Conteúdo Freqüencial de um Sinal .	51
4.3.9	A Análise Tempo-Freqüência	51
4.3.10	Momentos Estatísticos e outras propriedades usadas para a Análise dos Sinais	53
4.3.11	Covariância Tempo-Freqüência	55
4.4	Descrição da bancada experimental	57
4.5	Aquisição de dados experimentais	58
4.6	Aquisição de dados numéricos	59
5	Testes Numéricos, Experimentais e Resultados	63
5.1	Testes Experimentais e Numéricos	63
5.1.1	Testes Experimentais	63
5.1.2	Testes Numéricos	64
5.2	Resultados	66
6	Conclusões e Perspectivas	87
	Referências Bibliográficas	89

Introdução

A análise de escoamentos é uma atividade extremamente importante na área tecnológica, já que muitos equipamentos e sistemas industriais envolvem líquidos e gases para o seu funcionamento ou a sua manufatura. A maioria dos escoamentos encontrados na natureza e em aplicações práticas são turbulentos, com um comportamento caótico de grande complexidade, instáveis e que contém flutuações dependentes do tempo e da posição no espaço. Por ocorrer com muita frequência na natureza, a turbulência é estudada por físicos, químicos, engenheiros, matemáticos, biólogos, médicos, meteorologistas, cada um com suas motivações, tentando compreender o problema.

Podemos citar exemplos de escoamentos nos quais as estruturas turbulentas trazem vantagens. Dentre eles, o escoamento no interior dos nossos pulmões, o qual acelera a difusão de oxigênio e facilita o processo de absorção. Também o processo de mistura de combustível e oxigênio no interior de uma câmara de combustão, onde as pequenas escalas de turbulência tornam essa mistura eficiente, aumentando o rendimento do motor e reduzindo os efeitos de poluição dos gases tóxicos liberados pelos automóveis e aviões.

Já em outros escoamentos as estruturas turbulentas ocasionam desvantagens, como as oscilações induzidas sobre as asas dos aviões, os quais trazem enormes esforços científicos para sua compreensão, o controle destes fenômenos e conseqüentemente a redução de custos com aumento da segurança e do conforto na viagem. Além disto, também os fenômenos atmosféricos, como tufões e tornados que causam verdadeiras catástrofes por onde eles passam.

O escoamento turbulento possui várias características. Dentre elas, podemos

citar: o aumento no poder de propagação de um escoamento; só ocorre em escoamentos rotacionais; sua tridimensionalidade; são imprevisíveis; seu largo espectro de energia; os altos números de Reynolds; e a característica mais importante é a multiplicidade de escalas, onde as maiores estruturas representam as baixas frequências, geradas pela geometria do escoamento e as menores estruturas representam as altas frequências, limitadas pela viscosidade do fluido.

A turbulência e a transição à turbulência a partir de um regime laminar tem sido um dos assuntos científicos mais pesquisado no último século. Dentro da área de Mecânica dos Fluidos é grande o investimento em pesquisas relacionadas à compreensão e ao controle dos escoamentos turbulentos, e para entender os mecanismos físicos que governam este tipo de movimento.

Para a maioria das aplicações da engenharia e mesmo para a compreensão fenomenológica dos escoamentos, a determinação exata da posição e da fase de um turbilhão é dispensável. Desta forma, o importante é colocar em evidência a existência e a forma das estruturas turbilhonares e suas interações. Conhecer as informações estatísticas do escoamento são suficientes para a maioria das aplicações de engenharia. Além disso, seria impossível repetir com fidelidade os seus resultados obtidos experimentalmente através de simulações numéricas. Assim, mesmo que não se consiga reproduzir exatamente uma experiência de laboratório, pode-se reproduzi-la no que se refere ao comportamento estatístico, onde os fenômenos físicos são representados corretamente, permitindo interpretações e compreensão dos resultados teóricos.

Neste contexto, procurou-se estudar um escoamento de referência, comparando estatisticamente dados experimentais com resultados numéricos através da técnica de análise tempo-frequência. O escoamento em estudo é um misturador de ar em Tê que possui uma geometria bastante simples, mas propicia o aparecimento de regiões com passagem de vórtices. Além disto, possui importância industrial, já que pode ser considerado um misturador rápido e eficiente. Estas análises no plano tempo-frequência são muito importantes, já que auxiliam na caracterização da existência e da forma das estruturas turbulentas dentro do escoamento, ajudando a evitar ou controlar essas estruturas.

Objetivos

O objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento de uma metodologia de comparação entre resultados numéricos e experimentais em um escoamento de ar, especificamente em relação ao fenômeno de turbulência de grandes escalas.

Para tanto, estudou-se um problema de referência (“benchmark”), sendo este um misturador de ar em tê, capaz de produzir resultados que conseguissem validar correlações testadas nos modelos LES e DES implementados no software comercial CFX®. Isto de forma a garantir a confiabilidade dos resultados numéricos obtidos do escoamento sobretudo no que se refere à descrição do fenômeno de turbulência de grandes escalas.

A metodologia desenvolvida neste trabalho foi baseada em técnicas de Análise de sinais, mais especificamente, a análise tempo-frequência. Esta técnica foi utilizada para melhor descrever o fenômeno estudado no escoamento, comparando flutuações de temperatura dos dados experimentais com os resultados numéricos para caracterizar a existência e a forma das estruturas turbulentas no escoamento.

A seguir são apresentadas algumas etapas importantes para a realização deste trabalho:

- (i) montagem do circuito experimental do misturador de ar em tê, com duas entradas (temperaturas diferentes) e uma saída no LETeF;
- (ii) implementação de um programa de aquisição dos dados experimentais;
- (iii) realização e aquisição dos testes experimentais obtidos por termopares instalados ao longo da saída da tubulação;
- (iv) implementação no software CFX® de um escoamento com geometria e condições físicas próximas ao experimento;

- (v) simulação dos modelos LES e DES, testando algumas variáveis dos modelos;
- (vi) estudo e utilização da técnica de análise tempo-frequência para as comparações entre os dados experimentais e numéricos;
- (vii) estudo de todas as funções estatísticas calculadas no plano tempo-frequência capazes de melhor descrever as condições físicas do escoamento;
- (viii) comparações e interpretações destas funções estatísticas, com destaque para a covariância tempo-frequência e a energia, as quais caracterizaram a existência e a forma das estruturas turbulentas com grandes vórtices no escoamento.

Revisão Bibliográfica

Este capítulo apresenta a revisão bibliográfica dos temas envolvidos neste trabalho. A revisão foi dividida em: turbulência e análise de sinais.

3.1 Turbulência

A turbulência e a transição de um regime laminar ao turbulento têm sido um dos assuntos científicos mais pesquisados no último século na área de Mecânica dos Fluidos. A respeito dos primeiros trabalhos em instabilidade e turbulência, Silveira-Neto (FREIRE, MENUT e SU, 2002) destaca os estudos feitos por Osborne Reynolds e Lorde Rayleigh, no século XIX. Reynolds, em 1883, investigando o escoamento no interior de tubos, verificou a existência de dois regimes fundamentais de escoamentos: laminar e turbulento. Estabeleceu ainda a existência de um parâmetro de controle da transição, conhecido a posteriori como número de Reynolds:

$$Re = \frac{Ud}{\nu} \quad (3.1)$$

na qual U é a escala de velocidade, d é a escala de comprimento e ν é a viscosidade cinemática do fluido. Concluiu que no escoamento em estudo, a turbulência só ocorre para Re acima de 2300, mas hoje se sabe que depende da forma que o escoamento está sendo perturbado. Descobriu ainda a existência de regiões turbulentas intermitentes (spots), e desenvolveu as equações médias de Reynolds para escoamentos turbulentos quando introduziu os tensores de Reynolds, em 1884.

Em paralelo aos estudos de Reynolds, Rayleigh, em 1880, fazia investigações teóricas sobre instabilidades de escoamentos paralelos de fluidos invíscidos. Desta-

ca-se a demonstração de que a condição necessária para que um escoamento paralelo seja instável é a presença de uma região inflexional no campo de velocidade.

Boussinesq, em 1877, estudou um escoamento turbulento como sendo laminar e modificou a viscosidade molecular via conceito de viscosidade turbulenta. Supôs que as tensões turbulentas de Reynolds são proporcionais às taxas de deformação, com um coeficiente de proporcionalidade denominado viscosidade turbulenta, a qual é muito maior que a viscosidade molecular do fluido.

Prandtl e Von Karman, entre 1920 e 1930, iniciaram o desenvolvimento de métodos baseados em constantes empíricas para melhor aproximar as soluções para perfis médios de velocidade. Prandtl, em 1925, propôs o conceito de comprimento de mistura para o cálculo de uma viscosidade turbulenta variável com o espaço e com o tempo. Ele assumiu um comprimento de mistura proporcional à distância a parede, permitindo se obter os perfis de velocidades médias junto a ela de forma mais coerente.

A respeito da teoria estatística da turbulência, ela se desenvolveu em 1941 com Kolmogorov, entre 1939 e 1941 com Millionschikov, Obukov em 1941, Heisenberg em 1948 e Batchelor em 1953. Esta área de pesquisa em turbulência ainda permanece ativa, mas nenhum estudo completo para turbulência isotrópica foi concluído.

A área de transição à turbulência conseguiu importantes progressos. As investigações feitas por Rayleigh sobre instabilidade de fluidos invíscidos foram sucedidas por investigações nas quais se leva em conta os efeitos viscosos. Orr em 1907, e em 1908 Sommerfeld derivaram de forma independente a equação para perturbações infinitesimais em escoamentos cizalhantes livres viscosos. Como esta equação é difícil de resolver, exigiu um tempo importante para se conseguir novos progressos, acontecendo com Tollmien em 1935, e Schlichting em 1933 e 1935.

Por muito tempo se questionou se as ondas de Tollmien-Schlichting previstas teoricamente poderiam ser observadas em laboratório, e isto ocorreu e comprovou a teoria da instabilidade linear com Schubauer e Skramstad em 1947, que forçaram perturbações de comprimentos de onda e amplitude conhecidos, numa camada limite, e obtiveram as chamadas ondas TS. Porém, instabilidades lineares são apenas o primeiro estágio de um complexo conjunto de instabilidades não lineares

que caracterizam a transição e o estado turbulento de um escoamento conforme descrito por Klebanoff et al., em 1962.

Nos escoamentos cizalhantes livres, como jatos, esteiras, camadas de mistura, os estudos aconteceram de forma mais gradual. Neste tipo de escoamento, a estrutura da turbulência completamente desenvolvida tem sido objeto de intensas investigações experimentais e numéricas. Nos laboratórios, os avanços se deram pelas medidas do tipo anemometria a fio e a filme quente, anemometria a laser, assim como avanço no desenvolvimento de sistemas de visualização. Podemos citar nesta área Townsend em 1976, Klebanoff et al. em 1962 e Laufer em 1950.

Recentemente, contribuições importantes para o estudo da turbulência foram publicadas. Por exemplo, Laslandes e Sacré, em 1998, utilizaram um modelo com dois fluidos para prever um escoamento turbulento gás-sólido ao redor de um obstáculo. Eles trataram a turbulência com a simulação numérica pelo código CFD PHOENICS, e a validação é feita com experimentos em 2D, feitos ao redor de um escoamento de um degrau vertical, e em 3D feitos ao redor de um cubo. Foram feitas comparações experimentais e numéricas, utilizando o modelo de turbulência $k - \epsilon$ de Chein-Kim para a fase gasosa e os modelos de A_p ou modelo algébrico de Hinze-Tchen's e k_p para a fase do particulado.

Matos, Pinho e Silveira-Neto, em 1999, estudaram a simulação de grandes escalas de escoamentos turbulentos sobre uma camada plana livre e uma cavidade plana simétrica, usando o modelo sub-malha de Smagorinsky. Empregaram a formulação do escoamento compressível e o método de volumes finitos de Mac-Comarck. O interesse era analisar o comportamento dinâmico e térmico de um capacitor térmico. Os resultados mostraram claramente uma dependência da geometria e das frequências das flutuações de temperatura que são impostas na entrada do capacitor e pouca dependência no número de Reynolds entre 30000 e 70000.

Para estudos em túnel de vento, podemos citar Wittwer e Möller, em 2000, os quais apresentaram uma avaliação das características da baixa velocidade num túnel de vento para verificar sua aplicabilidade em estudos similares e para simulações experimentais da camada limite atmosférica. Para as medidas de velocidade média e das flutuações de velocidade usaram o sistema de anemômetro a fio quente.

Resultados experimentais foram apresentados nos perfis de velocidade, intensidade de turbulência e na distribuição espectral das componentes axiais e das flutuações de velocidade. Os dados com o túnel vazio mostraram um campo de velocidade uniforme e baixa intensidade de turbulência. Análises das simulações da camada limite atmosférica por meio dos métodos de Counihan e Standen mostraram adequação às simulações do túnel de vento natural.

Também nesta mesma linha de pesquisa, Cao, et al., em 2002, propuseram um túnel de vento com vários ventiladores controlados para simular a camada limite atmosférica. Foram reproduzidos um histórico das velocidades, e os parâmetros de turbulência foram simulados com resultados satisfatórios. Mudanças bruscas de velocidade foram reproduzidas com precisão. O escoamento intermitente foi estudado visando a investigação da dinâmica do comportamento das grandes estruturas. As velocidades de escoamentos turbulentos e escoamentos intermitentes na camada limite turbulenta foram reproduzidas com bons resultados.

Investigações experimentais e numéricas foram feitas por Anjorin, et al., em 2003, no escoamento em um tubo com partículas esféricas em dispersão. O estudo experimental foi feito com o uso da técnica da anemometria Doppler para medir o diâmetro e a velocidade das partículas, assim como a intensidade do sinal do escoamento das partículas. As simulações numéricas foram feitas com o software de CFD AFLOW, usando o modelo de turbulência $k - \epsilon$, com dois tipos de mudança nos parâmetros e o modelo RNG- $k - \epsilon$. Os modelos de turbulência RNG- $k - \epsilon$ e um dos modelos $k - \epsilon$ foram eficientes em prever a velocidade média do gás e do particulado quando comparados aos dados experimentais. O outro modelo $k - \epsilon$ testado não foi bom, especialmente para as regiões com turbulência completamente desenvolvidas dentro da câmara de confinamento. Isto deve ter sido uma ineficiência do modelo nas regiões com movimento de recirculação, onde existem dispersões extremas das partículas esféricas. Observou-se, tanto experimentalmente quanto numericamente, que as concentrações de massa da partícula mostraram níveis mais altos além do eixo central do jato, aonde existem as baixas velocidades das partículas esféricas, e na região onde os níveis de velocidades são mais altos, as concentrações são mais baixas das partículas esféricas. Também foram feitas investigações para estimar a queda da pressão total dentro do tubo

devido a fricção das partículas na parede, levantamento destas pelo efeito da gravidade e pela fricção do escoamento do gás. Todos os modelos de turbulência produziram bons resultados comparados às medidas experimentais.

Mais recentemente, Goulart, et al., em 2004, investigaram numericamente e experimentalmente o desenvolvimento e as características do escoamento ao longo de feixe de tubos com placas defletoras. A distribuição experimental da velocidade foi obtida pela anemometria de fio quente e para as simulações numéricas foi usado o software CFX®, com os modelos de Simulação de Grandes Escalas (LES) de Smagorinsky e o modelo RANS $k - \epsilon$, valendo-se da mesma malha. Os dois métodos foram capazes de prever as baixas velocidades logo após o primeiro defletor do experimento, mostrando uma zona de recirculação que poderá afetar negativamente a transferência de calor nesta região. Isto contribuiu em muito para a análise do escoamento, tendo em vista que esta recirculação não foi capturada nos experimentos realizados pela deficiência na técnica de medição utilizada. A simulação de grandes escalas apresentou resultados mais próximos dos dados experimentais, sem suavizar as curvas como fez o modelo $k - \epsilon$, e calculou com bastante sucesso os campos médios de velocidade ao longo do banco de tubos, com um custo computacional viável. Porém as flutuações de velocidade não foram coerentes com os dados experimentais, necessitando um aprimoramento das técnicas numéricas com uma mudança no passo de tempo de integração e uma ampliação do tempo de processamento.

Ogami, Nishiwaki e Yoshihara, em 2004, utilizaram inicialmente um método para produzir turbulência artificial, com uma série de flutuações de velocidade cuja frequência é Gaussiana e o espectro de energia e a raiz quadrada média das flutuações de velocidade correspondem aos dados. Além disto, os dados de flutuação foram determinados por parâmetros característicos de escoamentos turbulentos tais como velocidade média de entrada, viscosidade cinemática, escala de Kolmogorov e escala de tempo de integração. Os exemplos mostraram excelente precisão e flexibilidade do método. Em seguida, foi estudado o método de vórtices para analisar sua habilidade em lidar com escoamentos turbulentos. O espectro de energia do método de vórtices produziu concordâncias boas com os dados da condição de entrada, e foi realmente hábil em produzir os escoamentos turbulentos

com os parâmetros descritos.

Ferrouillat, et al., em 2006 estudaram trocadores de calor multifuncionais para intensificar a transferência de calor e o processo de mistura pela geração de linhas de correntes de vorticidade artificiais. Fizeram comparações experimentais e numéricas do número de Nusselt e do coeficiente de arrasto, sendo que utilizaram o código FLUENT, com os modelos de turbulência $k - \epsilon$ e LES. A geometria do escoamento de ar é tridimensional, sendo um canal retangular cuja entrada foram feitos testes com dois tipos de pares de pás, retangulares e triangulares. Os resultados foram confiáveis tanto qualitativamente quanto quantitativamente e melhoraram o conhecimento dos escoamentos turbulentos, da transferência de calor e da capacidade de mistura para geometrias de trocadores de calor compactos.

Já em 2006, Itai, et al. analisaram os efeitos tridimensionais do escoamento de ar turbulento em um canal com paredes curvas em um túnel de vento. Utilizaram o código FLUENT e testaram três modelos de turbulência, $k - \epsilon$, RNG $k - \epsilon$ e o modelo do Tensor de Reynolds(RSM), para obter e analisar o campo de velocidade média e de pressão bem como a previsão do aparecimento de vórtices. O modelo RNG $k - \epsilon$ forneceu os melhores resultados e indicou o melhor perfil de velocidade na saída do túnel de vento.

Considerando que o escoamento em estudo foi realizado numa geometria em tê, a seguir apresentamos alguns trabalhos que envolvem o estudo da turbulência neste tipo de escoamento. Podemos citar, Maruyama, Suzuki e Mizushina, em 1981, investigaram experimentalmente um tubo de mistura de dois fluidos com fluxo de encontro numa junção em tê e foi deduzida uma correlação empírica para trajetória de jatos aplicado sobre uma série de diâmetros de tubos e razões de velocidade. Analisaram procedimentos analíticos para determinar as condições ótimas de mistura, baseados no aumento na vazão do escoamento. Quando dois fluidos são misturados juntos em um tubo com uma junção em tê, o escoamento secundário que é introduzido perpendicularmente no escoamento principal forma um jato inclinado. Concluíram que a trajetória deste jato depende da razão dos diâmetros do tubo lateral e do principal, e pode ser expresso em termos de dimensões menores, pela razão das velocidades dos escoamentos principal e secundário e pelo diâmetro interno do tubo lateral. As condições ótimas para

uma rápida mistura em um tubo em *tê* são colocadas por uma simples relação exponencial entre as razões de velocidades e dos diâmetros dos tubos secundário e principal: $v/V = 1.49(d/D)^{-0.415}$.

Tosun, em 1987, estudou o processo de micro-mistura e misturadores em *tê*, e fez testes com os diâmetros da tubulação discutindo a melhor geometria para as aplicações práticas. Concluiu que o nível máximo de mistura é atingido com um alto nível de turbulência.

Podemos destacar também estudos teóricos e numéricos em misturadores em *tê*. Neste contexto, Sroka e Forney, em 1989, estudaram o escoamento de dois fluidos com injeção de um jato turbulento num tubo de mistura em *tê*. Os resultados teóricos foram correlacionados com todos os dados experimentais medidos.

Em seguida, Wang, Feng e Forney, em 1999, apresentaram uma série de simulações computacionais de um misturador turbulento tridimensional com transferência de massa para várias geometrias de tubulação. As simulações foram feitas com o software ADINA, baseado na formulação de elementos finitos e volumes finitos com o modelo de turbulência $k - \epsilon$. Perfis de velocidade e pressão preditos e o desvio padrão das distribuições espaciais para certas distâncias do início do escoamento foram comparados com o desempenho do misturador para várias geometrias transversas, concêntricas, e com vários misturadores ao mesmo tempo. Concluíram que embora misturadores transversos com ângulos maiores e iguais a 90° sejam mais eficientes na mistura, eles tendem a produzir grandes escalas de vórtices próximos do ponto de injeção do escoamento e o jato fica mais suscetível a impactos na parede oposta da tubulação. Assim, fica melhor considerar um ângulo agudo para a injeção da mistura e na prática recomenda-se uma longa tubulação abaixo do ponto de injeção, para compensar a perda de eficiência na mistura. Além disto, vários jatos foram mais eficientes na mistura do que um único.

Nesta linha, Espinosa, Bates e O'doherty, em 2000, investigaram um escoamento de água na entrada de um canal e antes da bifurcação da junção em *tê* de 90° . Dados medidos de linhas de corrente da velocidade com anemômetro a laser foram bem comparados aos dados de simulação. Usaram os modelo de turbulência $k - \epsilon$, o RNG- $k - \epsilon$ e o modelo do tensor de REYNOLDS (RSM) para as com-

parações, sendo o RSM o melhor método para reproduzir os dados experimentais. Os resultados mostraram uma atenuação das flutuações de turbulência na região do começo da curvatura onde a separação finalmente ocorre.

Logo em seguida, Espinosa, Bates e O'doherty, em 2000 continuaram as investigações numéricas e experimentais das estruturas turbulentas do mesmo escoamento, só que na ramificação de saída do canal da junção em $tê$. Eles empregaram os mesmos modelos de turbulência. Na ramificação de saída, o escoamento tem uma região de separação com recirculação, que se estende até a metade do diâmetro do canal. Os resultados mostraram que existem condições diferentes entre a base e o topo da parede. Novamente, o modelo que melhor representou o experimento na direção vertical da ramificação de saída foi o RSM.

Considerando apenas a investigação experimental, Pan e Meng, em 2001, estudaram a mistura turbulenta escalar próximo ao campo do misturador $tê$, considerado um misturador rápido e eficiente, usando a velocidade da imagem da partícula (PIV) e a indução do laser fluorescente (PLIF). Foram descritas as técnicas de medida a laser, estatísticas da turbulência, como energia cinética turbulenta e tensor de Reynolds, e estatísticas escalares como média, variância e função densidade de probabilidade. Analisaram o comportamento geral da mistura, investigando o jato em expansão, a queda da concentração ao longo do centro e a condição do escoamento na parede do tubo pela influência do jato.

Além disto, podemos destacar estudos numéricos com o software CFX[®] aplicados em misturadores em $tê$. Dentre eles, Brown, em 2002, estudou o problema da corrosão em tubos de cimento em $tê$, cujo interior contém espaços de aço. Descreveu o uso do CFX[®] para prever os movimentos da substância cáustica e das partículas de bauxita através de uma única junção em $tê$, usando a aproximação contínua Euleriana-Euleriana em conjunto com o modelo de turbulência $k - \epsilon$. As simulações assumidas com o escoamento uniforme na entrada foram incapazes de demonstrar a causa da corrosão. Contudo, as modelagens subseqüentes com um escoamento girando na entrada resultou na previsão da acumulação das partículas no centro pelo movimento de vórtices lentos, localizado de acordo com a posição observada. Também avaliaram-se soluções para os problemas de corrosão, resultando na reposição das junções em $tê$ com a projeção de um cotovelo que exibiu

uma redução significativa nas corrosões.

Já El-Shabourty, Soliman e Ormiston, em 2003, investigaram o desempenho da ramificação e separação de junções em tê para aplicações de escoamentos laminares com convecção forçada. Usaram as equações governantes de continuidade, movimento e energia para resolver numericamente o problema com o software CFX[®], e os resultados de velocidade, temperatura e campos de pressão foram usados para calcular importantes parâmetros na engenharia, como a pressão e o fluxo de calor na parede, energia emitida, e o excesso de transferência de calor. Os dados foram apresentados para dois tipos de junções em tê e têm distribuições similares para pressão e para o fluxo de calor na parede, para escoamentos separados. Os parâmetros foram capazes de avaliar o desempenho e selecionar a configuração mais apropriada para a geometria do escoamento.

Chapuliot, et al., em 2005, estudaram os principais mecanismos de rachadura na canalização como resultado de variações térmicas em um escoamento com zonas de mistura. O principal objetivo era analisar por cálculos as variações térmicas causadas pela mistura turbulenta em tês e entender os mecanismos de iniciação e propagação de rachaduras em tais componentes, sendo que este fenômeno da fadiga térmica não é completamente compreendido. Concluíram que embora a turbulência possa ser a causa das variações térmicas (presença de altas frequências de flutuações térmicas no interior da superfície do componente), ela não pode sozinha explicar a propagação da intensidade de rachaduras, sendo que a principal razão foi o efeito da filtragem passa alta por convecção. Também foi discutido os modelos hidro-térmicos, já que a geometria contra corrente do tê, particularmente a seqüência de seções retas e curvas, pode amortecer os pulsos ou amplificá-los consideravelmente.

Wang e Mujumdar, em 2005, utilizaram o software FLUENT para estudo numérico com o modelo de turbulência $k - \epsilon$, com baixos números de Reynolds. Examinaram os efeitos de jatos opostos desiguais, e as características de mistura em um escoamento em tê. Os jatos desiguais foram obtidos variando a vazão do fluxo de massa e/ou a largura da entrada do canal em tê. Concluíram que quando comparados a jatos iguais, foram formadas duas bolhas de recirculação assimétricas depois do choque dos jatos, e um alto nível de energia cinética tur-

bulenta foi produzido na região de choque, tão bem como em sua proximidade. Além disto, as melhores misturas foram obtidas para jatos desiguais com a mesma razão do fluxo de massa para razões de largura do canal reduzidas.

Em 2006, Silva e Lima estudaram o escoamento monofásico de petróleo em junções tipo tê, com uma entrada de fluido e duas saídas, utilizando o software CFX[®]. Foram analisados resultados da distribuição de pressão e velocidade no interior do escoamento para aumentar a confiabilidade operacional e a vida útil dos dutos.

Hu e Kazimi, em 2006 utilizaram o código FLUENT com o modelo sub-malha LES para estudar as flutuações de temperatura causadas pelas correntes térmicas em misturadores em tê. Dois tipos de configurações de misturadores em tê com duas entradas e uma saída foram modelados para avaliar o desempenho do código comercial, uma geometria com entradas opostas em colisão, e outra com entradas na mesma linha de corrente. Os resultados foram apresentados com a média da temperatura normalizada e as flutuações de temperatura normalizadas e apresentaram boas concordâncias com os dados experimentais. Além disto, o modelo LES se mostrou uma ferramenta promissora para analisar as flutuações de temperatura associadas com os altos números de Reynolds, ocasionados pelas misturas turbulentas em escoamentos com junções em tê.

3.2 Análise de Sinais

Agora faremos uma revisão da técnicas de análise de sinais. Esta revisão se concentrará na análise tempo-frequência e tempo-escala, fazendo uma ligação com o uso destas técnicas para analisar os escoamentos turbulentos.

As técnicas de análise tempo-frequência e tempo-escala (Wavelets) foram aplicadas com muito sucesso a um grande número de problemas tecnológicos e científicos. Para o estudo da turbulência, Sirovich, em 1987, Argoul et al., em 1989, Liandra et al., em 1990, Eligaray et al., em 1992 e Farge, em 1992, aplicaram estes métodos. Na área de aplicações em medicina, também utilizaram tais métodos Senhadji et al., em 1992 para a análise de eletrocardiogramas, e Wood e Barry, em 1994, para a análise e reconstrução de imagens tomográficas. Já Pitton, em 2000, aplicou a análise tempo-frequência ao estudo de sinais estocásticos.

Em aplicações de escoamentos bifásicos, Hervieu e Leducq, em 1991, concluíram a potencialidade da transformada de Wavelets em caracterizar diferentes configurações de escoamento em tubo vertical. Já Seleghim, em 1993, propôs um critério mais objetivo para a caracterização em escoamento vertical baseado na quantificação do grau de não-estacionaridade, através do desvio padrão da frequência instantânea de Ville. Este critério foi validado em testes feitos em diferentes circuitos experimentais, discutidos em Seleghim e Hervieu, em 1994, e Hervieu e Seleghim, em 1995.

Posteriormente, Seleghim, em 1996, e Seleghim e Hervieu, em 1998, otimizaram o critério proposto anteriormente no sentido de torná-lo universal, independente da transição ou grandeza física estudada. O critério proposto para indicar a transição de regime foi a covariância tempo-frequência associada à transformada de Gabor. A validação do método foi a detecção de todas as transições de configuração de escoamento horizontal indicadas.

Paralelamente, Jordan, Hajj e Tieleman, em 1997, utilizaram a transformada wavelet contínua para caracterizar as escalas de turbulência das componentes de velocidade na camada de vento da superfície atmosférica. A wavelet de Morlet foi usada para estudar as variações no tempo da energia para diferentes escalas. A ondulação da densidade de energia foi usada para medir os níveis de intermitência e associar ao conteúdo de energia. Define-se um fator de intermitência e usa-se para quantificar o caráter periódico das escalas de turbulência e a energia destes eventos. Toda a importância do trabalho foi em definir estes parâmetros para a simulação da camada limite atmosférica no túnel de vento, para prever os picos de pressão das estruturas de baixa elevação.

Seleghim et al., em 1998, também caracterizou em tempo-frequência os diferentes regimes de escoamento bifásico ar-água horizontal. Para isto, uma série de ensaios foram realizados num circuito experimental capaz de reproduzir de forma estável e controlada os principais regimes de escoamento horizontais. Os resultados mostraram a habilidade da transformada de Gabor em revelar a configuração do escoamento e também detalhes mais finos, como estruturas características em escoamento estratificado.

Como a comunidade científica aceita o fato da intermitência observada em

escoamentos completamente turbulentos estarem ligados à existência de eventos de intensa vorticidade, Baudet, Michel e Williams, em 1999, propuseram um método para evidenciar as estruturas de vórtices em escoamentos turbulentos. Foi descrito uma técnica experimental baseada no fenômeno de espalhamento acústico seguido da investigação direta do campo de vorticidade do escoamento. Esta técnica é derivada do domínio espacial de Fourier e reestabelecida na noção intuitiva de fase estacionária, permitindo o entendimento destas estruturas como energia de propagação. Usaram a distribuição tempo-freqüência para mostrar como a legibilidade destes sinais é significativamente melhorada. O método foi ilustrado em dados extraídos de escoamentos a jatos altamente turbulentos e os eventos de vorticidade discretas foram claramente evidenciados.

Para o estudo de um escoamento em tubo espiral, Takei, et al., em 2000, caracterizaram a distribuição tempo-freqüência das velocidades axiais turbulentas, decompostas em níveis de baixas a altas freqüências através da transformada discreta de Wavelet e suas auto-correlações. Dentre os resultados obtidos, num escoamento espiral os níveis de flutuações foram extremamente baixos quando comparados a escoamentos tipicamente turbulentos e tiveram uma periodicidade para algumas wavelets para pontos centrais do escoamento, e outras para pontos próximos da parede do tubo, não acontecendo esta tendência para outros escoamentos turbulentos. A análise tempo-freqüência através da transformada discreta de wavelets foi muito útil para analisar a estabilidade dos movimentos do escoamento espiral.

Dentro da área médica, Cloutier, Chen e Durand, em 2001 discutiram a importância clínica da avaliação da intensidade de turbulência e das medidas de alta freqüência dos movimentos do escoamento sanguíneo usando o ultra-som, sendo este problema muito difícil e pouco estudado. O objetivo do trabalho foi aperfeiçoar ao máximo as técnicas do desempenho do espectrograma, do modelo auto-regressivo, da distribuição de Choi-Williams, da distribuição da redução de interferência de Choi-Williams, da distribuição de Bessel, para estimar a forma da onda da velocidade média e detecção da turbulência. Foram feitas várias avaliações do desempenho da técnica de representação tempo-freqüência para aplicações relacionadas com as medidas de escoamento sanguíneo turbulento com ultra-som. Os

resultados mostraram que diferentes parâmetros necessitam ser usados para cada método para minimizar a variância da velocidade, para otimizar a detecção das flutuações das frequências de turbulência e para estimar o espectro de Kolmogorov. Concluíram que muitos métodos de representação tempo-frequência podem ser usados para medir a magnitude das flutuações de turbulência, sendo que para determinar a frequência da turbulência o melhor método foi a distribuição de Bessel.

Experimentalmente, Paula e Medeiros, em 2004, apresentaram resultados do escoamento em tubo pulsátil. O experimento em tubo PVC possuía 4.5cm de diâmetro, e 5m de comprimento, garantindo um escoamento completamente desenvolvido para as posições de medida. O número de Reynolds foi controlado pela capacidade do ventilador, sendo que uma válvula manual foi colocada próxima ao ventilador para definir a velocidade do escoamento, e mesmo não sendo um bom controle dos parâmetros do escoamento, foi usado por ser simples sua operação e com baixo custo. Logo abaixo foi passada uma grade de arame fina de aço inoxidável, produzindo um escoamento mais uniforme e reduzindo a escala das estruturas turbulentas. As medidas de velocidade foram feitas com a temperatura constante por anemometria a fio quente. O escoamento pulsátil é caracterizado pela presença de flutuações de velocidade de baixa frequência e grandes amplitudes. Nos estudos foram considerados números de Reynolds e frequência de pulsação. Os dados analisados mostraram a variação da intensidade de turbulência juntamente com os ciclos de pulsação. Concluiu-se que os picos de intensidade de turbulência não coincidem com os picos da pulsação do escoamento. A mudança de fase foi calculada usando a técnica de correlação cruzada. A análise do comportamento das faixas de frequência da turbulência junto com o ciclo de pulsação foram feitos usando a técnica tempo-frequência, sendo que o espectro da turbulência muda durante os ciclos de pulsação.

Ainda experimentalmente, Olinto, Indrusiak e Möller, em 2004, estudaram o comportamento de um escoamento turbulento após uma linha de tubos de diâmetros iguais e regularmente espaçados montados num túnel de vento usando anemometria de fio quente e um transdutor de pressão. Escoamentos após uma linha de tubos são observados em muitos campos da engenharia, como energia e

processos industriais e exploração de petróleo. Em trocas de calor, o escoamento incidente sem perturbações é estabelecido na primeira linha de tubos, produzindo estruturas do escoamento que se movem através da bancada até que a turbulência predomine completamente. A análise de Fourier tradicional e a análise de wavelets foram usadas para caracterizar o escoamento. As análises foram feitas apenas para o escoamento próximo a linha de tubos de descida para um diâmetro especificado, considerado na literatura como a transição geométrica onde o comportamento do escoamento pode ser instável. Concluíram que a distribuição de pressão ao longo dos tubos é muito organizada e simétrica. As flutuações de velocidade medidas simultaneamente na esteira, mostraram que no intervalo da região de correnteza, próximo às linhas, as flutuações ocorrem em fase oposta. Além disto, não existe relação de fase entre esta esteira com aquela próxima aos intervalos. Quando a transformada de wavelets foi aplicada se observou a fase oposta e o escoamento em fase, representado como um filtro passa baixa. Wavelets também foi útil para mudar o conhecimento sobre esteira, mostrando seu comportamento ao longo do tempo.

Selli, em 2004, desenvolveu um procedimento baseado na aquisição de sinais de pressão flutuante e na sua subsequente decomposição em coeficientes tempo-frequência associados à transformada de Gabor, seguido por uma análise através de um modelo neural previamente treinado. Foram gerados diferentes regimes de escoamento horizontal gás-líquido no circuito experimental do Núcleo de Engenharia Térmica e Fluidos da Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo. Os regimes de escoamento intermitente e estratificado ondulado foram identificados com grande acerto, e isto pode ser atribuído a análise tempo-frequência. Porém acertos menores foram obtidos para o escoamento anular, já que este regime não foi corretamente explorado devido às limitações na máxima vazão de gás fornecida pelo compressor.

Dentre os trabalhos mais recentes, Indrusiak, et al., em 2005, discutiram o escoamento de ar permanente de aceleração e desaceleração através de um banco de tubos. Estudaram experimentalmente as flutuações de velocidade e pressão do escoamento cruzado turbulento neste banco de tubos, com arranjo quadrado e razão de altura de diâmetro 1.26, medidos respectivamente com anemometria de

fio quente e transdutores de pressão. Os processos de aceleração e desaceleração foram obtidos por uma ventoinha centrífuga. A análise de Wavelet e o pacote de Wavelet com muitas resoluções foram utilizadas para decompor o sinal em intervalos de frequência, usando a Daubechies 20 e funções escalares, permitindo deste modo o fenômeno de análise no domínio tempo-frequência. Aplicaram também a análise da Wavelets contínua com a função de Morlet. A distribuição de energia foi observada para cada intervalo de frequência, e comprovou que o escoamento tem a natureza transiente e tridimensional. Os resultados mostram a habilidade das Wavelets, discreta ou contínua, em analisar sinais variando no tempo.

Em 2005, um estudo numérico e experimental foi realizado num túnel de vento por Chabalko, et al., com muitas escalas, para baixos números de Reynolds e diferentes parâmetros turbulentos. Como a análise de wavelet fornece a decomposição em tempo-frequência, ela foi usada como ferramenta para analisar a intermitência e os picos transientes de pressão. Utilizaram dois tipos diferentes de transformada de wavelets, as chamadas Paul e Morlet. Mostraram que isolando os picos com uma janela Gaussiana modificada antes de aplicar a transformada de wavelets, a dependência das medidas em escalas de tempo para diferentes funções de wavelets é reduzida. Mesmo variando a largura da janela de análise, as duas transformadas de wavelets deram as mesmas características no tempo. Os picos de pressão e as características dos eventos de velocidade associados foram independentes do tipo de wavelets usada. Concluíram que a análise de wavelets pode ser usada com o propósito de comparar as características dos picos de pressão do túnel de vento com as simulações numéricas.

Já em 2006, Belsak e Flasker utilizaram a técnica de análise tempo-frequência para monitorar vibrações e detectar a fadiga e ruptura em dentes de engrenagens.

Zhang, et al. em 2006, estudaram o efeito da não-estacionaridade nos cabos dos suportes de pontes para monitorar o estado aeroelástico destas estruturas. Verificaram que os parâmetros de um sistema aeroelástico podem mudar visivelmente dentro de alguns círculos de oscilação. Para uma mesma amplitude, as flutuações da frequência instantânea parecem se correlacionar com as mudanças inconstantes das posições de equilíbrio. A transformada de Hilbert do sinal produziu boas representações tempo-frequência das vibrações ambiente.

Dentro da área médica, Debbal e Bereksi-Reguig, em 2006 analisaram e compararam a transformada de Fourier, a transformada de Fourier a curto-tempo, a distribuição de Wigner e a técnica da transformada de Wavelet para um sinal de fonocardiograma. Fizeram a análise do primeiro e do segundo som do sinal cardíaco. A comparação entre estes métodos mostrou diferentes resoluções entre eles. Observaram que a transformada de Wavelet foi capaz de detectar as duas componentes internas de cada sinal, sendo estas as componentes Mitral e Tricúspide e de medir o tempo de atraso entre estas componentes. Desta maneira, a transformada de Wavelets pode produzir diagnósticos relativos a irregularidades patológicas no sinal de fonocardiograma.

Metodologia

Na primeira seção deste capítulo, são apresentados as principais características de um escoamento turbulento e uma breve explicação das simulações numéricas existentes na literatura. Na segunda seção são apresentadas as equações dos modelos LES e DES, os quais foram implementados nas simulações numéricas no software CFX®, uma breve explicação do método de resolução das equações e os principais parâmetros que foram utilizados para a simulação numérica. Em seguida, são comentados o circuito experimental e o processo de aquisição dos dados experimentais e numéricos.

4.1 Turbulência

A maioria dos escoamentos encontrados em aplicações práticas são turbulentos e estão entre os mais complexos e espetaculares fenômenos encontrados na natureza. Alguns exemplos são a fumaça gerada por um cigarro, o transporte de poluentes num dado ambiente, as oscilações sobre as asas dos aviões, o encontro dos rios negro e solimões, tornados e furacões. Por isso a importância de se encontrar os mecanismos físicos que governam este tipo de fenômeno. A turbulência é estudada por físicos, químicos, engenheiros, matemáticos, biólogos, médicos, meteorologistas, cada um com suas motivações, tentando compreender o problema.

Estes escoamentos são instáveis e contém flutuações dependentes do tempo e da posição no espaço. Sua principal característica é a multiplicidade de escalas, onde as maiores estruturas representam as baixas frequências, controladas pela geometria do escoamento e as menores estruturas representam as altas frequências,

limitadas pela viscosidade do fluido.

Escoamentos turbulentos são modelados pelas equações de Navier-Stokes, para números de Mach inferiores a 15, a partir do qual as escalas de Kolmogorov começam a atingir as dimensões das escalas moleculares, e assim as equações do tipo Boltzman podem ajudar a modelar os escoamentos. Porém, na maioria das aplicações, os números de Mach são inferiores a 15, e a solução correta das equações de Navier-Stokes representam os escoamentos turbulentos, mesmo levando em consideração as deficiências dos métodos de soluções numéricas e a capacidade dos computadores para se atingir o grau de precisão e refinamento de malha necessário a boa representação das soluções.

Nos últimos anos, técnicas modernas têm permitido a simulação numérica de diversos tipos de escoamento turbulentos, como por exemplo o processo de decaimento de energia em escoamentos turbulentos, escoamentos complexos e escoamentos industriais.

A turbulência aumenta em muito o poder de propagação de um escoamento, e torna-se mais eficiente o transporte de massa, contaminantes, energia e quantidade de movimento.

No regime laminar, as partículas dos fluidos não se deslocam rapidamente de uma posição a outra, enquanto que no regime turbulento partículas portadoras de muita concentração de um dado contaminante, viajam rapidamente, e entram em contato com partículas portadoras de uma baixa concentração de um dado contaminante, o que acelera o processo de difusão molecular.

Outra característica da turbulência é só ocorrer em escoamentos rotacionais. Na transição de regimes laminares a turbulentos, sempre ocorrem geração de vórtices via instabilidades de diferentes naturezas, e esta vorticidade só se gera em escoamentos tridimensionais, concluindo-se que os escoamentos turbulentos são caracterizados por sua tridimensionalidade. No regime turbulento, as tensões cizalhantes transformam a energia cinética em aquecimento, e quanto mais intensas as flutuações de velocidades, maiores os cisalhamentos e maior o efeito de dispersão das partículas. Assim, a turbulência exige energia para sua manutenção, senão entraria em regime de decaimento rápido.

As soluções dos escoamentos turbulentos são imprevisíveis, e os fatores que in-

fluenciam são as imperfeições nos modelos matemáticos e nos métodos de solução das equações, e as imprecisões nos sistemas de medidas do escoamento que fornecem as condições iniciais para a realização das simulações. Por exemplo, os modelos matemáticos não podem levar em conta com precisão a presença de nuvens carregadas de vapor para fazer previsão meteorológica exata nos dias atuais, exceto para alguns dias futuros. Por outro lado, os métodos de discretização das equações diferenciais envolvidas não oferecem uma precisão necessária para evitar a propagação de erros, e mesmo com um código computacional eficiente, qualquer erro nas medidas fornecidas como condições iniciais poderá acarretar diferenças no comportamento do sistema dinâmico. Isto é importante quando queremos obter informações de posição e de fase das instabilidades associadas.

Para a maioria das aplicações da engenharia e mesmo para a compreensão fenomenológica dos escoamentos, a determinação exata da posição e da fase de um turbilhão é dispensável. Desta forma, o importante é colocar em evidência a existência e a forma das estruturas turbilhonares e suas interações. Conhecer as informações estatísticas do escoamento são suficientes para a maioria das aplicações de engenharia. Além disso, repetir com precisão os seus resultados obtidos experimentalmente por simulações numéricas seria impossível. Mesmo partindo de dois experimentos com estados iniciais idênticos, as perturbações externas não controladas por menores que sejam, podem ser amplificadas e gerar instabilidades diferentes. Assim, mesmo que não se consiga reproduzir exatamente uma experiência de laboratório, pode-se reproduzi-la no que se refere ao comportamento estatístico. Ou seja, os vórtices produzidos numa simulação numérica não representam exatamente os turbilhões observados numa experiência de laboratório, em relação a posição no espaço e no tempo, mesmo sendo as condições iniciais e limites bem próximas. Entretanto, as informações estatísticas experimentais e numéricas produzem boas concordâncias. Além disso, os fenômenos físicos são representados corretamente, permitindo interpretações e compreensão dos resultados teóricos.

Assim, os sistemas dinâmicos são imprevisíveis mesmo sendo governados por equações determinísticas e não é possível reproduzir com exatidão as condições iniciais dos experimentos. Contudo as estatísticas destes sistemas dinâmicos independem das condições iniciais para a maior parte dos escoamentos da prática,

são indispensáveis e auxiliam na imprevisibilidade dos escoamentos turbulentos e no pequeno poder computacional disponível para resolver estes problemas.

Outras características dos escoamentos turbulentos são o espectro de energia, o qual deverá ser portador de uma larga banda de frequências ou comprimentos de onda, e os altos números de Reynolds. Todas estas características são importantes para os escoamentos turbulentos. Os fenômenos que se manifestam na natureza e não apresentam todas elas simultaneamente, não são caracterizados como turbulentos.

A transição à turbulência em qualquer tipo de escoamento pode ser generalizada como sendo o resultado da amplificação de perturbações injetadas por muitas fontes de ruídos. Esta amplificação só é possível pela presença de zonas cizalhantes no interior dos escoamentos. Este processo de geração de instabilidades depende do tipo de escoamento estudado.

Como já foi dito, uma das características mais importantes dos escoamentos turbulentos é a multiplicidade de escalas, o qual representa também o número de graus de liberdade do escoamento. Este pode ser estimado usando-se o número de Reynolds pela equação:

$$n_{gl} = \left(\frac{L}{l_d} \right)^3 = Re_L^{\frac{9}{4}} \quad (4.1)$$

onde L é a escala de comprimento típica de um escoamento, l_d é a escala dissipativa de Kolmogorov. Assim, quanto maior o número de Reynolds, maior será o número de graus de liberdade do escoamento.

No nosso trabalho, estamos simulando um escoamento turbulento com grandes escalas. A Simulação de Grandes Escalas dos escoamentos turbulentos iniciou-se com o meteorologista Smagorinsky, em 1963, com o interesse em simular apenas as grandes escalas dos escoamentos atmosféricos, já que era impossível simular todos os espectros de escalas no espaço e no tempo. As discretizações espacial e temporal adotadas são aplicadas somente aos maiores vórtices, o que diminui consideravelmente os recursos computacionais necessários para a simulação. As pequenas escalas de comprimento e de tempo, associadas aos menores vórtices são aproximadas pela introdução de algum modelo algébrico.

A vorticidade dos menores vórtices é muito maior comparada aos maiores

vórtices. A energia dos menores vórtices é bem menor do que a energia contida nos vórtices de grandes escalas, e assim num escoamento turbulento a maior parte da energia está associada ao movimento de grandes escalas.

A forma mais adequada para simular um escoamento é a solução das equações de Navier-Stokes. Quanto mais fina a malha de discretização, mais fenômenos físicos serão resolvidos, ou seja, todos os *ngl* e todo o processo de interação não linear entre eles. Este tipo de simulação, Simulação Numérica Direta (DNS), por razões de capacidade computacional só é utilizada para escoamentos a baixos números de Reynolds. Diante disso, conclui-se que a maior parte dos problemas práticos não podem ser resolvidos por DNS.

Em geral, os modelos de turbulência tentam modificar as equações de Navier-Stokes pela introdução de quantidades médias e flutuantes para produzir as RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations). Estas equações representam somente as quantidades médias do escoamento, embora exibindo os efeitos turbulentos sem a necessidade da resolução das flutuações turbulentas e todas as escalas do campo turbulento são modelados. Os modelos de turbulência baseados nas equações RANS são conhecidos como modelos de estatística da turbulência, devido às médias estatísticas empregadas para resolver as equações.

Se forem considerados escoamentos com altos números de Reynolds, as simulações das equações RANS reduzem em muito o esforço computacional comparado à DNS. Contudo as médias produzidas introduzem termos adicionais desconhecidos, contendo produtos de quantidades flutuantes, cuja ação assemelha-se a tensores adicionais no fluido. Estes termos, chamados tensores de Reynolds, são dificilmente determinados diretamente, e também tornam-se novos termos desconhecidos. Estes tensores necessitam ser modelados por equações adicionais por quantidades conhecidas para concluir o fechamento. O fechamento implica no conhecimento de equações suficientes para a quantidade de termos desconhecidos, incluindo o tensor de Reynolds resultante da produção de médias. Estas equações usadas para o fechamento definem o modelo de turbulência utilizado.

A Simulação de Grandes Escalas (LES) é uma metodologia intermediária à Simulação Numérica Direta e à simulação via equações médias de Reynolds. Em LES, as estruturas de turbulência que transportam energia e quantidade de movi-

mento são resolvidas diretamente pelas equações filtradas e as menores estruturas são modeladas. As duas metodologias, a DNS e a LES, permitem a obtenção de resultados tridimensionais e transientes das equações de Navier-Stokes, exigem malhas refinadas, entretanto a LES resolve escoamentos a altos números de Reynolds, devido ao processo de separação de escalas utilizado e ao processo de modelagem sub-malha dos tensores adicionais que aparecem. Por isso, a LES se tornou a metodologia mais utilizada para resolver escoamentos turbulentos. Smagorinsky em 1963, propôs não a separação em um campo médio e nas respectivas flutuações como Reynolds em 1894, mas sim a separação das altas e das baixas frequências, utilizando um processo de filtragem, e o que determina a frequência de corte, ou seja, o comprimento do filtro é o tamanho da malha discretizada.

4.2 Simulação Numérica

O software CFX[®] foi utilizado neste trabalho para fazer as simulações numéricas com dois métodos de simulação de grandes escalas, o LES e o DES, sendo este uma formulação híbrida que combina o modelo RANS-SST com o método LES. Inicialmente, serão apresentadas todas as equações do problema, incluindo a formulação LES e DES e comentários de como tratar a abordagem dos dois métodos. Em seguida, faremos uma explicação dos parâmetros usados para a simulação numérica.

4.2.1 Notação matemática

Nesta seção, apresentaremos as notações básicas utilizadas para calcular as soluções.

Os vetores ∇ e $\nabla\bullet$

Assuma um sistema de coordenadas cartesianas em que i, j, k são vetores unitários nas três coordenadas de direção. Define-se ∇ como:

$$\nabla = \left[\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right] \quad (4.2)$$

Para funções escalares em geral $\phi(x, y, z)$, o gradiente de ϕ é definido por:

$$\nabla\phi = \frac{\partial\phi}{\partial x}i + \frac{\partial\phi}{\partial y}j + \frac{\partial\phi}{\partial z}k \quad (4.3)$$

Para um vetor função $U(x, y, z)$, onde

$$U = \begin{pmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

o divergente do vetor, $\text{div } U$, é definido por:

$$\nabla \bullet U = \frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} \quad (4.5)$$

O operador $\otimes$ é o produto tensorial, um operador que é a multiplicação de um vetor por outro. O produto tensorial de dois vetores, U e V é definido como:

$$U \otimes V = \begin{pmatrix} U_x V_x & U_x V_y & U_x V_z \\ U_y V_x & U_y V_y & U_y V_z \\ U_z V_x & U_z V_y & U_z V_z \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Usando a notação de um tensor específico, as equações relatadas para cada dimensão podem ser combinadas em uma única equação. Então na notação de um tensor específico

$$\nabla \bullet (\rho U \otimes U) = \begin{pmatrix} \frac{\partial}{\partial x}(\rho U_x U_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho U_y U_x) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_z U_x) \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho U_x U_y) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho U_y U_y) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_z U_y) \\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho U_x U_z) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho U_y U_z) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho U_z U_z) \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

A transposta de uma matriz é definida pelo operador T . Por exemplo, se a matriz é definida por:

$$\nabla \phi = \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} \\ \frac{\partial \phi}{\partial y} \\ \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

então:

$$(\nabla \phi)^T = \begin{pmatrix} \frac{\partial \phi}{\partial x} & \frac{\partial \phi}{\partial y} & \frac{\partial \phi}{\partial z} \end{pmatrix} \quad (4.9)$$

A matriz identidade ou função Delta de Kronecker é definida por:

$$\delta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.10)$$

Na notação de índice, o operador divergente pode ser escrito como:

$$\nabla \bullet U = \frac{\partial U_i}{\partial x_i} \quad (4.11)$$

A quantidade $U \otimes V$ pode ser representada por $U_i V_j$ quando U e V são vetores, ou por $U_i V_{jk}$, quando U é um vetor e V uma matriz.

A quantidade $\nabla \bullet (\rho U \otimes U)$ pode ser representado por:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (\rho U_i U_j) \quad (4.12)$$

Por convenção, as derivadas que aparecem no operador divergente são derivadas que se referem ao primeiro vetor listado.

A quantidade $a \bullet b$ (quando a e b são matrizes) pode ser escrita por: $a_{ij} b_{ij}$.

4.2.2 Equações Governantes - Equações de Transporte

O conjunto de equações resolvidas são as equações de Navier-Stokes não permanentes na forma conservativa. As equações de conservação de massa, movimento e energia podem ser escritas como se segue:

Equação de Continuidade

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho U) = 0 \quad (4.13)$$

Equação de Movimento

$$\frac{\partial \rho U}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho U \otimes U) = \nabla \bullet (-p\delta + \mu(\nabla U + (\nabla U)^T)) + S_M \quad (4.14)$$

Equação de Energia

$$\frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho U h_{tot}) = \nabla \bullet (\lambda \nabla T) + S_E \quad (4.15)$$

onde h_{tot} é definido como a entalpia total específica, que para casos gerais com propriedades variáveis e escoamentos compressíveis é dado em termos da entalpia termodinâmica específica, h , por:

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2 \quad (4.16)$$

onde $h = h(p, T)$. Como estamos usando o modelo de energia térmica, a equação de energia pode ser tratada como:

$$\frac{\partial \rho h}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho U h) = \nabla \bullet (\lambda \nabla T) + S_E \quad (4.17)$$

Se os trabalhos viscosos são significantes, então um termo será adicionado à equação de energia e torna-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho h_{tot}}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \bullet (\rho U h_{tot}) &= \nabla \bullet (\lambda \nabla T) \\ + \nabla \bullet \left(\mu \nabla U + \nabla U^T - \frac{2}{3} \nabla \bullet U \delta U \right) &+ S_E \end{aligned} \quad (4.18)$$

Existem sete (u, v, w, p, T, ρ, h) campos escalares desconhecidos nas cinco equações anteriores, mas o conjunto de equações pode ser resolvido pela adição de 2 equações algébricas termodinâmicas, chamadas Equações de Estado, sendo que uma relaciona densidade com pressão e temperatura, e a outra relaciona entalpia com temperatura e pressão.

4.2.3 Formulação do modelo LES - Large Eddy Simulation

A Simulação de Grandes Escalas (LES) (SMAGORINSKY, 1963) é um processo de filtragem das equações do movimento e decomposição das variáveis do escoamento em grandes escalas (resolvidas) e pequenas escalas (não resolvidas). Qualquer variável do escoamento f pode ser escrita como:

$$f = \bar{f} + f' \quad (4.19)$$

onde $\bar{f}$, a parte de grandes escalas, é definida através do volume médio como:

$$\bar{f}(x_i, t) = \int_{vol} G(x_i - x'_i) f(x'_i, t) dx'_i \quad (4.20)$$

onde $G(x_i - x'_i)$ é a função filtro (chamada filtro chapéu ou filtro gaussiano). A mais utilizada é a função filtro por volume, dada por:

$$G(x_i) = \begin{cases} 1/\Delta^3 & \text{se } |x_i| \leq \Delta/2, \\ 0 & \text{se } |x_i| > \Delta/2. \end{cases} \quad (4.21)$$

onde Δ é o tamanho característico do filtro, o qual caracteriza a frequência de corte da filtragem.

Depois de realizar a média do volume e negligenciar as flutuações de densidade, as equações de Navier-Stokes filtradas tornam-se:

$$\frac{\partial(\rho \bar{U}_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{U}_i \bar{U}_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \bar{U}_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4.22)$$

O termo de transporte não linear na equação filtrada pode ser desenvolvido como:

$$\overline{U_i U_j} = \overline{(\overline{U_i} + U'_i)(\overline{U_j} + U'_j)} = \overline{\overline{U_i} \overline{U_j}} + \overline{\overline{U_i} U'_j} + \overline{U'_i \overline{U_j}} + \overline{U'_i U'_j} \quad (4.23)$$

Para média no tempo, o termo $\overline{\overline{U_i} U'_j} + \overline{U'_i \overline{U_j}}$ desaparece, mas quando usamos média por volume, isto não é verdade.

Introduzindo o tensor de escala sub-malha (SGS), τ_{ij} , como:

$$\tau_{ij} = \overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j} \quad (4.24)$$

Podemos reescrever as equações de Navier-Stokes filtradas como:

$$\frac{\partial(\rho \overline{U_i})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \tau_{ij} + \rho \overline{U_i} \overline{U_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (4.25)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial(\rho \overline{U_i})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \overline{U_i} \overline{U_j})}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 \overline{U_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \rho \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (4.26)$$

com

$$\begin{aligned} \tau_{ij} &= \overline{U_i U_j} - \overline{U_i} \overline{U_j} \\ &= \overline{\overline{U_i} \overline{U_j}} + \overline{\overline{U_i} U'_j} + \overline{\overline{U_j} U'_i} + \overline{U'_i U'_j} - \overline{U_i} \overline{U_j} \\ &= L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \\ L_{ij} &= \overline{\overline{U_i} \overline{U_j}} - \overline{U_i} \overline{U_j} = \text{Tensor de Leonard} \\ C_{ij} &= \overline{\overline{U_i} U'_j} + \overline{\overline{U_j} U'_i} = \text{Termo Cruzado} \\ R_{ij} &= \overline{U'_i U'_j} = \text{Tensor de Reynolds SGS} \end{aligned}$$

Este é um sistema que possui mais equações do que incógnitas, e este é o problema de fechamento da turbulência, mas métodos paliativos foram propostos nas últimas décadas. Um deles é a modelagem sub-malha da turbulência que conduz à Metodologia de Simulação de Grandes Escalas.

Modelo sub-malha de Smagorinsky

O modelo de Smagorinsky pode ser pensado como a combinação das hipóteses das médias de Reynolds dadas pela equação $L_{ij} + C_{ij} = 0$, com o comprimento de mistura baseado no modelo de viscosidade turbulenta para o tensor de Reynolds SGS. Por meio disto, assume-se que os tensores SGS são proporcionais aos módulos

da razão da força do tensor, $|\bar{S}_{ij}|$, na filtragem do escoamento com grandes escalas:

$$\tau_{ij} = -\frac{1}{3}\tau_{kk} = -2 \cdot \nu_{SGS} \cdot \bar{S}_{ij} = \nu_{SGS} \cdot \left(\frac{\partial \bar{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (4.27)$$

Para o fechamento da equação, precisamos de um modelo para a viscosidade SGS, ν_{SGS} . Baseado na análise dimensional, a viscosidade SGS pode ser expressa como:

$$\nu_{SGS} \propto l q_{SGS} \quad (4.28)$$

onde l é a escala de comprimento dos movimentos não resolvidos (geralmente o tamanho da malha $\Delta = (Vol^{1/3})$) e q_{SGS} é a velocidade dos movimentos não resolvidos.

No modelo de Smagorinsky, baseado em um modelo análogo Prandtl de comprimento de mistura, a escala de velocidade é relatada para os gradientes da velocidade filtrada:

$$q_{SGS} = \Delta |\bar{S}|, \quad (4.29)$$

onde $|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}$.

Isto produziu o modelo de Smagorinsky para a viscosidade SGS:

$$\nu_{SGS} = (C_S \Delta)^2 |\bar{S}| \quad (4.30)$$

com C_S a constante de Smagorinsky. O valor da constante de Smagorinsky para a turbulência isotrópica (as propriedades estatística do escoamento são invariantes por rotação) com o espectro de escala inercial:

$$E(k) = C_k \epsilon^{2/3} k^{-5/3} \quad (4.31)$$

é:

$$C_S = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2}{3C_k} \right)^{3/4} = 0.18 \quad (4.32)$$

Para cálculos práticos, o valor de C_S é mudado dependendo do tipo do escoamento e da resolução da malha. Este valor foi encontrado para variar de 0.065 (escoamentos em canais) a 0.25. Frequentemente, usa-se o valor padrão de 0.1.

Perto da parede, a viscosidade turbulenta pode ser amortecida usando a combinação da função mínima de comprimento de mistura, e a função de viscosidade amortecida f_μ :

$$\mu_T = \rho \cdot \min(l_{mix}, f_\mu C_S \Delta)^2 \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}} \quad (4.33)$$

com

$$l_{mix} = \kappa \cdot y_{wall}$$

C_S e κ são as constantes que podem ser adaptadas; seus valores padrões são 0.1 e 0.4, respectivamente. Por pre-definição, a função de amortecimento f_μ é 1.0. Para o caso de Van Driest, a função de amortecimento é:

$$f_\mu = 1 - \exp(-\tilde{y}/A) \quad (4.34)$$

com $A = 25$. Para o caso Piomelli, ele é:

$$f_\mu = \sqrt{1 - \exp[(-\tilde{y}/A)^3]} \quad (4.35)$$

com $A = 25$. A distância normalizada à parede:

$$\tilde{y} = (y \cdot \tilde{u})/\nu \quad (4.36)$$

é definida como a função de cálculo da distância à parede y , viscosidade cinemática ν e escala de velocidade local $\tilde{u}$.

As funções Van Driest ou Piomelli de amortecimento da parede podem ser ativadas quando o modelo de turbulência LES é selecionado. O fator de amortecimento A é padronizado a 25.

4.2.4 Formulação do modelo DES - Detached Eddy Simulation

Experiências mostram que o uso do modelo LES em escoamentos com camada limite e a altos números de Reynolds é caro e portanto não é usual nas simulações de escoamentos industriais. Por outro lado, as estruturas turbulentas podem ser resolvidas macissamente pelo método LES nas regiões de separação, onde as grandes escalas turbulentas têm a mesma dimensão da estrutura geométrica que as produziu.

Numa tentativa de combinar os modelos RANS e LES para gerar uma formulação híbrida, Spalart, et al. em 1997 e Strelets, em 2001, desenvolveram o método DES, sendo que o modelo RANS é usado no interior das camadas limites e o LES é aplicado nas regiões de separação, aonde o comprimento característico da turbulência é maior do que o comprimento da malha.

Esta aproximação oferece muitas vantagens, mas não está livre de problemas. Por exemplo, o modelo tem que identificar as diferentes regiões de separação automaticamente. O modelo DES requer um conhecimento detalhado do método e a geração de uma malha refinada.

O modelo DES implementado no software CFX[®] é baseado na formulação RANS-SST (MENTER e KUNTZ, 2002 e 2003). A vantagem desta combinação é que prediz cuidadosamente as camadas limites turbulentas próxima a separação, e em regiões separadas suavemente que serão portadoras novamente do modelo SST. O modelo RANS-SST suporta a formulação por zonas do DES, que é menos sensível a restrições de resolução da malha do que a formulação padrão DES, como proposta por Strelets, em 2001.

No modelo padrão, a idéia é comutar do modelo SST-RANS para o modelo LES nas regiões onde o comprimento da turbulência, L_t , predito pelo modelo RANS, é maior do que o espaço da malha local. Neste caso, na equação da energia cinética turbulenta, a escala de comprimento usada no cálculo da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta é repassada pelo espaço da malha local, Δ .

$$\epsilon = \beta^* k \omega = \frac{k^{\frac{3}{2}}}{L_t} \rightarrow \frac{k^{\frac{3}{2}}}{C_{DES} \Delta} \begin{cases} C_{DES} \Delta < L_t \\ \Delta = \max(\Delta_i) \\ L_t = \frac{\sqrt{k}}{\beta^*} \end{cases} \quad (4.37)$$

onde k é a energia cinética turbulenta, ϵ é a taxa de dissipação da energia cinética turbulenta, ω é a taxa de dissipação específica da turbulência.

A razão para se escolher a escala de comprimento máxima na formulação DES, é que o método deverá retornar a formulação em camadas limites unido ao método LES. A escala de comprimento máxima é então uma estimativa segura.

A modificação DES de Strelets pode ser formulada como um multiplicador para o termo destrutivo na equação k :

$$\epsilon = \beta^* k \omega \rightarrow \beta^* k \omega F_{DES} \quad (4.38)$$

com $F_{DES} = \max(\frac{L_t}{C_{DES} \Delta}, 1)$ e $C_{DES} = 0.61$ usado como limitante, devendo ser ativado na região do modelo $k - \epsilon$. A formulação numérica também troca de um esquema upwind para um esquema de diferenças centradas, nas regiões RANS e LES, respectivamente.

O principal problema prático da formulação DES é que não existe um mecanismo para se conhecer o limitante apropriado na região de união da camada limite. Isto acontecerá nas regiões onde o espaço da malha da superfície local for menor do que a espessura da camada limite. Neste caso, o escoamento pode separar-se como o resultado do espaço da malha (ou indução de separação da malha), o qual é indesejável. Para reduzir este risco, o CFX[®] oferece a formulação por zonas, baseado na função mistura do modelo RANS-SST.

Já o modelo RANS-SST combina o modelo $k - \omega$ nas regiões próximas à parede e o modelo $k - \epsilon$ em regiões afastadas, aonde o comprimento característico da turbulência for menor do que o comprimento da malha. A formulação é uma modificação das equações do modelo $k - \omega$ propostas por Wilcox, em 1986.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] + P_k - \beta' \rho k \omega \quad (4.39)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = & \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \\ & + 2(1 - F_1) \rho \frac{1}{\sigma_{\omega 2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (4.40)$$

Além das variáveis independentes, a densidade, ρ , e o vetor velocidade, U , são tratados como quantidades conhecidas das equações de Navier-Stokes. P_k é o índice de produção de turbulência, que é calculado como:

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left[U_i \left(3\mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_i} + \rho k \right) \right] + P_{kb} \quad (4.41)$$

Para escoamentos incompressíveis, $\frac{\partial U_i}{\partial x_i}$ é pequeno e não contribui significativamente para a equação. O termo P_k é modelado no caso de escoamento com força de empuxo.

Além disto, F_1 é uma função mistura definida como:

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (4.42)$$

com

$$\arg_1 = \min \left(\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta' \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho k}{CD_{kw} \sigma_{\omega 2} y^2} \right) \quad (4.43)$$

onde y é a distância para a próxima parede e ν é a viscosidade cinemática e:

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\frac{1}{\sigma_{\omega 2}\omega}\nabla k\nabla\omega, 10^{-10}\right) \quad (4.44)$$

$F_1 = 0$ quando se está distante da superfície (modelo $k - \epsilon$ é ativado) e $F_1 = 1$ quando se está na camada limite (modelo $k - \omega$ é ativado).

A viscosidade cinemática turbulenta é definida como:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, SF_2)} \quad (4.45)$$

$$\nu_t = \frac{\mu_t}{\rho} = \frac{k}{\omega} \quad (4.46)$$

onde S é uma medida invariante da taxa de tensão e F_2 é a segunda função de mistura definida como:

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (4.47)$$

com:

$$\arg_2 = \max\left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta'\omega y}, \frac{500\nu}{y^2\omega}\right) \quad (4.48)$$

Para evitar a construção da energia cinética turbulenta, k , em regiões de estagnação, Menter introduziu um limitante para a produção do termo dentro das equações:

$$\tilde{P}_k = \min(P_k, c_{lim}\epsilon) \quad (4.49)$$

com $c_{lim} = 10$ para modelos baseados em ω , taxa de dissipação específica da turbulência. Este limitante não afeta o desempenho da camada de separação do modelo.

Todas as constantes são calculadas pelas mistura das correspondentes constantes dos modelos $k - \omega$ e $k - \epsilon$ através de:

$$\alpha = \alpha_1 F_1 + \alpha_2 (1 - F_1) \quad (4.50)$$

As constantes do modelo são dadas por:

$$\begin{cases} \beta' = 0.09 \\ \alpha_1 = 5/9 \\ \beta_1 = 3/40 \\ \sigma_{k1} = 2 \\ \sigma_{\omega1} = 2 \\ \alpha_2 = 0.44 \\ \beta_2 = 0.0828 \\ \sigma_{k2} = 1 \\ \sigma_{\omega2} = 1/0.856 \end{cases}$$

O desconhecido tensor de tensões de Reynolds, τ , é calculado da forma:

$$\tau = \mu_t 2S - \rho \frac{2}{3} \delta k \quad (4.51)$$

A formulação por zonas baseada na distância para a parede mais próxima e na função de mistura do modelo RANS-SST, introduz um multiplicador para o termo na equação- k :

$$\epsilon = \beta' k \omega \rightarrow \beta' k \omega F_{DES-CFX} \quad (4.52)$$

$$F_{DES-CFX} = \max \left(\frac{L_t}{C_{DES} \Delta} (1 - F_{SST}), 1 \right) \quad (4.53)$$

com $F_{SST} = 0$, F_1 , F_2 e $C_{DES} = 0.61$ usado como limitante que deverá ser ativado na região do modelo $k - \epsilon$ e ϵ a taxa dissipação da energia cinética turbulenta. Para o valor de $F_{SST} = 0$, o modelo padrão DES de Strelets é restabelecido e pode ocasionar uma transição indesejada do modelo SST para o modelo LES no interior da camada limite estável e uma separação da malha. Caso se selecione $F_{SST} = F_1$ ou F_2 , evita-se esta transição e por isso foi selecionado a opção padrão $F_{SST} = F_2$. Este opção oferece maior nível de proteção contra indução de separação da malha, mas pode também responder menos nas regiões LES.

Para se calcular o comprimento característico da turbulência, L_t , utiliza-se:

$$k = \frac{3}{2} I^2 U^2 \quad (4.54)$$

$$\epsilon = \rho C_\mu \frac{k^2}{\mu_t} \quad (4.55)$$

$$L_t = \frac{\sqrt{k^3}}{\epsilon} \quad (4.56)$$

sendo I a intensidade de turbulência que pode variar de 0.1% à 10%, que corresponde a níveis muito baixos e muito altos de turbulência no escoamento e C_μ uma constante do modelo $k - \epsilon$, cujo valor é 0.09.

Este modelo que comuta da formulação RANS-SST para a formulação LES recebeu o nome de Simulação de Turbilhões Separadamente(DES). Se comparado ao método LES, o DES salva ordens de magnitude de poder computacional para escoamentos com altos números de Reynolds, devido ao moderado custo do modelo RANS na região da camada limite, mas já oferece várias vantagens no método LES aplicado nas regiões de separação.

É importante ressaltar que o modelo RANS não prediz exatamente todos os detalhes do escoamento nas regiões de separação. Além disso, a formulação RANS não prevê informação das estruturas turbulentas do escoamento e nem a distribuição espectral, importantes para predizer vibrações e ruídos induzidos pelo escoamento. Neste caso, DES pode obter detalhes dos valores mais distantes das simulações RANS.

Por outro lado, o DES é um método de computação maciça porque grandes estruturas turbulentas necessitam ser resolvidas em espaço e tempo. Enquanto a necessidade da resolução da malha não é significativamente alta se comparada à simulação RANS, o tempo de resolução impõe uma alta demanda de CPU. O modelo DES não permite o uso de condições simétricas. Simulações axisimétricas e bidimensionais não são possíveis, já que as estruturas turbulentas são tridimensionais. Por esta razão, deve-se escolher cuidadosamente e ponderar a necessidade de informações adicionais, lembrando dos recursos exigidos.

A seleção do passo de tempo no método DES é um problema, já que determina a qualidade da resolução das estruturas turbulentas. Além disto, recomenda-se iniciar uma simulação DES a partir de uma solução RANS convergida. Como o modelo RANS utilizado pelo método DES é o SST, para o propósito de comparação seria melhor usar o mesmo modelo SST como condição inicial convergida para a simulação DES.

Para aproximações próximas da parede, o software utilizado possui duas funções

usadas para modelar a parede não-deslizante: o método de parede escalonável e o método a baixo números de Reynolds.

O método de parede escalonável usa fórmulas empíricas que impõem condições adequadas próximas da parede sem resolver a camada limite, economizando então recursos computacionais. Todos os modelos de turbulência no CFX[®] estão adequados ao método de parede escalonável. A maior vantagem desta aproximação é que pode ser modelado com uma malha relativamente grosseira, produzindo economia de tempo e armazenagem de CPU. Ele também evita a necessidade de responder por efeitos viscosos nos modelos de turbulência.

Os métodos a baixo números de Reynolds resolvem os detalhes dos perfis de camada limite usando escalas de comprimento de malhas muitos pequenos na direção normal à parede. Modelos de turbulência baseados na equação- ω , como o modelo SST, são adequados para métodos a baixos números de Reynolds. Note que os métodos a baixos números de Reynolds não se referem ao esquema do número de Reynolds, mas ao número de Reynolds turbulento, que é baixo na sub-camada viscosa. Este método pode então ser usado igualmente nas simulações com esquema a números de Reynolds muito altos, contanto que a sub-camada viscosa tenha sido resolvida. A aproximação a baixos Reynolds requer uma malha muito fina na região próxima da parede e conseqüentemente grande números de nós. Os cálculos armazenados e o tempo de operação são mais altos do que aqueles da aproximação de função de parede e cuidados necessitam ser tomados para garantir bons resultados numéricos na região próxima da parede para captar as variações rápidas nas variáveis.

Para reduzir as resoluções exigidas, um tratamento automático na parede foi aplicado no software, o qual permite mudar gradualmente entre método de parede escalonável e método a baixos números de Reynolds, sem a perda na precisão.

Como o modelo por zonas $k - \omega$ (SST) inclui a função de mistura nas regiões próximas da parede, que são as funções de distância da parede, uma equação adicional será resolvida para calcular a distância da parede no início da simulação (para as primeiras poucas iterações).

O modelo DES exige a distância de um nó à parede mais próxima executando a função mistura entre $k - \epsilon$ e $k - \omega$. A equação escalar de parede é a equação

resolvida para começar a distância da parede, simplesmente:

$$\nabla^2 \phi = -1 \quad (4.57)$$

onde ϕ é o valor da escala da parede. A distância da parede(DP) pode ser calculada através de:

$$DP = \sqrt{(|\nabla \phi|^2 + 2\phi) - |\nabla \phi|} \quad (4.58)$$

4.2.5 Discretização das Equações Governantes

A solução analítica das equações de Navier-Stokes existe somente para escoamentos simples com condições ideais. Para obter a solução de escoamentos reais, uma aproximação numérica necessita ser adotada na qual as equações são repassadas por aproximações algébricas que podem ser resolvidas usando métodos numéricos. O método usado para a resolução é a técnica de volumes finitos baseado em elementos (PATANKAR, TAYLOR e FRANCIS, 1980; VERSTEEG e MALALASEKERA, 1995), que consiste em dividir as regiões de interesse em sub-regiões chamadas volumes de controle, aonde as equações são discretizadas e resolvidas, resultando em aproximações de valores para cada variável em pontos específicos do domínio.

O conjunto de equações que surge aplicando o método dos volumes finitos para todos os elementos no domínio são equações de conservação discretizadas, que constituem um sistema de equações lineares. O CFX[®] utiliza a estratégia de acoplamento e este tratatamento acoplado traz vantagens sob um não-acoplado tais como: robustez, eficiência, generalidade e simplicidade. Estas vantagens todas combinam por fazer a solução acoplada uma característica extremamente poderosa de qualquer código CFD. A principal desvantagem é o alto armazenamento necessário para todos os coeficientes. As equações lineares são resolvidas usando o método Algebraic Multigrid (RAW, 1996), sendo que o software se utiliza de uma implementação particular chamada Additive Correction (HUTCHINSON e RAITHBY, 1986).

4.2.6 Parâmetros usados na Simulação Numérica

Nesta seção, apresentaremos todas as variáveis e condições de inicialização da simulação numérica do problema. Na figura (4.1), temos uma foto ilustrativa

com o painel frontal do programa CFX[®], onde as condições do problema foram definidas.

Figura 4.1: Tela do programa CFX-Pre

O fluido usado no escoamento foi Ar a 25°C, com propriedades específicas do ar (viscosidade e densidade) mantidas constantes a 25°C e 1atm.

As equações de estado foram modeladas no momento que foi escolhido o fluido do escoamento com a sua respectiva densidade.

Escoamentos com dependência do tempo de simulação podem ser classificados em estado permanente ou transiente. Simulação permanente, por definição, são aquelas cujas características não mudam com o tempo e cujas condições permanentes foram atingidas depois de um longo intervalo de tempo. Escoamentos transientes exigem informações em tempo real para determinar os intervalos de tempo aos quais se calculará as soluções do escoamento. O comportamento transiente pode ser causado inicialmente mudando as condições de fronteira do escoamento ou pode ser uma característica própria do escoamento, já que o estado permanente nunca é atingido. Muitos escoamentos, principalmente aqueles dirigidos pela flutuabilidade, não têm a solução em estado permanente, e podem

exibir comportamentos cíclicos.

No problema estudado neste trabalho, foi selecionado o modo transiente, necessitando-se colocar ambos passo de tempo e o tempo total de simulação. O passo de tempo foi mantido constante e igual a 0.001s, para se ter uma aquisição de 1000 amostras de temperatura por segundo como ocorria no experimento. O tempo de duração das simulações sempre foi para totalizar $32768 = 2^{15}$ amostras de temperatura ou seja, se o passo de tempo foi 0.001s, o tempo de duração deveria ser em torno de 33s, para se fazer a análise no plano tempo-freqüência.

Foi selecionada a opção nenhuma deformação de malha, que elimina a necessidade de atualizar as coordenadas e geometrias da malha e o movimento da malha dependerá das contribuições das equações governantes. Esta opção reduz o número de cálculos executados e conseqüentemente o tempo requerido.

O domínio do fluido selecionado foi estacionário, o qual não permite que os nós das malhas se movam para um outro local do plano.

O modelo de transferência de calor usado para prever a temperatura por todo o escoamento foi Energia Térmica, o qual transporta entalpia completamente no domínio do fluido e os efeitos de energia cinética média do escoamento não são incluídos. Este modelo se aplica a escoamentos com baixas velocidades, sendo que no escoamento em estudo as velocidades das duas entradas são 2.2m/s.

O escoamento resolvido é subsônico, pois a velocidade do escoamento é muito menor do que a velocidade do som no ar.

Escoamento com convecção natural ou misturado e escoamentos onde a gravidade é importante podem ser modelados pela inclusão de um termo fonte de flutuabilidade (força de empuxo). A convecção natural refere-se ao caso aonde a convecção do fluido é dirigida somente pelas variações de densidade local, por exemplo numa caixa fechada com uma fonte de aquecimento. Convecção misturada se refere ao caso onde a convecção do fluido é dirigida pelo gradiente de pressão e pelas forças de empuxo. O empuxo é dirigido pelas variações na densidade que podem aparecer por vários fatores, por exemplo variações de temperatura local causam mudanças na densidade, e para um gás ideal, variações de pressão local também podem causar mudanças na densidade. Estas mudanças são freqüentemente pequenas e os efeitos do empuxo não são usualmente impor-

tantes no escoamento. O empuxo não precisa ser necessariamente modelado se não existem outros efeitos de empuxo e para o problema em questão, este não foi selecionado.

O limite do fluido é simplesmente a superfície externa do domínio. Ele apresenta: entrada, onde o fluido é forçado para dentro do domínio do escoamento; saída, onde o fluido é forçado para fora do domínio do escoamento; saída aberta, onde o fluido pode simultaneamente escoar para dentro e para fora do domínio, e não é avaliado para domínios com mais de um fluido presentes; parede, que é o limite impenetrável para o escoamento do fluido; plano simétrico, um plano de ambos geometria e escoamento simétricos, o qual não foi selecionado.

Foi especificado nas duas entradas do escoamento a velocidade normal à fronteira de 2.2m/s.

O escoamento em questão é considerado mais consistente, já que se coloca a velocidade do escoamento na entrada e a pressão constante na saída.

A entalpia é a medida de energia contida no fluido por unidade de massa. Quando se usa o modelo de energia térmica, resolve-se diretamente a entalpia termodinâmica.

Para se escolher a intensidade de turbulência, levou-se em consideração que a sua porcentagem no experimento era pequena. A escala de intensidade de turbulência aceitável para a camada de entrada é de 0.001 à 0.1 (isto é, 0.1% à 10%), que corresponde a níveis muito baixos e muito altos de turbulência num escoamento, respectivamente. Foram selecionadas intensidades de turbulência de 1% e 0.5%.

O valor exigido na entrada pela equação de energia é o valor para a temperatura do fluido, sendo selecionada a opção temperatura constante. Foi colocada uma aproximação para a temperatura de inicialização do escoamento, e para as temperaturas de entrada do fluido.

Inicialmente fez-se uma medida no experimento com um termômetro nas duas entradas. De um lado era a temperatura ambiente, e do outro como foi colocada uma resistência aquecida a temperatura era maior, mas oscilava um pouco, por isso resolveu-se colocar uma média do que realmente estava marcando no termômetro. A temperatura de inicialização para os cálculos foi sempre colocada com o valor da

temperatura ambiente. No capítulo de resultados serão colocados todos os valores de temperaturas usados nas simulações e na parte experimental. Eles variaram entre 19°C e 20°C na entrada do lado frio, e entre 30°C, 32°C, 34°C, 35°C e 38°C na entrada do lado quente.

Para a saída do escoamento foi especificada a pressão atmosférica.

As paredes são impermeáveis. Foi selecionada a opção de parede que não desliza, sendo que o fluido imediatamente próximo à parede assume a velocidade nula. Também foi selecionada a opção de parede lisa.

O modelo de transferência de calor na parede foi considerado “adiabático”, já que a troca de calor com o meio externo é desprezível.

Valores iniciais para todas as variáveis do escoamento precisam ser colocados antes de iniciar cada solução. A opção selecionada foi a inicialização global, já que se aplica para todo o domínio da simulação. Para escoamentos transientes, estes valores produzem o campo de escoamento no tempo quando inicia-se os cálculos. Se o cálculo transiente for inicializado sem estes valores iniciais, então será necessário colocar cada variável na inicialização com a opção valores automáticos que deverão ser pré-definidos no software ou será lido um arquivo de resultados para os valores iniciais.

Este arquivo inicial necessita obedecer alguns critérios: tanto o corrente modelo quanto o arquivo de resultados deve ter o mesmo número de definições de fronteira; estas fronteiras devem ter o mesmo nome e a mesma localização; também devem ter a mesma malha; e a pressão de referência deve ser a mesma. A convergência será atingida mais rapidamente se os valores iniciais forem sensivelmente transmitidos.

As componentes de velocidade selecionadas na inicialização foram cartesianas e são aplicadas referente à coordenadas cartesianas selecionadas na construção da geometria. As velocidades colocadas foram 0m/s.

Na inicialização também é colocada a temperatura e selecionou-se sempre a temperatura ambiente do experimento.

Foram usados dois arquivos já convergidos para o iniciar os cálculos dos métodos LES e DES. Para o modelo LES, usou-se o método $k - \epsilon$ para cálculo do arquivo inicial, sendo os valores de $k = 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-2}$ e $\epsilon = 10^{-5} \text{m}^2 \text{s}^{-3}$. Para o modelo DES,

usou-se o método SST para o cálculo do arquivo inicial e os valores colocados para k e ϵ foram automáticos(ou seja, um valor pré-definido pelo CFX®), $\kappa = 0.4$ e $C_S = 0.1$. Recomenda-se usar os valores iniciais da Energia Cinética Turbulenta (k), taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ϵ), e a taxa de dissipação específica da turbulência (ω) como automáticos.

O CFX® apresenta o resíduo normalizado para avaliar a convergência dos métodos. Como a simulação é transiente, o resíduo mostra a convergência a cada passo de tempo, e conforme vai convergindo passa-se ao passo seguinte. O programa terminará a rodada quando o resíduo das equações calculadas pelo método especificado são inferiores ao valor de objetivo residual, no caso do problema foi colocado o RMS de 10^{-4} , e atingido este valor, o programa passava ao próximo passo de tempo verificando a convergência novamente, e parava quando fossem atingidos o tempo total de simulação desejada para o modelo transiente. Se não fossem atingidos os erros de pressão, velocidades e energia desejados pela simulação(10^{-4}), o programa fazia o número máximo de iterações por passo de tempo, especificados em 10, e continuava os cálculos no passo de tempo seguinte.

A malha usada em todas as simulações numéricas era tetraédrica, não-estruturada e possuía 34169 nós, 9432 faces e 99307 elementos sendo 54591 tetraedros, 200 pirâmides, 44516 prismas. Uma foto ilustrativa da malha será apresentada no capítulo de resultados.

Nas simulações para o modelo de turbulência LES, o CFX® usa o método de parede escalonável. Para o modelo de turbulência DES, o CFX® usa o método de tratamento automático próximo da parede, que comuta entre a formulação de parede escalonável e o tratamento a baixos números de Reynolds.

Para a discretização do termo transiente foi selecionado o esquema atrasado de Euler de 2ª Ordem. Ele é um sistema de passo de tempo implícito, mas preciso até 2ª ordem, e é o valor pré-definido do CFX®. É aplicável para passos de tempo constantes ou variáveis. Este sistema é recomendado quando se utiliza muitas rodadas transientes. Este sistema também é robusto, e não cria limitações de passo de tempo, mas pode criar erros na solução.

Para calcular o termo advectivo nas equações discretizadas foi selecionado o método de diferenças centradas. Embora o sistema de diferenças centradas seja

preciso até 2ª ordem, ele pode produzir importantes problemas de desacoplamento, e é apropriado somente para simulações que utilizem o método LES.

As equações clássicas de cada método sempre usarão os valores colocados como básicos no controle da solução. Caso seja especificado uma condição diferente para elas, elas usarão estas condições e ignorarão os básicos definidos antes. Além disso o número e o tipo de equações dependerão do modelo físico adotado.

4.3 Análise de Sinais

Os sinais de temperatura provenientes dos termopares instalados ao longo da tubulação do experimento e da simulação numérica foram analisados de acordo com os fundamentos de Análise de Sinais. Esta consiste em estudar e caracterizar as propriedades básicas dos sinais medidos. Um sinal pode ser estudado de três formas: em função do tempo, no plano de frequências e no plano tempo-frequência. Esta seção mostra de forma simples e rápida como analisar um sinal temporal qualquer nos planos frequencial e tempo-frequência.

4.3.1 Descrição Temporal dos Sinais

Costuma-se denotar um sinal por $s(t)$. Em princípio um sinal pode ter qualquer forma funcional representando sinais reais como, por exemplo, ondas de som e corrente elétrica. Um sinal que varia no tempo é o cosenoidal, com amplitude (a), fase (ϕ) e frequência (ω_0) constantes, representado como:

$$s(t) = a \cos(\omega_0 t + \phi) \quad (4.59)$$

Um sinal ter uma amplitude constante, não significa que seu valor seja constante, mas que a máxima e a mínima das oscilações são constantes. De forma generalizada, um sinal cosenoidal pode ser escrito como:

$$s(t) = a(t) \cos(v(t)) \quad (4.60)$$

onde a amplitude $a(t)$ e a fase $v(t)$ são agora funções do tempo.

Também é vantajoso escrever um sinal na forma complexa, ou seja:

$$s(t) = A(t)e^{i\vartheta(t)} = s_r + is_j \quad (4.61)$$

Como encontrar amplitude e fase e como definir um sinal complexo a partir de um sinal real, serão abordados adiante.

4.3.2 Densidade de Energia e Energia Total de um sinal

A intensidade de um sinal está relacionada à grandeza $|s(t)|^2$. Se $s(t)$ expressa a tensão elétrica sobre um resistor de 1Ω , num pequeno intervalo de tempo Δt , consome-se a quantidade $|s(t)|^2 \Delta t$ de energia para produzir o sinal nesse intervalo de tempo. Dessa forma, $|s(t)|^2$ é a energia por unidade de tempo ou a densidade de energia ou ainda a potência instantânea do sinal (COHEN, 1995).

A energia total E de um sinal é obtida pela integração da densidade sobre todo o tempo, isto é:

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt \quad (4.62)$$

Outra maneira de se ter uma caracterização aproximada da densidade de energia temporal do sinal e ter uma indicação de onde a energia está concentrada é através do tempo médio ou baricentro do sinal $s(t)$, definido como:

$$\langle t \rangle = \frac{1}{E} \int_{-\infty}^{+\infty} t |s(t)|^2 dt \quad (4.63)$$

4.3.3 Descrição Espectral dos Sinais

A análise espectral ou frequencial tornou-se extremamente rica com o estabelecimento de suas bases teóricas após o trabalho de Fourier. Isto se consolidou com a invenção do espectroscópio e com a descoberta de que, através da análise espectral da luz, pode-se determinar a natureza da matéria: átomos e moléculas podem ser caracterizados pelo espectro de frequência de luz que emitem ou absorvem energia (COHEN, 1995).

Bunsen e Kirchhoff tornaram a análise espectral uma grande descoberta devido às suas contribuições deixadas seis anos após Fourier ter apresentado suas idéias. Em suas descobertas, observaram que o espectro da luz pode ser usado para reconhecimento, detecção e classificação das substâncias.

Segundo Cohen, 1995, existem quatro boas razões para a análise frequencial ou espectral de um sinal:

- Analisando as frequências de um sinal, podem-se descobrir características de sua fonte;
- A propagação de sinais através de um meio geralmente depende de suas frequências. A propagação de um sinal através de um meio é bastante complicada, mas o efeito básico é que ondas de diferentes frequências propagam-se com diferentes velocidades. Para se estudar a propagação como função da frequência, decompõe-se o sinal em diferentes componentes frequenciais, analisa-se cada componente separadamente e então reconstrói o sinal para se obter a forma de onda resultante;
- A decomposição espectral quase sempre simplifica a análise do sinal.
- A decomposição, ou análise de Fourier é uma poderosa ferramenta matemática para a solução de equações diferenciais ordinárias e parciais.

A decomposição de Fourier de um sinal é feita em termos de senos de diferentes frequências e fases. Assim, para um sinal $s(t)$, a decomposição é da forma (COHEN, 1995):

$$s(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (4.64)$$

O sinal é construído pela adição (superposição linear) de sinais simples $e^{j\omega t}$, cada um caracterizado pela frequência ω e contribuindo com uma quantidade relativa indicada pelo coeficiente $s(\omega)$, na qual é obtido a partir do sinal através da equação (COHEN, 1995):

$$s(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-j\omega t} dt \quad (4.65)$$

$s(\omega)$ é chamado de espectro do sinal $s(t)$ ou a transformada de Fourier de $s(t)$. Como $s(\omega)$ e $s(t)$ estão biunivocamente relacionados, pode-se dizer que o espectro representa o sinal no domínio da frequência (COHEN, 1995).

A transformada de Fourier identifica e distingue as ondas senoidais de diferentes frequências (e suas respectivas amplitudes) que se combinam para formar

o sinal (BRIGHAM, 1988). Matematicamente, essa relação é dada pela equação (4.65).

Assim, a Transformada de Fourier é uma representação no domínio da frequência de uma função temporal ou espacial.

4.3.4 Densidade de Energia Espectral e Energia Total

Analogamente ao sinal no domínio do tempo, pode-se considerar $|s(\omega)|^2$ como sendo a densidade de energia por unidade de frequência. Da mesma maneira, $|s(\omega)|^2 \Delta\omega$ é a fração de energia no intervalo frequencial $\Delta\omega$ na frequência ω . A energia total do sinal é independente do método usado pra calculá-lo. Por esse motivo, tem-se (COHEN, 1995):

$$E = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} |s(\omega)|^2 d\omega \quad (4.66)$$

identidade conhecida como Relação de Parseval ou Teorema de Rayleigh.

4.3.5 O Sinal Complexo

Os sinais na natureza são reais. No entanto, é vantajoso definir um sinal complexo que corresponda a um sinal real. Um dos motivos para se definir um sinal na forma complexa é que ele permite definir a fase, de onde se obtém a frequência instantânea.

Considere um sinal complexo, $z(t)$, cuja parte real, $s_r(t)$, é o próprio sinal físico:

$$z(t) = s_r + js_i = A(t)e^{j\vartheta(t)} \quad (4.67)$$

Considerando a parte imaginária, $s_i(t)$, é possível definir a amplitude e a fase pelas fórmulas (COHEN, 1995):

$$\begin{cases} A(t) = \sqrt{s_r^2 + s_i^2} \\ \vartheta(t) = \arctan\left(\frac{s_i}{s_r}\right) \end{cases} \quad (4.68)$$

A partir das equações anteriores, determina-se a frequência instantânea através de (COHEN, 1995):

$$\omega_i(t) = \vartheta'(t) = \frac{(s_i' s_r - s_r' s_i)}{A^2} \quad (4.69)$$

O problema é então determinar a parte imaginária. Historicamente, existem dois métodos: o método quadrático e o método analítico.

Antes de ser introduzido o sinal analítico, a idéia principal para formar um sinal na forma complexa era escrevê-lo na forma $s(t) = A(t) \cos(\vartheta(t))$, e transformá-lo para a forma $A(t)e^{j\vartheta(t)}$. O problema é que a primeira forma oferece uma infinidade de equações diferentes. Este procedimento é chamado de método quadrático.

O procedimento do sinal analítico, inventado por Gabor, resulta num sinal complexo cujo espectro é idêntico ao do sinal nas frequências positivas, e zero nas frequências negativas.

O Sinal Analítico

Se o sinal real $s(t)$ tem o espectro $s(\omega)$, então o sinal complexo $z(t)$, cujo espectro é composto somente das frequências positivas de $s(\omega)$, é dado pela transformada inversa de $s(\omega)$, onde a integração é feita somente na parte positiva das frequências (COHEN, 1995):

$$z(t) = 2 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{+\infty} s(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (4.70)$$

O fator 2 é inserido para que a parte real do sinal analítico, $z(t)$, seja o próprio $s(t)$; caso contrário ela seria apenas $\frac{1}{2}$ de $s(t)$. A forma explícita de $z(t)$ em termos de $s(t)$ é conseguida da seguinte forma:

$$s(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) e^{-j\omega t} dt \quad (4.71)$$

Substituindo $s(\omega)$ na equação (4.70), tem-se que:

$$z(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\hat{t}) e^{j\omega(t-\hat{t})} d\hat{t} d\omega \quad (4.72)$$

Sabendo que $\int_0^{+\infty} e^{j\omega x} d\omega = \pi \delta(x) + \frac{j}{x}$, onde $\delta(x)$ é a função delta de Dirac, definida como (BRIGHAM, 1988):

$$\begin{cases} \delta(t - \hat{t}) = 0 & \text{se, } t \neq \hat{t}, \\ \delta(t - \hat{t}) = \infty & \text{se, } t = \hat{t} \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - \hat{t}) dt = 1 \end{cases} \quad (4.73)$$

Da equação (4.72) acha-se:

$$z(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} s(\hat{t}) \left[\pi \delta(t - \hat{t}) + \frac{j}{(t - \hat{t})} \right] d\hat{t} \quad (4.74)$$

Resolvendo a equação (4.74), chega-se a (COHEN, 1995):

$$A[s] = z(t) = s(t) + \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{s(\hat{t})}{(t - \hat{t})} d\hat{t}. \quad (4.75)$$

Usa-se a notação $A[s]$ para denotar o sinal analítico correspondente ao sinal s . A razão para o nome analítico é que funções complexas desse tipo satisfazem às condições de Cauchy-Riemann para a diferenciação e, por esse motivo, são chamadas tradicionalmente de funções analíticas.

A segunda parte da equação (4.75), que corresponde a parte imaginária, é a Transformada de Hilbert do sinal, normalmente denotada por $H[s(t)]$. Assim (COHEN, 1995):

$$H[s(t)] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{s(\hat{t})}{(t - \hat{t})} d\hat{t} \quad (4.76)$$

4.3.6 A Covariância de um Sinal

Quando se deseja verificar se há alguma relação entre o peso e a altura de uma população, utiliza-se o cálculo da covariância para quantificar a relação entre as duas variáveis desejadas. Da mesma forma, para saber o quanto o tempo e a frequência instantânea estão relacionados, utiliza-se a covariância. Considere a seguinte quantidade:

$$\langle t\vartheta'(t) \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} t\vartheta'(t) |s(t)|^2 dt \quad (4.77)$$

onde: t é o tempo; $\vartheta'(t)$ é a frequência instantânea no tempo t dado pela equação (4.69); $\langle \rangle$ é o operador média, definido como: $\langle * \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} * |s(t)|^2 dt$.

A equação (4.77) representa a média do tempo multiplicado pela frequência instantânea. Se o tempo e a frequência instantânea não tiverem nenhuma relação um com o outro, então espera-se que $\langle t\vartheta'(t) \rangle$ seja igual a $\langle t \rangle \langle \vartheta'(t) \rangle = \langle t \rangle \langle \omega \rangle$. É por esse motivo que o excesso de $\langle t\vartheta'(t) \rangle$ sobre $\langle t \rangle \langle \omega \rangle$ é uma boa indicação de quanto

o tempo está correlacionado com a frequência instantânea. Logo a covariância de um sinal é definida como (COHEN, 1995):

$$COV_{t\omega} = \langle t\vartheta'(t) \rangle - \langle t \rangle \langle \omega \rangle \quad (4.78)$$

4.3.7 Classificação dos Sinais

Devido à diversidade de sinais existentes, a classificação dos sinais é feita de modo amplo. Se um sinal não varia em algum sentido objetivo, diz-se que ele é estacionário; caso contrário ele é considerado não estacionário. Se um sinal é de curta duração, ele é geralmente chamado de transiente.

Se um sinal é explicitamente conhecido, diz-se que se tem um sinal determinístico. Muito freqüentemente os sinais são governados por eventos aleatórios, possibilitando a decomposição em vários sinais. Nesse caso, o sinal é dito aleatório ou estocástico.

O conteúdo espectral é algumas vezes usado para classificar sinais. Sinais cujo espectro se concentra em uma faixa frequencial relativamente pequena são chamados de banda limitada; caso contrário, são banda larga.

4.3.8 Variação Temporal do Conteúdo Frequencial de um Sinal

O espectro varia no tempo devido principalmente a duas razões (COHEN, 1995):

- A produção de frequências particulares depende de parâmetros físicos que podem variar no tempo. Por exemplo, uma corda com comprimento e tensão constantes produz uma frequência particular se perturbada. Se o comprimento e a tensão da corda variam com o tempo, diferentes frequências serão produzidas no tempo porque a corda vibrará aleatoriamente.
- A propagação de ondas em um meio está geralmente ligado à frequência, e da mesma forma, o meio atua sobre a frequência.

4.3.9 A Análise Tempo-Frequência

A análise tempo-frequência originou-se há aproximadamente cinquenta anos e nos últimos anos tem tido um maior desenvolvimento no estabelecimento de seus

princípios básicos e nas aplicações práticas. É importante ressaltar que este campo está evoluindo muito rapidamente, devido à introdução de novas idéias.

A idéia fundamental da análise tempo-freqüência é entender e analisar situações onde a composição frequencial de um sinal está mudando no tempo.

Algumas vezes, o sinal (domínio do tempo) e o espectro (domínio da freqüência) sozinhos não são suficientes para descrever fisicamente o que está acontecendo. A partir do espectro, sabe-se quais as freqüências estão presentes no sinal, mas fica oculto em que tempo elas realmente existiram. Por isso a importância de se fazer uma análise tempo-freqüência do sinal.

O objetivo básico da análise tempo-freqüência é descobrir uma função que descreva a densidade de energia de um sinal simultaneamente no tempo e na freqüência, e que possa ser usada e manipulada da mesma maneira como qualquer densidade. De posse de tal função (ou distribuição), pode-se saber qual a fração de energia existente em uma determinada faixa temporal e frequencial, e calcular a densidade de freqüências em um tempo particular, e momentos global e local entre outros.

Para se avaliar as propriedades do sinal para um tempo t , dá-se ênfase ao sinal naquele momento e oculta-o em outros tempos. Isso é feito multiplicando o sinal por uma função janela $h(t)$ afim de se produzir um sinal modificado do tipo (COHEN, 1995):

$$s_t(\tau) = s(\tau)h(\tau - t) \quad (4.79)$$

O sinal modificado $s_t(\tau)$ é uma função de dois tempos: o tempo fixado t (tempo desejado) e o tempo corrente τ . A função janela h (também chamada função analisante) é a função escolhida para levar o sinal de forma inalterada em torno de t e de forma oculta para os tempos distantes do tempo de interesse.

Desde que o sinal modificado enfatize o sinal em torno do tempo t , a transformada de Fourier refletirá a distribuição de freqüências em torno daquele tempo:

$$s_t(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega\tau} s_t(\tau) d\tau \quad (4.80)$$

$$s_t(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega\tau} s(\tau) h(\tau - t) d\tau \quad (4.81)$$

A densidade de energia espectral no tempo t é:

$$P_{sp}(t, \omega) = |s_t(\omega)|^2 = \left| \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j\omega\tau} s(\tau) h(\tau - t) d\tau \right|^2 \quad (4.82)$$

Para cada tempo t diferente, consegue-se uma densidade de energia espectral e a totalidade dessas densidades é a distribuição tempo-freqüência $P_{sp}(t, \omega)$. Transformada a curto tempo de Fourier, transformada de Gabor são formas de se construir a função $P_{sp}(t, \omega)$. O que distingue cada forma é a função h analisante utilizada. A transformada de Gabor (utilizada nesse trabalho para construir o plano tempo-freqüência), por exemplo, usa a função gaussiana (distribuição normal) como função analisante $h(\tau - t) = e^{-\alpha(\tau-t)^2}$.

4.3.10 Momentos Estatísticos e outras propriedades usadas para a Análise dos Sinais

Os sinais de temperatura provenientes dos termopares foram analisados nos planos temporal $s(t)$, frequencial $s(\omega)$ e tempo-freqüência $P_{sp}(t, \omega)$. A função conjunta tempo-freqüência foi obtida através da transformada de Gabor. Funções estatísticas, como covariância, energia, entropia, média, desvio padrão, esconsideade e kutose da distribuição $P_{sp}(t, \omega)$ em relação às freqüências foram utilizados na análise dos sinais. As propriedades usadas para avaliar o grau de "estacionariedade" da distribuição $P_{sp}(t, \omega)$ foram covariância e entropia.

A média do sinal $s(t)$ com N valores ($s_1, \dots, s_n$) é dado por:

$$\bar{s} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^N s_i \quad (4.83)$$

que estima o valor central da distribuição temporal. O desvio padrão da distribuição $s(t)$ é:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (s_i - \bar{s})^2} \quad (4.84)$$

O desvio-padrão caracteriza a largura ou desvio da distribuição em torno da média.

Considerando a distribuição $P_{sp}(t, \omega)$, a frequência média $\bar{\omega}$ e o desvio padrão das frequências σ_ω calculados nesse plano são dados como:

$$\bar{\omega} = \frac{1}{E} \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} \omega P_{sp}(t, \omega) dt d\omega \quad (4.85)$$

$$\sigma_\omega = \sqrt{\frac{1}{E} \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} (\omega - \bar{\omega})^2 P_{sp}(t, \omega) dt d\omega} \quad (4.86)$$

onde F_{min} e F_{max} são os limites na frequência, T_{min} e T_{max} são os limites no tempo e E é a energia do sinal, dada logo a seguir.

Escondade e Kurtose são também funções estatísticas de uma distribuição. A escondade caracteriza o grau de assimetria de uma distribuição em torno da média. Uma escondade positiva representa uma distribuição mais voltada para a direita. Já uma escondade negativa representa uma distribuição mais inclinada para a esquerda. Para a distribuição $P_{sp}(t, \omega)$, a escondade das frequências é calculada como:

$$\xi_\omega = \sqrt[3]{\frac{1}{E} \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} (\omega - \bar{\omega})^3 P_{sp}(t, \omega) dt d\omega} \quad (4.87)$$

A Kurtose mede o achatamento de uma distribuição em relação a uma distribuição normal (função gaussiana). Quanto mais positiva, mais a distribuição se aproxima de uma função impulso. E quanto mais negativa, mais espalhada é a distribuição. Para a distribuição $P_{sp}(t, \omega)$, a Kurtose das frequências é dada como:

$$X_\omega = \sqrt[4]{\frac{1}{E} \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} (\omega - \bar{\omega})^4 P_{sp}(t, \omega) dt d\omega} \quad (4.88)$$

A energia de um sinal no plano tempo-frequência é dada por:

$$E = \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} P_{sp}(t, \omega) dt d\omega \quad (4.89)$$

onde F_{min} e F_{max} são os limites na frequência, T_{min} e T_{max} são os limites no tempo. Um sistema é instável quando mais elevado for o seu conteúdo de energia interna.

A entropia é uma quantidade que caracteriza a desordem de uma distribuição. Ela pode variar do infinito (sistemas completamente aleatórios) até o zero (sistemas periódicos). Em geral, uma entropia alta caracteriza um sistema com comportamento altamente irregular, e baixa caracteriza um sistema de comportamento mais regular. A variação de entropia do sistema deve ser tanto menor quanto maior a energia interna do sistema. A entropia no plano tempo-freqüência $P_{sp}(t, \omega)$, foi calculada como:

$$h_e = - \int_{F_{min}}^{F_{max}} \int_{T_{min}}^{T_{max}} \left(\frac{P_{sp}(t, \omega)}{E} \right) \ln \left(\frac{P_{sp}(t, \omega)}{E} \right) dt d\omega \quad (4.90)$$

Todas as funções estatísticas discutidas acima, foram calculadas para sinais provenientes de testes onde a vazão de ar foi mantida constante.

4.3.11 Covariância Tempo-Freqüência

A análise tempo-freqüência constitui uma poderosa ferramenta para avaliar a não estacionaridade de um sinal ou de um processo.

No contexto dos processos determinísticos, a estacionaridade de um sinal geralmente ocorre quando a composição frequencial é constante em relação ao tempo (SELEGHIM e HERVIEU, 1998). Sinais reais, no entanto, nunca são puramente estacionários, logo uma definição mais realista é avaliar o seu grau de não estacionaridade.

A covariância aqui estudada, é uma indicação do quanto a freqüência instantânea e o tempo estão correlacionados. Logo, a covariância será nula quando a freqüência não variar com o tempo. Quanto maior a covariância, maior o grau de não estacionaridade de um sinal, e mais a freqüência varia com o tempo (maiores detalhes: COHEN, 1995 e LATHI, 1968).

Se o sinal analisado é estacionário, o conteúdo espectral não varia com o tempo, ou seja, temos um envelope espectral constante apenas sujeito à modulação em amplitude. Portanto, se tempo e freqüência são variáveis independentes, assumi-se que $P(t, \omega)$ seja uma função separável, isto é:

$$P(t, \omega) = F(t)G(\omega) \quad (4.91)$$

Considerando τ um instante particular da distribuição tempo-freqüência e definindo um apropriado horizonte T de análise, um tempo central $\Delta_t(\tau)$, uma freqüência central $\Delta_\omega(\tau)$ e um momento misto $\Delta_{t\omega}(\tau)$, temos:

$$\Delta_t(\tau) = \frac{1}{E(\tau)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\tau-\frac{T}{2}}^{\tau+\frac{T}{2}} tP(t, \omega) dt d\omega \quad (4.92)$$

$$\Delta_\omega(\tau) = \frac{1}{E(\tau)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\tau-\frac{T}{2}}^{\tau+\frac{T}{2}} \omega P(t, \omega) dt d\omega \quad (4.93)$$

$$\Delta_{t\omega}(\tau) = \frac{1}{E(\tau)} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{\tau-\frac{T}{2}}^{\tau+\frac{T}{2}} t\omega P(t, \omega) dt d\omega \quad (4.94)$$

Sendo $\Sigma(\tau)$ um intervalo de deslizamento centralizado em τ com T de duração, e $E(\tau)$ a energia total de $\Sigma(\tau)$, eles são definidos como:

$$\Sigma(\tau) = \left[\tau - \frac{T}{2}, \tau + \frac{T}{2} \right] \quad (4.95)$$

$$E(\tau) = \int \int_{\Sigma(\tau)} P(t, \omega) dt d\omega \quad (4.96)$$

Se o sinal for independente do tempo e da freqüência, é razoável assumir que a média temporal e a média frequencial não estão relacionadas. Sob essa suposição podemos esperar que:

$$\Delta_{t\omega}(\tau) = \Delta_\omega(\tau)\Delta_t(\tau) \quad (4.97)$$

É por esse motivo que o excesso de $\Delta_{t\omega}(\tau)$ sobre $\Delta_\omega(\tau)\Delta_t(\tau)$ é uma boa indicação de quanto o tempo está correlacionado com a freqüência. Logo, a covariância tempo-freqüência é definida como (SELEGHIM e HERVIEU, 1998a):

$$cov_{t\omega} = | \Delta_{t\omega}(\tau) - \Delta_\omega(\tau)\Delta_t(\tau) | \quad (4.98)$$

Assim, pode-se mostrar através das equações anteriores que $cov_{t\omega} = 0$ quando os sinais são independentes do tempo e da freqüência.

4.4 Descrição da bancada experimental

Os testes experimentais foram realizados no laboratório de Engenharia Térmica e Fluidos da Escola de Engenharia de São Carlos da Universidade de São Paulo.

Foi montada uma tubulação em tê por meio de tubos em PVC, com duas entradas e uma saída. O diâmetro interno das entradas e da saída era de 0.15m, sendo que de uma entrada até a outra, a distância era de 1.30m. Do centro desta tubulação, que continha as entradas até a saída, o tê possuía 2.65m. Os termopares do tipo K, blindados, foram instalados dentro da tubulação em direção à saída do tê, com as juntas de medição exatamente na metade do diâmetro, sendo que o primeiro está bem no centro do tê, o segundo 0.20m após o primeiro, o terceiro 0.20m após o segundo e assim por diante até completar 8 termopares.

O diâmetro destes termopares era de aproximadamente $d = 0.5 \times 10^{-3} \text{m}$ e para os cálculos do tempo de resposta dos termopares (τ) foram utilizados valores referentes ao Constantan. Assim, sendo a densidade $\rho = 8920 \text{kg/m}^3$, o calor específico $C_p = 384 \text{J/(kgK)}$ e o coeficiente de transferência de calor por convecção $h = 275 \text{J/(sKm}^2\text{)}$, temos:

$$\tau = \frac{\rho C_p d}{3h} \quad \implies \quad \tau \simeq 2.0 \text{s} \quad (4.99)$$

Para controlar a vazão de ar no experimento foram instalados ventiladores nas duas entradas da tubulação, sendo que de um lado sempre foi tomada a temperatura ambiente e na outra entrada logo após o ventilador foi colocada uma resistência de chuveiro blindada para elevar a temperatura desta entrada. Estes ventiladores conseguiam imprimir uma velocidade de 2.2m/s em ambas as entradas, medidas com um anemômetro de turbina e a resistência era aquecida a uma potência de 90W. Na figura (4.2), mostra-se um esquema da bancada experimental com todos os termopares e respectivas posições no tubo.

Além dos termopares instalados, o circuito é provido de um sistema de aquisição para obter os sinais de temperatura da National Instruments, composto por um chassi PXI-1000B equipado com um controlador embutido NI 8176 PXI (Pentium III 1.26 GHz) e uma placa I/O multi-função PXI-6025E por 200 KS/s 12-bit de amostragem, que garante a comunicação com o computador.

Figura 4.2: Representação esquemática da instalação experimental

4.5 Aquisição de dados experimentais

Para aquisição e armazenamento dos dados foi implementado um programa no software LabVIEW[®]. Foram colocados 8 termopares e todos usados na medida de temperatura no escoamento em tê, e comparados às simulações numéricas. O painel frontal do programa de aquisição dos dados é mostrado na figura (4.3) e estes dados são armazenados em um arquivo do tipo texto.

Figura 4.3: Painel Frontal da aquisição dos experimentos

Para iniciar a aquisição, colocava-se em funcionamento os ventiladores e o programa de aquisição já mostrava na tela as oscilações de temperatura. Em seguida, acionava-se o botão na tela do programa de gravar com o respectivo nome e local do arquivo texto. As leituras feitas pelo termopar tipo K não consideravam a temperatura ambiente ($^{\circ}\text{C}$), e para as comparações adicionava-se a temperatura ambiente daquele dia do experimento.

Quando a aquisição completasse a quantidade de amostras de temperatura desejada para fazer comparações com as simulações numéricas no programa de análise tempo-frequência, $2^{15} = 32768$, finalizava-se a gravação do arquivo. Além disto, o painel frontal do programa permitia escolher quantidade de pontos amostrados por segundo, e a colocação de um filtro Butterworth passa-baixa em 30Hz para eliminar uma fonte de ruído em 60Hz. O efeito aliasing, causado por ruídos em altas frequências identificados por testes realizados previamente com a transformada de Fourier do sinal, foi eliminado fazendo a aquisição alta, com 1000 amostras de temperatura por segundo.

4.6 Aquisição de dados numéricos

Foi projetado nas simulações numéricas um escoamento com as mesmas características nas entradas e na saída, figura (4.4).

Figura 4.4: Geometria do escoamento

Como na simulação numérica o escoamento já inicia estabilizado, na montagem da geometria desprezou-se a parte dos ventiladores e da resistência aquecida, mudando a distância entre as duas entradas do escoamento de 1.30m para 1.0m.

O programa permite monitorar pontos dentro do escoamento. Isto foi feito representando as posições exatas dos termopares que temos no experimento, e foi monitorada a temperatura em cada ponto. Nas figuras (4.5) e (4.6), temos exemplos das amostras de temperatura em aquisição pelo programa CFX®.

O sinal de cada termopar da simulação era exportado como arquivo de texto. Estas temperaturas da simulação eram então comparadas com as temperaturas de cada termopar correspondente do experimento, através do programa de análise tempo-frequência no LabVIEW®.

Figura 4.5: Oscilações de temperatura (K) dos 8 termopares por passo de tempo, resultados CFX®

Figura 4.6: Oscilações de temperatura (K) por passo de tempo, resultados CFX®

Testes Numéricos, Experimentais e Resultados

Este capítulo apresenta os testes numéricos e experimentais realizados e os resultados da caracterização da existência e da forma das estruturas turbulentas no escoamento de um misturador de ar em Tê. Apresenta comparações estatísticas e análises no plano tempo-freqüência dos dados numéricos e experimentais.

5.1 Testes Experimentais e Numéricos

5.1.1 Testes Experimentais

O experimento foi montado de acordo com a figura (4.2). As duas entradas possuíam ventiladores que conseguiam imprimir uma velocidade de 2.2m/s de cada lado, e para o escoamento o número de Reynolds era de aproximadamente 16500. Numa das entradas foi colocada a temperatura ambiente (fria) e na outra uma resistência de chuveiro blindada logo após o ventilador que era aquecida com uma potência de 90W. Esta temperatura do lado quente oscilava muito, então a sugestão foi colocar uma média destas temperaturas, inclusive para os testes numéricos.

Vários experimentos foram realizados e na tabela (5.1) são apresentados dois destes ensaios, com as respectivas temperaturas fria e quente em ($^{\circ}\text{C}$), a freqüência de pontos de temperatura adquiridos por segundo, sempre com o mesmo filtro passa-baixa em 30Hz.

Tabela 5.1: Ensaios experimentais

ensaios	entrada fria(°C)	entrada quente(°C)	aquisição(Hz)
ensaio01	19	32	1000
ensaio02	20	34	1000

5.1.2 Testes Numéricos

Os teste numéricos foram realizados com o software comercial CFX[®], versão 5.7, num computador Pentium 4 de 3.0GHz , com a plataforma Linux RedHat, sendo que cada simulação numérica demorava em média 15 dias.

Inicialmente, foram simulados dois programas usados como arquivos de inicialização para rodar os métodos principais de comparação: LES e DES. Para o método LES, a simulação usada como arquivo inicial foi o modelo $k - \epsilon$, sendo os valores de $k = 10^{-5}\text{m}^2\text{s}^{-2}$ e $\epsilon = 10^{-5}\text{m}^2\text{s}^{-3}$. Para o modelo DES, foi simulado um modelo RANS-SST como arquivo inicial, onde k e ϵ foram automáticos.

Estes arquivos usados para inicialização do problema tinham o propósito de evitar erros nas simulações dos métodos LES e DES, já que forneciam condições iniciais mais estabilizadas, mas lembrando que devem obedecer alguns critérios como já foi dito na metodologia.

Tabela 5.2: Simulações numéricas

ensaios	entrada fria(°C)	entrada quente(°C)	passo de tempo(s)	turbulência
LES1	19	30	0.001	1%
LES2	19	38	0.001	1%
LES3	20	35	0.001	1%
LES4	20	32	0.001	1%
LES5	20	32	0.001	0.5%
DES1	20	32	0.001	1%
DES2	20	32	0.001	0.5%

Nos testes mostrados na tabela (5.2), foram simulados os modelos LES e DES, com as principais condições especificadas na metodologia. A partir destas condições, foram variados o passo de tempo (em segundos) da simulação, as tem-

peraturas das entradas ($^{\circ}\text{C}$) médias nos experimentos e a intensidade de turbulência.

Apesar de não existir significado físico colocar intensidade de turbulência em um modelo LES, o software permitia esta variação, e então foram feitos testes para se verificar o que influenciaria nos resultados. Provavelmente esta intensidade de turbulência no modelo LES esteja agindo como um ruído numérico para as duas entradas do escoamento. No programa mais atual, CFX[®] versão 10, este erro já foi corrigido, não se permitindo mais colocar esta intensidade de turbulência para o modelo LES.

Como já foi dito no capítulo de metodologia, a resolução da malha numérica possuía 34169 nós, 9432 faces e 99307 elementos sendo 54591 tetraedros, 200 pirâmides, 44516 prismas. Abaixo uma foto ilustrativa de uma seção do escoamento com a malha construída no software CFX[®].

Figura 5.1: Seção da malha das simulações numéricas

5.2 Resultados

Nesta seção, serão comparados os sinais medidos no experimento com os sinais das simulações numéricas através da análise tempo-frequência e de análises estatísticas da distribuição neste plano.

Os resultados numéricos possuem oscilações maiores do que as frequências observadas nos experimentos. Essas oscilações frequenciais são de aproximadamente 20Hz dependendo da simulação numérica e do termopar analisado, como mostrada na figura (5.2) correspondente a: (a) sinal no tempo em segundos, (b) sinal frequencial em Hz e (c) distribuição tempo-frequência do sinal.

A distribuição tempo-frequência $P_{sp}(t, \omega)$ mostra como a densidade de energia do sinal se distribuiu em função do tempo e da frequência. Logo, o gráfico (c) representando a junção $P_{sp}(t, \omega)$ é tridimensional, com o tempo e a frequência representados no plano e a intensidade de energia codificada em níveis de cores. Em função da maior amplitude de energia do sinal, tem-se associado os seguintes códigos de cores: preto corresponde a 100%, azul escuro 75%, verde escuro 50%, verde claro 25% e branco 0%.

Figura 5.2: Frequências do termopar 3 da simulação LES4

Para os experimentos foram observados oscilações de frequência até 0.5Hz, como mostrado na figura (5.3). O experimento não captura todas as oscilações

devido à deficiência na instrumentação, já que o tempo de resposta dos termopares é de aproximadamente 2s. Assim, os termopares acabam filtrando as altas frequências.

Figura 5.3: Frequências do termopar 1 do ensaio01

Para as comparações, analisaram-se as temperaturas dos termopares até a frequência de 0.5Hz no plano tempo-frequência, para ficar coerente com o experimento. Além disto, o objetivo deste trabalho é comprovar a existência e a forma destas estruturas turbulentas, ficando difícil definir a posição exata destes vórtices. Nas comparações entre os próprios experimentos, a passagem destes vórtices no escoamento acontecem em termopares diferentes.

Inicialmente, foram feitas comparações entre as simulações LES1, LES2, LES3 e LES4 com os experimentos (ensaio01, ensaio02) variando a temperatura de entrada dos modelos LES e mantendo a intensidade de turbulência em 1% e o mesmo passo de tempo.

As simulações numéricas produziram bons resultados, sendo que se desconsiderou a simulação LES2, pois a temperatura estava muito distante dos ensaios experimentais. Para as comparações com o ensaio02, aproveitaram-se as simulações numéricas LES1 e LES3, e com o ensaio01 o melhor resultado foi o LES4, isto pela diferença na posição de passagem dos vórtices. Abaixo estão listados os gráficos das estatísticas analisadas no plano tempo-frequência e a distribuição dos

sinais no plano tempo-frequência para o ensaio02 com LES1 e LES3, e fazendo comparações entre o ensaio01 e o LES4 apenas nos gráficos de covariância tempo-frequência e energia.

Figura 5.4: Frequência média (Hz) (eq. 4.85)

Figura 5.5: Desvio Padrão das frequências (Hz) (eq. 4.86)

A frequência média indica um valor central das frequências existentes no sinal dentro da faixa de cálculo analisada no plano tempo-frequência, neste caso, de 0 até 0.5Hz. O gráfico da frequência média das temperaturas (5.4) mostrou que tanto LES1 quanto LES3 estão coerentes com o ensaio02. Pelo experimento percebe-se um aumento na frequência média até o termopar 3 quando as temperaturas quente e fria se misturaram e formaram os grandes vórtices e depois uma queda indicando a volta para um regime mais estável. As duas simulações numéricas também apresentam deficiências, no LES1 e no LES3 a frequência sobe

nos termopares 4 e 8, respectivamente.

Já o desvio padrão, gráfico (5.5), indica o quanto as frequências se espalharam em torno da média. Apesar desta oscilação ter sido pequena, novamente nota-se a passagem dos grandes vórtices pelos três primeiros termopares do experimento, e depois a estabilização do regime. As duas simulações mostraram concordância, sendo que elas indicam mais instabilidades pelos últimos termopares.

Figura 5.6: Escondidade (Hz) (eq. 4.87)

Figura 5.7: Kurtose (Hz) (eq. 4.88)

No gráfico (5.6), a escondidade do experimento é um valor pequeno e positivo, indicando uma distribuição das frequências mais voltada para a direita da frequência média. Além disto, percebe-se que a escondidade é menos expressiva, mas indica a passagem das estruturas turbulentas pelos quatro primeiros termopares. A simulação LES1 representa melhor nos primeiros termopares, mas como os valores estão bem próximos, esta comparação não é tão significativa.

Pelo gráfico (5.7), a kurtose está tão próxima a zero nas três curvas que poderiam representar a curva normal em relação ao achatamento, indicando uma concentração da distribuição em torno da frequência média.

Figura 5.8: Entropia (eq. 4.90)

O gráfico (5.8) da entropia da distribuição tempo-frequência realmente indica que quanto maior a energia interna do sistema, figura (5.9), menor a entropia. Além disto, pela curva da entropia também se percebe a transição do escoamento com a passagem das estruturas turbulentas até o termopar 4, sendo seu comportamento mais irregular. A simulação LES1 representou melhor o experimento.

Figura 5.9: Energia $(^{\circ}\text{C s})^2$ (eq. 4.89)

Pelo gráfico (5.9), a energia alta no início indica um sistema mais instável, e já se sabe que a turbulência necessita de energia para se desenvolver. Além disto, os grandes vórtices precisam de energias maiores para se manter, o que se observa nos primeiros termopares. A energia dos menores vórtices é bem menor do que a

energia contida nos vórtices de grandes escalas. As duas simulações representam o experimento, apesar de possuírem energias mais altas, sendo que se destaca o LES1. Provavelmente estas energias estejam associadas as maiores amplitudes que os sinais numéricos indicam em relação ao experimento.

Como já foi dito, a covariância tempo-freqüência reflete o grau de estacionariedade de um sinal e constitui um indicador da transição do regime de escoamento (HERVIEU e SELEGHIM, 1998). Quanto maior a covariância, maior o grau de não estacionariedade de um sinal, e mais o conteúdo frequencial varia com o tempo. Além disto, se o sinal analisado é estacionário, o conteúdo espectral não varia com o tempo, ou seja, pode-se ter um envelope espectral constante apenas sujeito à modulação em amplitude.

Analizando a figura (5.10), nota-se que a covariância está alta no início quando os vórtices passam e atinge o máximo nos termopares 1 e 3, ou seja, nestas posições acontecem as recirculações e a formação de vórtices menores a partir do termopar 3, com um regime mais estável. Ou seja, as transições no escoamento com a passagem das grandes estruturas turbulentas são caracterizadas pelos altos valores da covariância tempo-freqüência quando comparados com os correspondentes valores obtidos enquanto o escoamento está estabilizado.

Figura 5.10: Covariância tempo-freqüência (eq. 4.98)

Isto comprova a existência e a forma destas estruturas turbulentas, podendo ter uma variação no termopar de transição, como indicado nas figuras de energia e covariância tempo-freqüência, respectivamente (5.11) e (5.12), com a comparação do ensaio01 com o LES4. O gráfico (5.11) de energia possui o mesmo comporta-

mento do gráfico (5.9), com energias altas no início indicando um sistema mais instável e a forma dos grandes vórtices.

Agora comparando a covariância pelo gráfico (5.12), conclui-se que o LES4 representa melhor o experimento nas primeiras posições, mas oscila muito nos últimos três termopares. Já no gráfico (5.10), o LES1 mostrou uma representação melhor do experimento. Por isso, abaixo serão listadas as distribuições no plano tempo-frequência dos termopares do ensaio02 e do LES1, sendo que o ensaio01 e o LES4 foi para mostrar a diferença na posição de transição do escoamento com a passagem dos grandes vórtices.

Figura 5.11: Energia $(^{\circ}\text{C s})^2$ (eq. 4.89)

Figura 5.12: Covariância tempo-frequência (eq. 4.98)

A não estacionaridade do sinal e a indicação da passagem dos grandes vórtices pode ser observada pela distribuição no plano tempo frequência dos termopares 1 e 3 do experimento, figuras (5.13) e (5.15), respectivamente, e para os outros

termopares tem-se comportamentos de estacionaridade, tornando o regime mais estável. A simulação LES1 representa melhor a posição do termopar 3, observada pela figura (5.15), quando comparado ao ensaio02. Porém apresentou mais oscilações nos termopares 2, 5 e 8, figuras (5.14), (5.17) e (5.20), respectivamente. Provavelmente nestes termopares ocorreram a passagem de vórtices menores, gerados pela divisão dos vórtices maiores a montante.

Figura 5.13: Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 1 do ensaio02 e da simulação LES1

Figura 5.14: Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopar 2 do ensaio02 e da simulação LES1

Figura 5.15: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 3 do ensaio02 e da simulação LES1

Figura 5.16: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 4 do ensaio02 e da simulação LES1

Figura 5.17: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 5 do ensaio02 e da simulação LES1

Figura 5.18: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 6 do ensaio02 e da simulação LES1

Figura 5.19: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 7 do ensaio02 e da simulação LES1

Figura 5.20: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 8 do ensaio02 e da simulação LES1

Agora, serão feitas comparações com a mudança de método numérico, entre o ensaio02, LES1 e o DES1, que juntos produziram os melhores resultados, descartando neste caso o ensaio01 e o LES4. Assim, comparou-se novamente variações

nas temperaturas de entrada, mesmo sendo muito próximas, com dois métodos de simulação diferentes, mas conservaram-se a intensidade de turbulência e o passo de tempo. Abaixo estão as comparações estatísticas analisadas no plano tempo-frequência das três simulações, e a distribuição dos sinais no plano tempo-frequência, para alguns termopares.

Figura 5.21: Frequência média (Hz) (eq. 4.85)

Figura 5.22: Desvio Padrão das frequências (Hz) (eq. 4.86)

O gráfico da frequência média das temperaturas (5.21) mostrou que tanto LES1 quanto DES1 estão coerentes com o ensaio02, mesmo apresentando poucas discordâncias, como no LES1 em que a frequência média sobe no termopar 4. O DES1 representa melhor o experimento.

Já no desvio padrão, gráfico (5.22), apesar da oscilação das frequências ter sido pequena, novamente observa-se a passagem dos grandes vórtices e instabilidade nos primeiros termopares na simulação DES1, e depois a estabilização do regime. As duas simulações mostraram concordância, só que o LES1 indica mais transições pelos últimos termopares. A esconsidade e a Kurtose não serão usadas para comparação, pois os resultados não são significativos.

Figura 5.23: Energia $(^{\circ}\text{C s})^2$ (eq. 4.89)

Pelo gráfico (5.23), as duas simulações representam o experimento, apesar de possuírem energias mais altas, sendo que se destaca o DES1 no início da simulação, que conseguiu ficar com energias mais próximas do experimento, mas tem uma leve subida na energia a partir do termopar 5. Provavelmente indicando as amplitudes maiores que os sinais numéricos revelam em relação ao experimento.

Figura 5.24: Entropia (eq. 4.90)

O gráfico (5.24) da entropia da distribuição tempo-freqüência, indica novamente que quanto maior a energia interna do sistema, figura (5.23), menor a entropia. Além disto, pela curva da entropia também se percebe a passagem dos grandes vórtices até o termopar 3, sendo seu comportamento mais irregular. As duas simulações representaram o experimento.

Figura 5.25: Covariância tempo-freqüência (eq. 4.98)

Analizando a figura (5.25), o LES1 representou melhor o experimento. O DES1 apresenta uma discordância no termopar 4, e depois deste as covariâncias são maiores do que no LES1. Comprova novamente que existe a transição no escoamento com a passagem dos grandes vórtices, sendo que na simulação DES1 tem-se mais regiões não estacionárias e com vórtices em evidência.

Agora será apresentado o modelo DES1 no plano tempo-freqüência para os cinco primeiros termopares.

Figura 5.26: Distribuição no plano tempo-freqüência - Termopares 1 e 2 da simulação DES1

Figura 5.27: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopares 3 e 4 da simulação DES1

Figura 5.28: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar 5 da simulação DES1

Comparando as simulações DES1 e LES1 no plano tempo-frequência, DES1 representa melhor a posição do termopar 3, figura (5.27), só se diferenciando muito a partir do termopar 4, figura (5.27). Porém a simulação LES1 caracteriza melhor o experimento principalmente na covariância tempo-frequência, gráfico (5.25), mesmo não tendo muitas diferenças estatísticas entre as duas simulações LES1 e DES1.

Agora, as comparações serão entre os experimentos e os dois métodos numéricos mantendo o passo de tempo, mas mudando a intensidade de turbulência. As simulações numéricas com modificação na intensidade de turbulência são LES5 e DES2. Com o ensaio02, a simulação DES2 não produziu bons resultados na covariância tempo-frequência como mostrado na figura (5.29). Já a simulação LES5 se dife-

renciau na posição da passagem dos grandes vórtices e apesar de possuir energias (5.30) bem próximas ao LES1, será comparado ao ensaio01, já que produziu melhores resultados na covariância.

Figura 5.29: Covariância tempo-freqüência (eq. 4.98)

Figura 5.30: Energia $(^{\circ}\text{C s})^2$ (eq. 4.89)

Desta forma, o ensaio01 será utilizado para as comparações com os dois métodos LES5, DES2, já comparando-os ao LES4 para investigar qual modelo produziu os melhores resultados também com a mudança na intensidade de turbulência.

Abaixo estão comparações estatísticas analisadas no plano tempo-freqüência das três simulações com o ensaio01. Inicialmente foi desconsiderada a simulação DES2, já que no gráfico (5.31) de covariância tempo-freqüência não oscilou como o ensaio01 na posição do termopar 2.

Figura 5.31: Covariância tempo-frequência (eq. 4.98)

Pelo gráfico (5.32), apesar da pouca diferença entre as duas simulações numéricas, o LES5 representa melhor o ensaio01, mesmo com energias mais altas. Novamente, representa bem o experimento, já que as altas energias no início do escoamento estão ligadas aos maiores vórtices e a região de mais instabilidade do escoamento.

Figura 5.32: Energia $(^{\circ}\text{C s})^2$ (eq. 4.89)

O gráfico (5.33) de entropia da distribuição tempo-frequência, indica novamente que quanto maior a energia interna do sistema, figura (5.32), menor a entropia. As duas simulações representaram bem o experimento.

Pela figura (5.34), a simulação LES5 mostrou uma representação melhor principalmente nos últimos termopares quando comparado ao LES4. Comprova novamente que existe a transição no escoamento com a passagem das grandes estruturas turbulentas, e pelo gráfico (5.35) nota-se a não-estacionaridade do sinal no

termopar 2.

Figura 5.33: Entropia (eq. 4.90)

Figura 5.34: Covariância tempo-frequência (eq. 4.98)

Figura 5.35: Distribuição no plano tempo-frequência - Termopar2 da simulação LES5

Depois de analisar todos os gráficos, para as condições experimentais e numéricas testadas neste trabalho, pode-se descartar as simulações DES, já que comparadas às simulações LES produziram piores resultados em relação aos experimentos. Além disto, o ensaio02 obteve mais concordâncias nas estatísticas do plano tempo-freqüência com a simulação LES1 e o ensaio01 foi melhor na comparação à simulação LES5.

As simulações LES1 e LES5 possuem temperaturas com muito pouca diferença, tabela (5.2), o mesmo método de solução e a diferença adotada para a comparação da intensidade de turbulência indicou uma resposta um pouco melhor da simulação LES5. Porém como não existe significado físico colocar este parâmetro em um modelo LES, não se pode afirmar que a intensidade de turbulência, ou seja, a agitação das estruturas turbulentas do experimento seja de aproximadamente 0.5%.

Nas figuras (5.36) e (5.37), mostram-se cortes no escoamento da simulação LES1 com a distribuição de temperatura nos planos XZ e YZ, respectivamente.

Figura 5.36: Corte com a distribuição de temperatura da simulação LES1 no plano XZ

Figura 5.37: Corte com a distribuição de temperatura da simulação LES1 no plano YZ

Figura 5.38: Corte com as linhas de corrente da distribuição de temperatura da simulação LES1 e LES5

Na figura (5.38), tem-se um corte do escoamento com as linhas de corrente da

distribuição de temperatura, indicando a passagem dos vórtices nas simulações LES1 e LES5.

Figura 5.39: Seção de planos com a distribuição de temperatura da simulação LES5

Na figura (5.39) mostra-se uma seção de planos com a distribuição de temperatura da simulação LES5, dispostos nas mesmas posições dos termopares, indicando também as estruturas complexas das recirculações.

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho foi desenvolvida uma metodologia de comparação entre dados experimentais e numéricos através da técnica de análise tempo-freqüência. Assim, foi estudado um problema de referência (“benchmark”), o qual produzisse resultados experimentais para validar as correlações testadas nas simulações numéricas com os modelos LES e DES implementados no software comercial CFX®. Esta técnica de comparação testou o desempenho e a eficiência dos modelos numéricos em representar a realidade do escoamento, sobretudo no que se refere à descrição do fenômeno de turbulência de grandes escalas, caracterizando a existência e a forma destas estruturas no escoamento.

O escoamento de referência foi um misturador de ar em Tê, com duas entradas com temperaturas diferentes e uma saída, como especificados na figura (4.2). Para as simulações numéricas foi montado um escoamento com as mesmas características, figura (4.4).

Os testes numéricos feitos com os modelos LES e DES mostraram freqüências mais altas do que as medidas experimentais. O experimento não capturou todas as oscilações frequenciais devido ao tempo de resposta dos termopares de aproximadamente 2.0s. A forma adotada para se fazer a análise dos resultados foi comparar as simulações com os ensaios experimentais na freqüência medida no experimento.

A análise do plano tempo-freqüência do experimento conseguiu identificar a existência dos vórtices no escoamento e sua forma, não sendo possível prever a posição exata aonde estes vórtices ocorrem. Os grandes vórtices foram evidenciados principalmente pela observação do gráfico de energia, se mostrando altas no

início e caindo a medida que o escoamento se deslocava para a saída, já que os grandes vórtices necessitam de energia para se manterem. A existência foi observada nos gráficos de covariância tempo-frequência, que indicaram oscilações nos seus valores, e conseqüentemente a não-estacionaridade e a transição do escoamento com a passagem dos vórtices.

Foram feitos alguns testes nas simulações numéricas com condições próximas ao experimento, mudando as temperaturas de entrada, os métodos de solução (LES e DES), e a intensidade de turbulência, mas mantendo sempre o mesmo passo de tempo do experimento e a mesma malha.

Utilizando a técnica de análise tempo-frequência foi possível comparar os dados experimentais e numéricos, e os gráficos de energia e covariância tempo-frequência foram também eficientes em comprovar, nas simulações numéricas, a existência e a forma das estruturas turbulentas com grandes vórtices. Além disto, estes resultados numéricos se aproximaram dos dados experimentais. Para as condições testadas, o método de simulação de grandes escalas LES produziu melhores resultados se comparado ao modelo DES.

As propostas de trabalhos futuros são a investigação de formas de se obter das simulações numéricas LES e DES oscilações frequências mais baixas e melhores resultados físicos do escoamento. Estes estudos analisarão a influência na mudança de valores da constante de Smagorinsky, mudanças no passo de tempo das simulações, aumento do tempo total de processamento, refinamento da malha numérica e mais testes com a mudança na intensidade de turbulência.

Propõe-se também investigar melhores resultados para o modelo DES, analisando principalmente a influência das funções de mistura aplicadas ao modelo e o refinamento da malha numérica.

Além disto, também deve-se procurar oscilações frequenciais mais altas dos experimentos, e conseqüentemente a observação dos menores vórtices, melhorando a aquisição dos dados experimentais com um sistema de anemometria. Também deve-se colocar uma colméia logo após os ventiladores, obtendo assim um escoamento mais homogêneo nas duas entradas, e fisicamente mais coerente com o escoamento numérico.

Referências Bibliográficas

- [1] ANJORIN, V. A. O.; TANG, H.; MORGAN, A. J.; BARTON, I. E. (2003). An experimental and numerical investigation into the dispersion of powder from a pipe. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 28, p. 45-54.
- [2] ARGOUL, F.; ARNÉODO, A.; GRASSEAU, G.; GAGNE, Y.; HOPFINGER, E.; FRISCH, U. (1989). Wavelets analysis of turbulence data reveals the multifractal nature of the Richardson cascade. *Nature*, v. 338, p. 51-53.
- [3] BATCHELOR, G. K. (1953). *The theory of homogeneous turbulence*. Cambridge University Press, Cambridge.
- [4] BAUDET, C.; MICHEL, O.; WILLIAMS, W. J. (1999). Detection of coherent vorticity structures using time-scale resolved acoustic spectroscopy. *Physica D*, v. 128, p. 1-17.
- [5] BELSAK, A.; FLASKER, J. (2006). Method for detecting fatigue crack in gears. *Theoretical and applied fracture mechanics*, v. 46, p. 105-113.
- [6] BOASHASH, B. (1992). *Time-frequency signal analysis - methods and applications*. Australia, Longman Cheshire.
- [7] BOUSSINESQ, J. (1877). Theorie de lécoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes a grande section. v. 2, Fautiers-Villars, Paris.
- [8] BRIGHAM, E. O. (1988). *FFT: the fast Fourier transform and its applications*. New Jersey, Prentice Hall.
- [9] BROWN, G. J. (2002). Erosion prediction in slurry pipeline tee-junctions. *Applied Mathematical Modelling*, v. 26, p. 155-170.

-
- [10] CAO, S.; NISHI, A.; KIKUGAWA, H.; YUJI, M. (2002). Reproduction of wind velocity history in a multiple fan wind tunnel. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 90, p. 1719-1729.
- [11] CFX, Manual. Ansys Inc., 2004.
- [12] CHABALKO, C. C.; JORDAN, D. A.; HAJJ, M. R.; TIELEMAN, H. W. (2005). Characteristic time scales of velocity and pressure events. *Journal of Fluids and Structures*, v. 20, p. 1057-1071.
- [13] CHAPULIOT, S.; GOURDIN, C.; PAYEN, T.; MAGNAUD, J. P.; MONAVON, A. (2005). Hydro-thermal-mechanical analysis of thermal fatigue in a mixing tee. *Nuclear Engineering and Design*, v. 235, p. 575-596.
- [14] CLOUTIER, G.; CHEN, D.; DURAND, L. G. (2001). Performance of time-frequency representation techniques to measure blood flow turbulence with pulsed-wave doppler ultrasound. *Ultrasound in Medicine e Biology*, v. 27, No. 4, p. 535-550.
- [15] COHEN, L. (1995). *Time-frequency analysis*. New Jersey, Prentice-Hall.
- [16] DEBBAL, S. M.; BEREKSI-REGUIG, F. (2006). *Time-frequency analysis of the first and the second heartbeat sounds*. *Applied Mathematics and Computation*, article in press.
- [17] EL-SHABOURY, A. M. F.; SOLIMAN, H. M.; ORMISTON, S. J. (2003). Performance evaluation of branching and impacting tee junctions for laminar forced-convection applications. *International Journal of Thermal Sciences*, v. 42, p. 713-723.
- [18] ELYGARAY, J.; BERKOZ, G.; HOLMES, P. (1992). Wavelet analysis of motion of coherent structures. *Proceedings of the International Conference on "Wavelets and Applications"*, p. 471-476.
- [19] ESPINOSA, F. Z. S.; BATES, C. J.; O'DOHERTY, T. (2000). Turbulent flow in a 90° pipe junction Parte 1: Decay of fluctuations upstream the flow bifurcation. *Computers e Fluids*, v. 29, p. 197-213.

- [20] ESPINOSA, F. Z. S.; BATES, C. J.; O'DOHERTY, T. (2000). Turbulent flow in a 90° pipe junction Parte 2: Reverse flow at the branch exit. *Computers e Fluids*, v. 29, p. 215-233.
- [21] FARGE, M. (1992). Wavelets transform and their applications to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, v. 24, p. 395-457.
- [22] FERROUILLAT, S.; TOCHON, P.; GARNIER, C.; PEERHOSSAINI, H. (2006). Intensification of heat-transfer and mixing in multifunctional heat exchangers by artificially generated streamwise vorticity. *Applied Thermal Engineering*, v. 26, p. 1820-1829.
- [23] FREIRE, A. P. S.; MENUT, P. P. M.; SU, J. (2002). *Turbulência*. Rio de Janeiro, ABCM-Associação Brasileira de Ciências Mecânicas.
- [24] GOULART, J. N. V.; OLIVEIRA JR., J. A. A.; PETRY, A. P.; MÖLLER, S. V. (2004). Escoamento turbulento em feixe de tubos: análise numérica e experimental. *Proceedings of the 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT 2004. Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering - ABCM*, Rio de Janeiro, Paper CIT04-0175, 29 Nov - 03 Dec.
- [25] HEISENBERG, W. (1948) On the theory of statistical and isotropic turbulence. *Proc. R. Soc. London*, Ser. A 195, p. 402-406.
- [26] HERVIEU, E.; LEDUCQ, D. (1991). The wavelet transform as a diagnostic tool in two-phase flows: characterisation of multiphase flows from wall measurements. *European Two-Phase Flow Group Meeting*, Rome.
- [27] HERVIEU, E.; SELEGHI, P. Jr. (1995). Characterization of gas-liquid two-phase flow pattern transition by analysis of the instantaneous frequency. *Second International Conference on multiphase flow, ICMF'95*, FT1-25, v. 3.
- [28] HU, L. W.; KAZIMI, M. S. (2006). LES benchmark study of high cycle temperature fluctuations caused by thermal striping in a mixing tee. *Heat and Fluid Flow*, v. 27, p. 54-64.

- [29] HUTCHINSON, B. R.; RAITHBY, G. D. (1986). A Multigrid method Basead on the Additive Correction Strategy. *Numerical Heat Transfer*, v. 9, p. 511-537.
- [30] INDRUSIAK, M. L. S.; GOULART, J. V.; OLINTO, C.R.; MÖLLER, S. V. (2005). Wavelet time-frequency analysis of accelerating and decelerating flows in a tube bank. *Nuclear Engineering and Design*, v. 235, p. 1875-1887.
- [31] ITAI, Y.; FERREIRA, R. W. M.; MESQUITA, A. L. M.; GUERRA, D. R. S. (2006). Análise dos efeitos de um canal de paredes curvas em escoamentos turbulentos. *Anais da 5ª Escola de Primavera de Transição e Turbulência - EPTT 2006*, Paper ETT-06-0033, Rio de Janeiro, Brasil, 25 a 30 de setembro de 2006.
- [32] JORDAN, D. A.; HAJJ, M. R.; TIELEMAN, H. W. (1997). Characterization of turbulence scales in the atmospheric surface layer with the continuous wavelet transform. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 69-71, p. 709-716.
- [33] KLEIN, F. L. (2004). *Análise tempo-frequência de regimes de escoamento bifásico gás-líquido intermitentes em tubo horizontal*. Tese (Doutorado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos. 2004.
- [34] KLEBANOFF, P. S.; TIDISTROM, K. D.; SARGENT, L. H. (1962). The three dimensional nature of boundary layer instability. *Journal of Fluid Mechanics*, v. 12, p. 1-34.
- [35] KOLMOGOROV, A. N. (1941). The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, v. 30, p. 299-303.
- [36] LASLANDES, S.; SACRÉ, C. (1998). Transport of particles by a turbulent flow around an obstacle - a numerical and a wind tunnel approach. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 74-76, p. 577-587.

- [37] LATHI, B. P. (1968). *An introduction to random signals and communication theory*. Scranton, International textbook Co.
- [38] LAUFER, J. (1950). Some recent measurements in a two-dimensional turbulent channel. *Journal of Aeronautic Science*, v. 17, p. 227-287.
- [39] LIANDRA, J.; MORET-BAILLY, F. (1990). The wavelet transform: some applications to fluid dynamics and turbulence. *European Journal of Mechanics B: Fluids*, v. 9, n°. 1, p. 1-19.
- [40] MARUYAMA, T.; SUZUKI, S.; MIZUSHINA, T. (1981). Pipeline mixing between two fluid streams meeting at a T-junction. *International Chemical Engineering*, v. 21, n°. 2, p. 205-212.
- [41] MATHIEU, J.; SCOTT, J. (2000). *An introduction to turbulent flow*. Cambridge, Cambridge University Press.
- [42] MATOS, A. de; PINHO, F. A. A.; NETO, A. S. (1999). Large-eddy simulation of turbulent flow over a two-dimensional cavity with temperature fluctuation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v. 42, p. 49-59.
- [43] MENTER, F. R.; KUNTZ, M. (2002). Adaptation of eddy-viscosity turbulence models to unsteady separated flow behind vehicles. *Proc. Conf. The Aerodynamics of Heavy Vehicles: Trucks, Busses and Trains, Asilomar, Ca.*
- [44] MENTER, F. R.; KUNTZ, M. (2003). Development and Application of a Zonal DES turbulence model for CFX-5. CFX-Validation Report, CFX-VAL17/0503.
- [45] MILLIONSCHIKOV, M. (1939). Decay of homogeneous isotropic turbulence in a viscous incompressible fluid. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, v. 22, p. 236-240.
- [46] MILLIONSCHIKOV, M. (1941). On the theory of homogeneous isotropic turbulence. *Dokl. Akad. Nauk. SSSR*, v. 32, p. 611-614.
- [47] OBUKOV, A. M. (1941). Energy distribution in the spectrum of a turbulent flow. *Izvestiya ANSSR, Ser. geogr. geofiz.*, n°. 4-5, p. 453-466.

- [48] OGAMI, Y.; NISHIWAKI, K.; YOSHIHARA, Y. (2004). Analysis of energy spectra by the vortex method with artificial turbulence. *Thermal Engineering*, v. 3, n°. 2, p. 143-150.
- [49] OLINTO, C.R.; INDRUSIAK, M. L. S.; MÖLLER, S. V. (2004). Experimental study of the flow past a row of regularly spaced tubes - fourier and wavelet characterization. *Proceedings of the 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT 2004. Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering - ABCM*, Rio de Janeiro, Paper CIT04-0307, 29 Nov - 03 Dec.
- [50] ORR, W. M. F. (1941). The stability ou instability of the steady motions of a liquid. *Proc. R. Irish Acad.*, A 27, p. 9-27 e 69-138.
- [51] PAN, G.; MENG, H. (2001). Experimental study of turbulent mixing in a tee mixer using PIV e PLIF. *AIChE Journal*, v. 47, No. 12, p. 2653-2665.
- [52] PATANKAR, S. V.; TAYLOR; FRANCIS (1980). *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*.
- [53] PAULA, I. B. de; MEDEIROS, M. A. F. de (2004). Experimental analysis of the influence of pulsation frequency on the turbulence of pulsatile flows. *Proceedings of the 10th Brazilian Congress of Thermal Sciences and Engineering - ENCIT 2004. Braz. Soc. of Mechanical Sciences and Engineering - ABCM*, Rio de Janeiro, Paper CIT04-0046, 29 Nov - 03 Dec.
- [54] PITTON, J. W. (2000). The statistics of time-frequêncy analysis. *Journal of the Franklin Institute*, p. 379-388.
- [55] PRANDTL, L. (1925). Bericht uber Untersuchingen zur ausgebildeten Turbulenz. *Z. and Math. Mech.*, v. 5, p. 136-137.
- [56] RAW, M. J. (1996). Robustness of Coupled Algebraic Multigrid for the Navier-Stokes equations. *AIAA 96-0297, 34th Aerospace and Sciences Meeting e Exhibit*, 15-18 de Janeiro, Reno, NV.

- [57] RAYLEIGH, L. (1880). On the stability or instability of certain fluid motions. *Proceedings London Mathematic Society*, v. 11, p. 57-70, *Cambridge University Press*, v. 1, p. 474-487.
- [58] REYNOLDS, O. (1883). An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of wather shall be direct of sinous, and of the law of resistence in parallel channels. *Philos. Trans. R. Soc.*, London, v. 174, p. 935-982.
- [59] REYNOLDS, O. (1884). On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Philos. Trans. R. Soc.*, London, v. 186, p. 123-161.
- [60] SCHLICHTING, H. (1933). Zur entstehung der turbulenz bei der plattenstromung nachr. ges. wiss. gottingen. *Math-phys. k.*, v. 1, p. 181-208.
- [61] SCHLICHTING, H. (1935). Amplitudenverteilung and energiebilanz der kleinen storungen bei der pl der turbulenz bei der plattengrensschicht nachr. ges. wiss. gottingen. *Math-phys. k.*, v. 1, p. 14-78.
- [62] SCHUBAUER, G. B.; SKRAMSTAD, H. K. (1947). Laminar boundary layer oscilations and stability of laminar flow. *Journal of Aeronautic Science*, v. 14, p. 69-78.
- [63] SCHULZ, H. E. (2001). *Alternativas em Turbulência*, São Carlos-SP, Publicação EESC-USP.
- [64] SELEGHIM, P. Jr. (1993). Analyse temps-fréquence appliquée aux écoulements diphasiques. *Mémoire de DEA*, Grenoble, Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [65] SELEGHIM, P. Jr.; HERVIEU, E. (1994). Caractérisation des changements de configuration des écoulements diphasiques gaz-liquide par analyse de la fréquence instantanée. *C. R. Acad. Sci. Paris*, t. 319, série II, p. 611-616.
- [66] SELEGHIM, P. Jr. (1996). Caracterisation des changements de configurations d'un ecoulement diphasique horizontal par l'application de metho-

- des d'analyse temps-frequence. Grenoble. 301p. Tese (Doutorado) - De L'Institut National Polytechnique de Grenoble.
- [67] SELEGHIM, P. Jr.; HERVIEU, E. (1998a). An objective indicator for two-phase flow pattern transition. *Nuclear Engineering and Design*, v. 184, p. 421-435.
- [68] SELEGHIM, P. Jr.; HERVIEU, E.; SANTOS, A. M. (1998). Time frequency characterization of two-phase horizontal air-water flow regimes. *Journal of Brazilian Society of Mechanical Sciences*, v. 20, n°. 1, p. 39-50.
- [69] SELLI, M. F. (2004). On-line identification of horizontal two-phase flow regimes through gabor transform and neural network processing. *10th Brazilian Congress of Thermal Engineering and Sciences*, Rio de Janeiro.
- [70] SENHADJI, L.; CARRAULT, G.; BELLANGER, J. J. (1992). Détection et cartographie multiéchelles en EEG., Wavelets analysis of motion of coherent structures. *Proceedings of the International Conference on "Wavelets and Application"*, p. 609-614, Toulouse-France, Y. Meyer e S. Roque eds.
- [71] SILVA, R. M.; LIMA, A. G. B. (2006). Escoamento monofásico de petróleo em junções do tipo "T". *IV Congresso Nacional de Engenharia Mecânica*, Recife-PE, 22 a 25 de Agosto de 2006.
- [72] SIROVICH, L. (1987). Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part III: dynamics and scaling. *Quarterly of Applied Mathematics*, v. XLV, n°. 3, p. 583-590.
- [73] SMAGORINSKY, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Month. Weath. Rev.*, v. 93, p. 99-165.
- [74] SOMMERFELD, A. (1908). Ein Beitrag zur hydrodynamischen Erklarung der turbulenten flussigkeitsbewegung. *Proceedings of the fourth international congress on mathematicians*, Roma, v. 3, p. 116-124.
- [75] SOUZA, L. V. de. (1999). *Análise do comportamento hidrodinâmico de um leito fluidizado borbulhante no plano tempo-freqüência*. Dissertação

- (Mestrado) - Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos. 1999.
- [76] SPARLAT, R. R.; JOU, W. H.; STRELETS, M.; ALLMARAS, S. R. (1997). Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. *1st AFOSR Int. Conf. On DNS/LES*, 4-8 agosto, Ruston, LA. In *Advances in DNS/LES*, C. Liu e Z. Liu Eds., Greyden Press, Colombus, OH.
- [77] SROKA, L. M.; FORNEY, L. J. (1989). Fluid mixing with a pipeline tee: theory and experiment. *AIChE Journal*, v. 35, n°. 3, p. 406-414.
- [78] STRELETS, M. (2001). Detached eddy simulation of massively separated flows. *AIAA*, Paper 0879.
- [79] TAKEI, M.; OCHI, M.; HORRI, K.; LI, H.; SATIO, Y. (2000). Discrete wavelets auto-correlation of axial turbulence velocity in spiral single phase flow. *Powder Technology*, v. 112, p. 289-298.
- [80] TOLLMIEEN, W. (1935). Ein allgemeines kriterium der instabilitat laminarer geschwindigkeitsverteilngen. nachr. ges. wiss. gottingen. *Math-phys. k1*, v. 50, p. 79-114.
- [81] TOSUN, G. (1987). A study of micromixing in tee mixers. *Industrial and Engineering Chemistry Research*, v. 26, p. 1184-1193.
- [82] TOWNSEND, A. A. (1976). *The structure of turbulent shear flow*, Cambridge Universty Press, Cambridge.
- [83] VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. (1995). *An Introduction to Computational Fluid Dynamics, The Finite Volume Method*. Longman.
- [84] WANG, S. J.; MUJUMDAR, A. S. (2005). A numerical study of flow and mixing characteristics of three-dimensional confined turbulent opposing jets: Unequal jets. *Chemical Engineering and Processing*, v. 44, p. 1068-1074.

-
- [85] WANG, X.; FENG, Z.; FORNEY, L. J. (1999). Computacional simulation of turbulent mixing with mass transfer. *Computers and Structures*, v. 70, p. 447-465.
- [86] WITTEWER, A. R.; MÖLLER, S. V. (2000). Characteristics of the low speed wind tunnel of the UNNE. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, v. 84, p. 307-320.
- [87] WILCOX, D. C. (1986). Multiscale model for turbulent flows. *AIAA 24th Aerospace Sciences Meeting. American Institute of Aeronautics and Astronautics*.
- [88] WOOD, J. C.; BARRY, D. T. (1994). Linear signal synthesis using the Randon-Wigner transform. *IEEE Transactions on Signal Processing*, v. 42, n°. 8, p. 2105-2111.
- [89] ZHANG, X.; BROWNJOHN, J. M. W.; WANG, Y.; PAN, T. C. (2006). Direct observations of non-stationary bridge aeroelastic vibration in wind tunnel. *Journal of Sound and Vibration*, v. 291, p. 202-214.