

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

ANÁLISE EXPERIMENTAL DE ESCOAMENTOS CISALHANTES EM CANAIS
COMPOSTOS FECHADOS

Por

Jhon Nero Vaz Goulart

Tese de Doutorado

Porto Alegre, Janeiro de 2009.

ANÁLISE EXPERIMENTAL DE ESCOAMENTOS CISALHANTES EM CANAIS
COMPOSTOS FECHADOS

Por

Jhon Nero Vaz Goulart
Mestre em Engenharia Mecânica

Tese submetida ao Corpo Docente do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica,
PROMEC, da Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte
dos requisitos necessários para o Título de

Doutor em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Sergio Viçosa Möller

Comissão de Avaliação:

Prof^a Adriane Prisco Petry

Prof^a Edith Beatriz Camaño Schettini

Prof Aristeu da Silveira Neto

Prof. Dr. Horácio A. Vielmo
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, Janeiro de 2009.

RESUMO

A utilização de canais compostos está bastante presente nos mais diversos campos da engenharia. Na engenharia mecânica, por exemplo, os problemas estão ligados à utilização destas estruturas no interior de trocadores de calor, reatores nucleares e até mesmo em equipamentos eletrônicos. Equipamentos nos quais o maior desafio é a maximização das taxas de transferência de calor.

A acuracidade das relações que determinam a transferência de calor em trocadores de calor ou reatores nucleares, passa por uma análise dinâmica destes equipamentos, visto que suas características geométricas podem ser responsáveis pela formação de estruturas coerentes dentro do escoamento principal, que podem vir a serem importantes fontes de perturbações.

A proposta deste trabalho é investigar experimentalmente as características do escoamento turbulento em alguns tipos de canais compostos fechados. Utilizando como técnica experimental a anemometria de fio quente. Nesse sentido, também foi investigado a influência dos parâmetros geométricos da seção, tanto na distribuição dessas quantidades quanto nas características dinâmicas do escoamento.

No primeiro tipo o fluido é forçado a escoar entre duas placas paralelas de profundidade “p” e separadas por uma distância “d”. Essas placas foram fixadas a uma das paredes laterais de um canal aerodinâmico. Na segunda seção as placas foram substituídas por feixes de seções retangulares, também fixados a mesma parede. Esses feixes também eram separados por uma distância “d”. Na terceira o canal aerodinâmico foi dividido em dois. Os feixes da seção precedente foram movimentados para o centro, dando origem a dois subcanais principais conectados por uma fenda de largura “d” e profundidade “p”. A quarta seção é uma simplificação das seções compostas por feixe de barras. Consiste em duas semi-circunferências de raio externo igual a 66 mm. As semi-circunferências foram postas uma em frente a outra, separadas também por uma distancia “d”

As mudanças nos parâmetros geométricos das seções, profundidade, “p”, largura da fenda, “d” e comprimento da seção “L”, deram origem a 20 vinte diferentes seções.

Os resultados mostraram, em todas as seções, o desenvolvimento de uma camada de mistura na direção principal do escoamento. Quanto as características dinâmicas do escoamento, estas parecem ser reguladas pelos perfis médios de velocidade.

ABSTRACT

Compound channels are present in many engineering areas, for example, in nuclear reactors, in cooling systems of electronic devices and in supply water channels. On the mechanical engineering field, the problems are linked to heat exchangers, nuclear reactor fuel elements and even electronic devices, where, the challenge is the rise in heat exchange rates.

However, a good prediction on the heat transfer rates in compound channels, pass through the accuracy of the relations used: the heat exchange coefficient in heat exchangers or in nuclear reactors and correlations for the friction factors in a supplying channel. The dynamic analysis of these equipments, considering fluid structure interaction, is also important, since their geometric characteristics can be responsible for the formation of coherent structures on the flow that can become important sources of disturbances.

The purpose of this work is the experimental investigation of the characteristics of the turbulent flow in compound channels and the influence of the geometric parameters of the section in its dynamic characterization.

By using hot wire anemometry techniques, mean quantities and Reynolds stresses distribution were investigated in four kinds of compound channels. In the first one the fluid flows between two parallel plates, both attached on the lateral wall of aerodynamic channel. These plates have as important dimensional parameters their depth, “p”, and width, “d”. In second configuration the plates were replaced by rectangular bars. These ones also attached on the same lateral wall, apart from each other by a distance “d”.

In the third test section the aerodynamic channel was splitted in two. The bars attached on the lateral wall were moved to the middle channel, giving rise to subchannels connected by a narrow gap, with depth “p” and width “d”.

The last one was a rod bundle simplification. By using two semicircles, placed in front of one each other, it was possible to create a compound channel. Again, the topology gave rise two main subchannels connected by a narrow gap.

Many changes were performed in the geometric parameters during the experiments. By modifying depth, “p”, width “d” and the length, “L”, enable us to get twenty different test sections.

The results showed a mixing layer developing in the streamwise direction. As regards mean, normal and Reynolds stresses quantities, the experiments depicted self-preserving values when made dimensionless by local scales. According to results showed here, dynamical features are mainly ruled by mean axial velocity profile characteristics.

ÍNDICE

1	INTRODUÇÃO <u>Equation Section 1</u>	1
1.1	Motivação.....	1
1.2	Objetivos	3
2	Revisão Bibliográfica <u>Equation Section 2</u>	4
2.1	Características dos escoamentos em canais compostos	4
3	Fundamentos Teóricos <u>Equation Section 3</u>	22
3.1	Equações de Balanço.....	22
3.1.1	Conservação da Massa	22
3.1.2	Balanço de Quantidade de Movimento	23
3.2	Descrição Estatística da Turbulência	24
3.2.1	Valor Médio	24
3.2.2	Valor Quadrático Médio.....	25
3.2.3	Correlação Cruzada	25
3.2.4	Densidade Espectral de Potência.....	26
3.3	Distribuição de velocidade e tensões cisalhantes em camadas de mistura planas	27
3.3.1	Distribuição de velocidades em camadas de mistura.....	27
3.3.2	Distribuição das tensões cisalhantes em camadas de mistura plana	28
4	Procedimento Experimental <u>Equation Section 4</u>	30
4.1	Descrição da Seção de Testes.....	30
4.1.1	Descrição da Primeira seção de testes – Seções do Tipo “PL”	31
4.1.2	As segunda e terceira seções de testes – Seções tipo “SS” e “DS”	32
4.1.3	Descrição da quarta seção de testes – Seções tipo “MC”	34
4.2	Instrumentação	35
4.3	Metodologia de Ensaio.....	36
4.4	Anemometria de Fio Quente	37
4.5	Determinação das Velocidades Médias, Intensidade de Turbulência e Ângulos de Inclinação com o Anemômetro de Fio Quente.....	38
4.5.1	Sonda de Fio Reto-inclinado	38
4.6	Aquisição e Análise de Dados.....	39
5	Resultados <u>Equation Section 5</u>	41
5.1	As Características dos Perfis de Velocidade Média.....	41
5.2	Determinação das Velocidades Máxima e Mínima da Camada de Mistura	46
5.3	Espessura da camada de mistura	52

5.4	Distribuição de velocidades em camadas de mistura	54
5.5	Distribuição das tensões Reynolds	58
5.5.1	Valores máximos das tensões cisalhantes, $-\overline{u'v'}$ (ou $-\overline{u'w'}$)	63
5.6	Detecção de Estruturas Coerentes	66
5.7	O número de Strouhal	71
6	Conclusões	75
7	Continuação dos trabalhos	78
8	Referências Bibliográficas	79
Análise de Incertezas dos Equipamentos Utilizados <u>Equation Section 1</u>		83
Condições Atmosféricas e Propriedades Termodinâmicas		83
Temperatura		83
Pressão Atmosférica		83
Propriedades Físicas dos Fluidos		83
Massa Específica		83
Viscosidade Cinemática		84
Amperímetros, voltímetros e manômetros utilizados na calibração de sondas de fio quente... 84		
Amperímetros		84
Voltímetros		84
Manômetros		84
Curvas de Calibração de Velocidade		84
Sonda Reta		84
Sonda de fio reto-Inclinado		85
Conversão de velocidade com ganho		86
Placa Conversora Analógico Digital - Dados do fabricante		86
Posicionamento das Sondas		86
Medidas Lineares		86
Análise de Incerteza das Medições de Velocidade, Tensões Cisalhantes e Comprimento de Camadas de Mistura		88
Incertezas Associadas a Tubos de Pitot e Sondas de Fio Quente		88
Tubos de Pitot		88
Sonda de Fio reto-inclinado		89
Determinação das Funções de Densidade Auto-Espectral		90
Incertezas no Cálculo de Espessura da Camada Cisalhante		91
Determinação do erro referente ao número de Strouhal		91

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Denominação	Unidade [SI]
B_e	Largura de banda de resolução espectral	[Hz]
B, B_α	Coefficientes de calibração	
C_{xx}	Coefficiente de auto-correlação	
C_{xy}	Coefficiente de correlação cruzada	
D	Diâmetro	[m]
d	Largura da fenda	[m]
e	Espessura	[m]
E	Tensão instantânea	[V]
E_0	Tensão a velocidade zero	[V]
$E_{0\alpha}$	Tensão a velocidade zero para a sonda inclinada	[V]
F	Frequência	[Hz]
f_i	Forças de corpo	[N]
g	Largura da fenda	[m]
k	Profundidade da fenda	[m]
L	Comprimento da seção de testes	[m]
ℓ	Escala de comprimento	[m]
m, n	Coefficientes da calibração	
p	Profundidade da fenda	[m]
p/d	relação adimensional entre a profundidade da fenda e sua largura	
Re_{dh}	Reynolds utilizando-se o diâmetro-hidráulico	$Re = \frac{\rho V D_h}{\mu}$
Re_δ	Reynolds local	$Re_\delta = \frac{\delta_{(x)} \Delta U}{\nu}$
St	Número de Strouhal	$Str = \frac{f \cdot \ell}{V}$
$\bar{u}_{(y)}$	Velocidade média	[ms ⁻¹]
\bar{u}^+	Velocidade adimensional	$\frac{\bar{u}}{u^*}$
u^*	Velocidade de fricção	[ms ⁻¹]
U_1	Velocidade mínima dentro da camada de mistura	[ms ⁻¹]
U_2	Velocidade máxima dentro da camada de mistura	[ms ⁻¹]
U_c	Velocidade de convecção	[ms ⁻¹]

U_e	Velocidade da borda	$[\text{ms}^{-1}]$
U_{ref}	Velocidade de referência	$[\text{ms}^{-1}]$
U_{ad}	Relação entre diferentes velocidades	$U_{\text{ad}} = \frac{\overline{u}_{(y)} - U_c}{\Delta U}$
ΔU	Diferença de velocidades dentro da camada de mistura	$[\text{ms}^{-1}]$
$\overline{u'^2}$	Valor quadrático médio da componente axial de flutuação de velocidade	$[\text{ms}^{-1}]^2$
$\overline{v'^2}$	Valor quadrático médio da componente transversal de flutuação de velocidade	$[\text{ms}^{-1}]^2$
$\overline{u'v'}$	Valor quadrático médio das componentes axial e transversal de flutuação de velocidade	$[\text{ms}^{-1}]^2$
V	Escala de velocidade	$[\text{ms}^{-1}]$
w	Largura do canal	$[\text{m}]$
x,y,z	Coordenadas espaciais	$[\text{m}]$
Y_c	Coordenada do centro da camada de mistura	$[\text{m}]$
Símbolos Gregos		
α	Ângulo efetivo da sonda	$[\text{Graus}]$
δ	Ângulo de incidência do escoamento	$[\text{Graus}]$
$\delta_{(x)}$	Espessura da camada de mistura	$[\text{m}]$
ν_t	Viscosidade turbulenta	$[\text{Pa.s}]$
Φ	Função densidade auto-espectral de potencia	$\frac{\overline{u'^2}}{\text{Hz}} \frac{1}{\delta_{(x)} \Delta U}$
η	Variável de similaridade	$2 \left(\frac{\overline{y} - y_c}{\delta_{(x)}} \right)$
λ	Taxa de cisalhamento do escoamento principal	$\frac{\Delta U}{U_c}$
μ	Viscosidade dinâmica	$[\text{Pa.s}]$
μ_x	Valor média da função	$[\text{X}]$
θ	Tempo adequado de observação	$[\text{s}]$
ρ	Massa específica	$[\text{Kg m}^{-3}]$
σ_x^2	Variância da variável 'x'	
τ	Tempo de defasagem	$[\text{s}]$

τ_l	Tensão de cisalhamento laminar	[Pa]
τ_t	Tensão de cisalhamento turbulenta	[Pa]
\varnothing_e	Diâmetro externo	[m]

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1 – Exemplos de canais compostos.....	4
Figura 2.2 - Seção de testes estudada por Guellouz e Tavaoularis, 2000.	7
Figura 2.3 - Canais compostos onde foram observadas pulsações.	8
Figura 2.4 – Seção de testes estudada por Meyer e Rehme, 1994.	9
Figura 2.5 – Visualização de estruturas coerentes movendo-se dentro do fenda, da Figura 2.5 (a). Meyer e Rehme, 1995.	10
Figura 2.6 – Visualizações de injeção de corantes entre as placas, Harbaoui e Guellouz, 2008. a) $\delta/h = 0,20$. b) $\delta/h = 0,12$. c) $\delta/h = 0,04$	11
Figura 2.7 – Seção de testes estudada por Biemüller et al., 1996. a) configuração da seção de testes. b) par de vórtices localizados entre a placa de acrílico e a parede superior do canal, Biemüller et al., 1996.	12
Figura 2.8 – Seção transversal do canal estudado por Knight e Shiono, 1990.	13
Figura 2.9 - Desenvolvimento espacial de uma camada de mistura, Browand e Ho, 1983.	16
Figura 2.10 – Canal composto avaliado por Soldini et al., 2004.	17
Figura 2.11 – Isolinhas de vorticidade em um canal composto estudado por Soldini et al., 2004. a) Campo vortical para $T = 10t^*$. b) Desenvolvimento do perfil de velocidade média axial para várias seções transversais. c) Campo vortical para $T = 700 t^*$	18
Figura 2.12 – Camada de mistura gerada por uma placa separadora. a) visualização dos macrovórtices. b) desenho esquemático da seção de teste. Prooijen e Uijttewaal, 2002.	19
Figura 2.13 – Simulação de camadas de mistura, Yang et al., 2004.	20
Figura 2.14 – Esquema do aparato utilizado na geração de camada de mistura. Wiecek e Mehta, 1998.	21
Figura 4.1 – Esquema da primeira seção de testes. a) visão lateral. b) Detalhe da parede móvel. c) Detalhe da colocação das placas. d) posição da linha de simetria.	31
Figura 4.2 – Esquemas da segunda e terceira seções de teste.	33
Figura 4.3 – Esquema de construção da quarta seção de teste.	35
Figura 4.4 - Esquema da localização do tupo de Pitot - U_{ref}	36
Figura 4.5 – Circuito de medição em anemometria de fio quente (DANTEC,1992).	37
Figura 4.6 - Posição do vetor velocidade na sonda dupla, Indrusiak, 2004.	38
Figura 5.1 - Perfil de velocidade axial na linha de simetria, PL-02.	41
Figura 5.2 – Distribuição de velocidades na zona 1.	42
Figura 5.3 -Perfis de velocidade axial para a configuração PL. a) seções 01, 02 e 03. b) seções 04, 05 e 06.	43

Figura 5.4 – Perfis de velocidade axial para a configuração SS.	44
Figura 5.5 - Perfis de velocidade axial para a configuração DS e MC. a) Topologia DS. b) Topologia MC.	45
Figura 5.6 – Definição das velocidades características dos perfis de velocidade. a) Configuração tipo “DS”. b) Configuração tipo “MC”.	46
Figura 5.7 – Gradiente do perfil de velocidade na seção de teste PL-10.	48
Figura 5.8 - Gradiente e perfis de velocidade. a) seção de testes PL-10. b) seção de testes PL- 9.	49
Figura 5.9 - Perfil e gradiente de velocidade da seção SS-04.	50
Figura 5.10 – Perfil de velocidade e seu gradiente, seção MC-02.	50
Figura 5.11 – Alguns exemplos de gradientes de velocidade. Valores adimensionais no eixo das ordenadas e abscissas.	51
Figura 5.12 - Crescimento de uma camada de mistura.	52
Figura 5.13 - Espessura da camada de mistura como função da distância.	53
Figura 5.14 – Dados de camada de mistura como função de diferentes parâmetros. a) Crescimento de “ δ ” como função das condições iniciais, Oster e Wygnanski, 1982. b) desenvolvimento de “ δ ” a partir de um ponto virtual.	54
Figura 5.15 –Perfis adimensionais de velocidade. a) seções do tipo “PL”. b) seções do tipo “SS”.	55
Figura 5.16 – Perfis adimensionais de velocidade nas seções do tipo “DS”. a) perfis de velocidade no lado esquerdo da seção. b) perfis de velocidade no lado direito da seção.	55
Figura 5.17 – Perfis adimensionais de velocidade média para seções do tipo “MC”. a) perfil inferior. b) Perfil superior.	56
Figura 5.18 – Perfis de velocidade descritos pela função erro e tangente hiperbólica. a) seção PL – 09. b) seção SS – 02.	56
Figura 5.19 – Distribuição das tensões normais e cisalhantes nas seções tipo "PL". a) tensões na direção principal, “x”. b) Tensões na direção transversal, “y”. c) Termo cruzado.	59
Figura 5.20 - Distribuição das tensões normais e cisalhantes nas seções tipo "SS". a) tensões na direção principal, “x”. b) Tensões na direção transversal, “y”. c) Termo cruzado.	60
Figura 5.21 - Distribuição das tensões normais e cisalhantes nas seções tipo "DS". Lados esquerdo e direito.	61
Figura 5.22 - Distribuição das tensões normais e cisalhantes nas seções tipo "MC". Lados inferior e superior.	62

Figura 5.23 – Tensões cisalhantes como função da diferença de velocidade e do crescimento da camada de mistura.	63
Figura 5.24 – Distribuição teórica e experimental de tensões cisalhantes. a) Seção PL 05. b) Seção SS – 02.	65
Figura 5.25 – Auto espectros de potência das flutuações de velocidade das seções tipo PL. a) Auto espectros mostrando frequências características. b) Espectros sem frequências características.	68
Figura 5.26 – Autoespectros das flutuações de velocidade nas seções tipo “SS”	69
Figura 5.27 – Autoespectros das flutuações de velocidade nas seções tipo “DS”.	70
Figura 5.28 – Autoespectros de flutuação de velocidade nas seções “MC”. a) MC -01. b) MC – 02, no centro do canal.	70
Figura 5.29 – Autoespectros da componente principal de flutuação de velocidade. a) Auto espectro adimensional. b) Auto espectro não adimensionalizado.	72
Figura 5.30 - Autoespectros da componente principal de flutuação de velocidade. a) Auto espectro adimensional. b) Auto espectro não adimensionalizado.	73
Figura 5.31 – Análise espectral de flutuação de velocidade. a) presente trabalho. b) Browand e Ho, 1983.	73

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 1 – Os diferentes parâmetros geométricos estudados na primeira seção. Dimensões em [mm].	32
Tabela 2 - Os diferentes parâmetros geométricos estudados nas segunda e terceira seções. Dimensões em [mm].	34
Tabela 3 - Os diferentes parâmetros geométricos estudados na última seção de testes. Dimensões em [mm].	34
Tabela A 1 - Registro de uma calibração típica do sensor de velocidade.	85
Tabela A 2 - Registro de calibração de uma sonda de fio inclinado.	86

1 INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

Pode-se descrever canais compostos como aqueles cuja seção transversal é caracterizada pela presença de canais (subcanais) adjacentes conectados por fendas, nas quais o fluido escoar axialmente. Exemplos destes tipos de canais são os feixes de barras no núcleo de reatores nucleares, canais aletados ou canais de irrigação e abastecimento de água. Quanto a esses últimos (canais de abastecimento ou de irrigação), podem ser considerados como um caso particular devido à sua superfície livre.

O conhecimento da estrutura do escoamento turbulento em feixes de barras é de considerável importância à análise termo-hidráulica do núcleo de reatores nucleares ou trocadores de calor. O núcleo do reator geralmente consiste de um conjunto de barras de material físsil, dispostos paralelamente, onde um fluido refrigerante é forçado a escoar axialmente entre elas, a fim de dissipar calor gerado pela fissão nuclear.

A necessidade da predição da distribuição de temperatura entre os vários subcanais, formados pelo arranjo de barras, requer informações acerca dos processos de mistura dentro destas estruturas. Tais processos são responsáveis pelo aumento das características difusivas do escoamento turbulento. Nesse contexto se faz necessário o conhecimento da interdependência existente entre os parâmetros geométricos, o número de Reynolds e a capacidade difusiva do escoamento turbulento nessas seções.

Segundo Wu e Trupp, 1993, sob condições normais de operação e considerando um escoamento completamente desenvolvido, três diferentes mecanismos contribuem à totalidade do processo de mistura, são eles: difusão turbulenta, convecção por movimento médio e a convecção turbulenta.

A difusão turbulenta está relacionada à difusão causada pelas pequenas escalas da turbulência, que são da ordem da viscosidade, enquanto que a convecção por movimento médio denota o transporte das quantidades turbulentas por escoamentos secundários.

Quanto ao terceiro mecanismo, convecção turbulenta, este se origina da estrutura macroscópica do escoamento. Essas últimas são estruturas de grande escala responsáveis pela troca de massa, energia e quantidade de movimento entre os subcanais adjacentes. No entanto, Guellouz e Tavoularis, 2000, ressaltam que os mecanismos físicos que as governam ainda não são completamente entendidos.

Rowe, 1973, foi o primeiro a estudar a influência da estrutura macroscópica do escoamento turbulento no processo de mistura em um canal composto. O autor trabalhou com

uma matriz de barras dispostas paralelamente ao escoamento principal. Sua principal conclusão foi que as altas taxas de mistura encontradas neste tipo de canal eram originárias de processos macroscópicos do escoamento, caracterizadas pela periodicidade nos sinais de flutuação de velocidade. Na vizinhança dos subcanais as funções de autocorrelação das séries temporais de flutuação de velocidade indicavam um aumento da frequência dominante quando a relação adimensional P/D (distância entre os centros dos tubos e o diâmetro dos tubos), diminuía.

No início dos anos 80, o trabalho de Hooper, 1980, mostrou que as tensões cisalhantes são significativamente maiores na região da fenda, entre os subcanais, e por sua vez, maior do que aquelas encontradas em tubos circulares. Um contraponto ao trabalho de Carajilescov e Todreas, 1976, que alguns anos antes não encontraram diferenças significativas entre as tensões cisalhantes geradas em canal com um feixe de barras e aquelas encontradas em dutos circulares.

Entretanto, assim como a incomum distribuição das tensões de Reynolds, (Hooper, 1980) a presença de estruturas de grande escala, chamadas de pulsações do escoamento, se confirmaram como agentes decisivos no aumento dos coeficientes de mistura nesses tipos de canais, sendo relatadas em uma série de trabalhos de diferentes pesquisadores, Hooper e Rehme, 1984, Rehme, 1987 (a) e Rehme, 1987 (b), Möller, 1991, entre outros.

Nos anos 90, uma especial atenção foi dada ao aspecto dinâmico destes escoamentos. Iniciando pelo trabalho de Möller, 1991, o principal objetivo dos trabalhos publicados era a tentativa de correlacionar a frequência das pulsações do escoamento ao principal parâmetro geométrico das seções, P/D , e as escalas de velocidade e comprimento. Tais escalas deveriam ser representativas do problema, a fim de encontrar um único número adimensional para o problema, em forma do número de Strouhal.

No entanto, a literatura apresenta vários trabalhos com igual quantidade de configurações para o número de Strouhal. Alguns destes trabalhos contradizem adimensionalizações e as possíveis fontes de origem destas instabilidades, apresentadas por outros pesquisadores, gerando diferentes números de Strouhal para um mesmo fenômeno.

A presença de pulsações do escoamento em geometrias bastante simples é mostrada nos trabalhos de Wu e Trupp, 1993 e Meyer e Rehme, 1994 e 1995.

Meyer e Rehme, 1994, apresentaram dados bastante relevantes a cerca da formação de estruturas de grandes escalas em canais compostos formados por dois subcanais retangulares conectados por uma única fenda. Sendo estes trabalhos motivados pela pesquisa de Knight e Shiono, 1990, que encontraram padrões periódicos de flutuação de velocidade em canais abertos. Este resultado, segundo os autores, poderia abrir uma nova porta em direção ao conhecimento

dos mecanismos de formação dessas estruturas, visto que pareciam ser bastante similares aqueles encontradas em canais geometricamente mais complexos, como em feixe de barras.

A partir de então as conclusões apontavam para o fato de que estas instabilidades do escoamento poderiam surgir em qualquer canal onde exista pelo menos um subcanal principal ligado a uma fenda e que os mecanismos que dariam origem a elas poderiam ser os mesmos que originariam pulsações em feixes de barras.

A quantidade de esforços devotados a este tema, nos últimos 40 anos, levou a conclusões importantes e universais no que tange às características deste tipo de escoamento. No entanto, também se chegou a situações limites onde as pesquisas pareciam revelar resposta em alguns trabalhos e falhavam em outros. A maior fonte de falhas sempre esteve localizada no principal objetivo dos fluido-mecânicos que trabalhavam neste tema, que era a obtenção de escalas de velocidade e comprimento, que fossem realmente representativas do problema, a fim de que a configuração de um número de Strouhal fosse confiável e universal.

1.2 Objetivos

Este trabalho apresenta um estudo experimental da distribuição das quantidades médias e flutuantes do escoamento turbulento em canais compostos.

O principal propósito deste trabalho é estabelecer uma correlação entre a teoria de camada de mistura e a distribuição das diferentes quantidades médias e flutuantes no escoamento turbulento em canais compostos. Para tanto, quatro diferentes tipos de canais foram avaliados, assim como modificações nos seus parâmetros geométricos. A modificação dimensional e topológica desses canais tem como objetivo entender como a distribuição das quantidades do escoamento é afetada, tanto pela mudança de geometria quanto pelas diferentes relações adimensionais da seção de teste.

O comportamento dinâmico das flutuações de velocidade também é investigado. Como foco da atenção, está a tentativa de unificação das frequências, em forma de um único número de Strouhal, independentemente da forma do canal e dos seus parâmetros geométricos. Nesse sentido, é necessária a determinação das escalas de velocidade e comprimento que possam ser representativas do escoamento para a descrição do fenômeno.

Por fim, através dos resultados obtidos, busca-se responder se as características do escoamento turbulento serão as mesmas em qualquer tipo de canal composto. Com isso um modelo simplificado pode ser uma alternativa ao estudo de geometrias complexas como feixe de barras.

2 Revisão Bibliográfica

2.1 Características dos escoamentos em canais compostos

Canais compostos são caracterizados pela presença de uma região mais larga por onde o escoamento esco com certa facilidade e regiões mais estreitas onde os efeitos viscosos predominam, desacelerando o escoamento. A diferença de espaço físico entre os subcanais principais (mais largos) e secundários (mais estreitos), faz com que a viscosidade tenha um papel importante na distribuição de massa entre os subcanais, e, por conseguinte, no desenvolvimento do escoamento principal. O escoamento em feixe de barras ainda não é totalmente desenvolvido para um comprimento de entrada $L \leq 97,40 D_h$, sendo “ D_h ” o diâmetro-hidráulico, (Rehme, 1986 e 1987 (b)).

A Figura 2.1 mostra os diferentes tipos de subcanais. Subcanais adjacentes à parede do canal ou subcanais centrais, marcado pela letra “A” em Figura 2.1 (b).

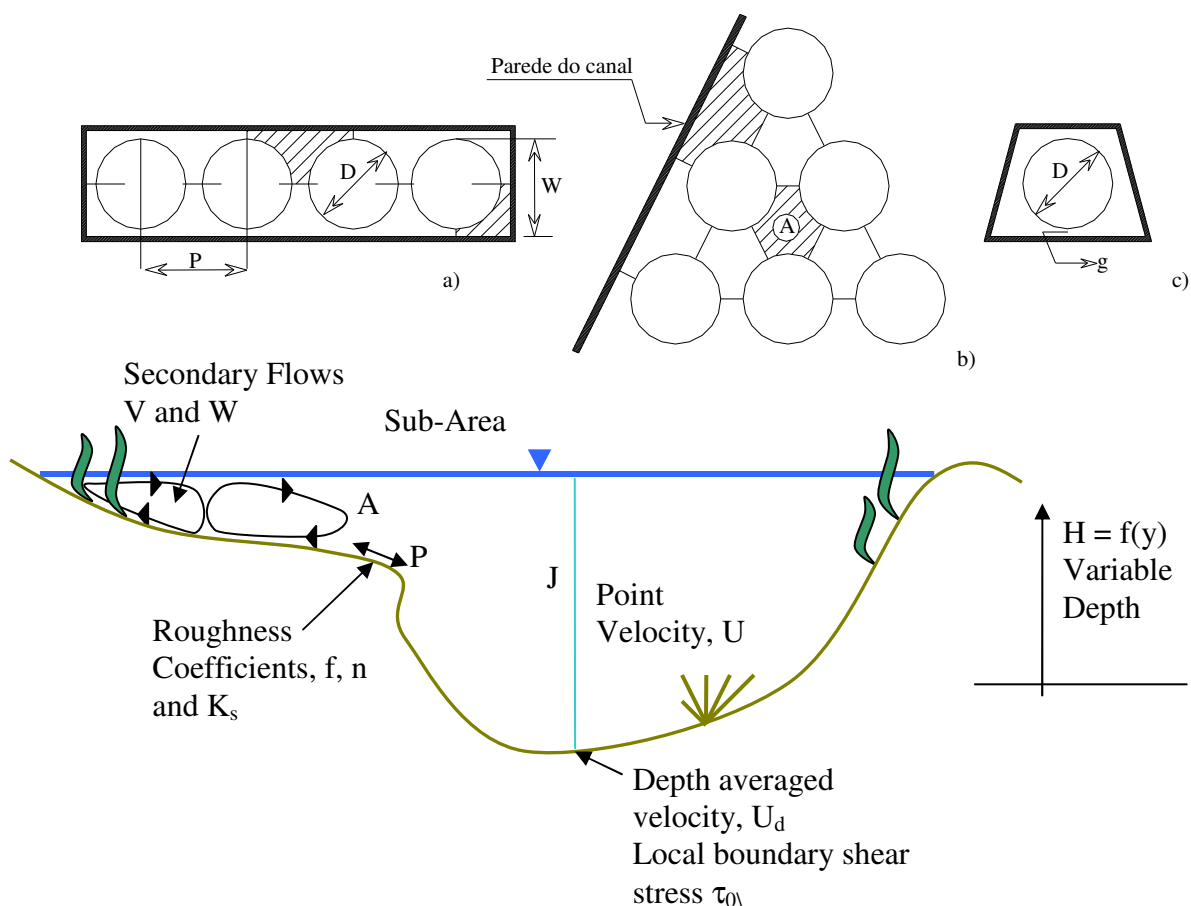


Figura 2.1 – Exemplos de canais compostos.

O exemplo da Figura 2.1 (d), é um caso especial de canal composto. Nele existem as mesmas características expostas no parágrafo anterior, entretanto trata-se de um canal composto aberto, de superfície livre.

O principal motivo do estudo sobre a distribuição das quantidades médias e flutuantes do escoamento turbulento em feixes de barras foi simular o interior de reatores nucleares, onde o material físsil, em forma de barras em arranjos quadrangulares ou triangulares, é submetido a um escoamento paralelo ao seu eixo. O principal objetivo nesse caso é a maximização da transferência de calor gerada pela fissão, responsável pela geração de energia.

Conforme Rehme, 1989, a previsão detalhada da distribuição de temperatura nos feixes de barras é de grande importância para a segurança operacional de reatores nucleares. A análise termo-hidráulica destes equipamentos é feita através da solução das equações de quantidade de movimento, conservação de massa e a solução da equação da energia. Os métodos utilizados nestas soluções podem ser classificados dentro de três categorias: análise de subcanal, análise de corpo poroso e análise de parâmetros distribuídos. As duas primeiras categorias apresentam limitações, visto que as estruturas finas de velocidade e temperatura, dentro do escoamento turbulento, não são levadas em consideração. Já a análise de parâmetro distribuído necessita uma grande gama de informações empíricas quanto ao transporte turbulento de quantidade de movimento e energia.

Neste sentido, o trabalho de Guellouz e Tavoularis, 2000, afirma que as análises termo-hidráulicas têm sido bastante inadequadas. Baseadas nos conceitos de transporte local, tais análises falham ao predizer, até mesmo, características bastante conhecidas em canais compostos, como o aumento da intensidade de turbulência e o coeficiente local de transferência de calor na região das fendas. Estas características, segundo os autores, são creditadas ao aumento dos coeficientes de mistura naquela região, devido à presença de estruturas de grandes escalas com comportamento quase-periódico, as chamadas “pulsações do escoamento”, estudadas primeiramente, por Rowe, 1973. O autor trabalhou com feixes de barras de arranjo quadrangular com duas razões de espaçamento $P/D = 1,25$ e $1,125$.

Os resultados mostraram que os perfis de velocidade axial possuíam uma razoável concordância com aqueles encontrados em tubos circulares. No entanto, as intensidades de turbulência mostraram-se maiores em feixes de barras, considerando um mesmo diâmetro equivalente ao do tubo circular. Quanto às características dinâmicas do escoamento, as autocorrelações dos sinais de flutuação de velocidade mostraram uma forte componente periódica. Os resultados apontaram para o fato que tanto frequência quanto da intensidade de turbulência aumentavam à medida que a relação P/D diminuía.

Posteriormente, Hooper, 1980, em sua tese de doutorado, estudou as características do escoamento turbulento em um feixe de barras dispostos paralelamente ao escoamento principal, para duas relações de espaçamento $P/D = 1,194$ e $1,107$. O autor foi o primeiro a medir todos os seis componentes do tensor de Reynolds em um subcanal central. Também foi avaliada a influência do número de Reynolds nas tensões cisalhantes, para o feixe com relação de espaçamento $P/D = 1,194$. Os resultados mostraram que as tensões cisalhantes são independentes do aumento do número de Reynolds e as intensidades de turbulência nas direções axial e azimutal são muito maiores do que aquelas encontradas no escoamento em dutos circulares. No entanto, valores de $\overline{\rho v'w'}$ (em módulo), mostraram-se significativamente maiores quando a relação P/D decrescia.

Os valores máximos de intensidade de turbulência na direção axial foram encontrados entre 15° e 20° da região da fenda, juntamente com os máximos encontrados de tensão cisalhante na direção radial, $-\overline{\rho v'w'}$. Enquanto que a intensidade de turbulência na direção azimutal alcança seu máximo na região da fenda. Estes resultados, segundo o autor foram encontrados para ambas as relações de espaçamento, P/D . Entretanto, quanto à presença de estruturas de grandes escalas, os autoespectros de flutuação de velocidade tomados ao longo da diagonal do subcanal, $\theta = 45^\circ$, para as três componentes de flutuação de velocidade, não mostraram qualquer frequência dominante.

Hooper e Rehme, 1984, utilizando técnica de anemometria de fio quente e um tubo de Preston, realizaram estudos em um feixe de barras dispostos paralelamente ao escoamento principal, igual mostrado na Figura 2.1 (c). O feixe era composto por uma linha de 4 barras dispostas paralelamente com 7000 mm de comprimento. Neste trabalho os autores concluem que a frequência das pulsações do escoamento relaciona-se linearmente com o número de Reynolds e que a periodicidade nas séries de flutuação de velocidade origina-se de uma instabilidade causada por escoamentos incompressíveis paralelos. Nesse tipo de arranjo é o processo dominante de troca de quantidade de movimento, massa e energia entre os subcanais.

As características do escoamento axial em feixes de barras também foram estudadas por Moller, 1991. O autor analisou experimentalmente, via anemometria de fio quente e transdutores de pressão, a origem das pulsações do escoamento em arranjos de feixes de barras. A interdependência existente entre o número de Reynolds, o tamanho das fendas e a frequência das pulsações também foi determinada. Tal como já foi concluído no trabalho de Hooper e Rehme, 1984, a frequência das pulsações aumenta com o crescimento do número de Reynolds, no entanto o autor conclui que esta quantidade também aumenta quando é reduzida a relação P/D , embora seja mantido o mesmo número de Reynolds.

Segundo Möller, 1991, estas instabilidades são oriundas do próprio escoamento turbulento e tem como ponto de partida sua natureza estocástica levando a diferentes perfis instantâneos de velocidade. Esses perfis instantâneos de velocidade dariam origem a uma distribuição instantânea de vorticidade de cada lado da fenda gerando a força motriz que carregaria estes vórtices através da fenda.

Guellouz e Tavaoularis, 2000, estudaram a formação de estruturas coerentes em um canal retangular contendo uma única barra, Figura 2.2. As medições se deram entre a barra e a parede do canal, na região da fenda. Os principais parâmetros geométricos envolvidos eram o diâmetro hidráulico do canal, $D_h = 161$ mm, o comprimento da seção de testes, $54D$ e as diferentes relações W/D , utilizadas no estudo, que variaram de 1,050 até 1,35. Os resultados mostraram grandes vórtices dominando a região da fenda e viajando a uma velocidade U_c . Essas estruturas coerentes de grande escala mostravam-se presentes no escoamento mesmo para relações de W/D grandes, igual a 1,35.

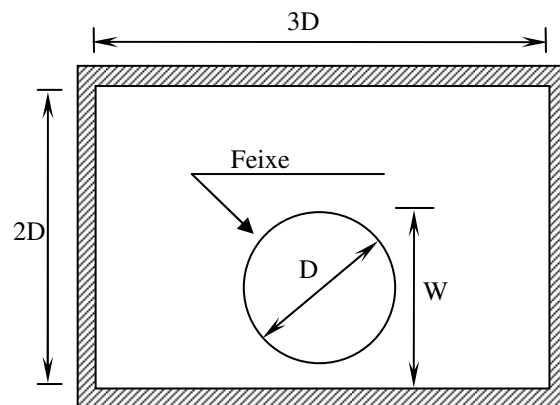


Figura 2.2 - Seção de testes estudada por Guellouz e Tavaoularis, 2000.

Quanto à origem destas pulsações do escoamento, Guellouz e Tavaoularis, 2000, afirmam que a formação destas estruturas coerentes em geometrias bastante simples, claramente demonstra que tais estruturas não são oriundas de assimetrias ou de outra peculiaridade qualquer em subcanais, mas um inevitável resultado de instabilidade do escoamento entre canais ligados por fendas estreitas.

A conexão entre o processo de desenvolvimento do escoamento turbulento, em um subcanal de um feixe de barras com razão de espaçamento $P/D = 1,15$, e a formação de estruturas coerentes relacionadas a pulsações do escoamento, foi investigada por Parizzi, 1998. O feixe de barras era de arranjo quadrangular de duas linhas, sendo construído de tal forma que uma das barras pudesse ser retirada e trocada por outra de diferente comprimento, conseguindo-se, assim, relações entre o comprimento da seção e o diâmetro-hidráulico: $L/D_h = 1,61; 8,65; 13,59; 19,77$.

As flutuações de velocidade foram tomadas na região da fenda entre as barras (subcanal central). Os resultados mostraram que a distribuição de intensidades de turbulência na direção axial tende a aproximar-se, com algum espalhamento, daquela obtida em dutos circulares.

A conclusão de Parizzi, 1998, vem ao encontro do trabalho de Rehme (b), 1987, no qual é mostrado que para um feixe de barras com relação de espaçamento $P/D = 1,148$, a redistribuição do escoamento devida aos efeitos de entrada, ainda não está completa para uma relação de $L/D_h = 97,40$. Nesse trabalho o autor estudou a redistribuição de massa e das quantidades flutuantes em um arranjo de feixes de barras, para três diferentes relações de comprimento $L/D_h = 48,70$; $73,0$ e $97,40$. Os resultados mostraram que a distribuição de velocidade axial muda pouco a partir de $L/D_h = 48,70$. No entanto, as intensidades de turbulência mostraram-se significativamente maiores, para $L/D_h = 73,0$ e $97,40$, quando comparadas à seção de menor relação L/D_h .

A presença destas estruturas de grande escala, com comportamento quase-periódico, também foi observada em outros tipos de canais compostos, como aqueles da Figura 2.3.

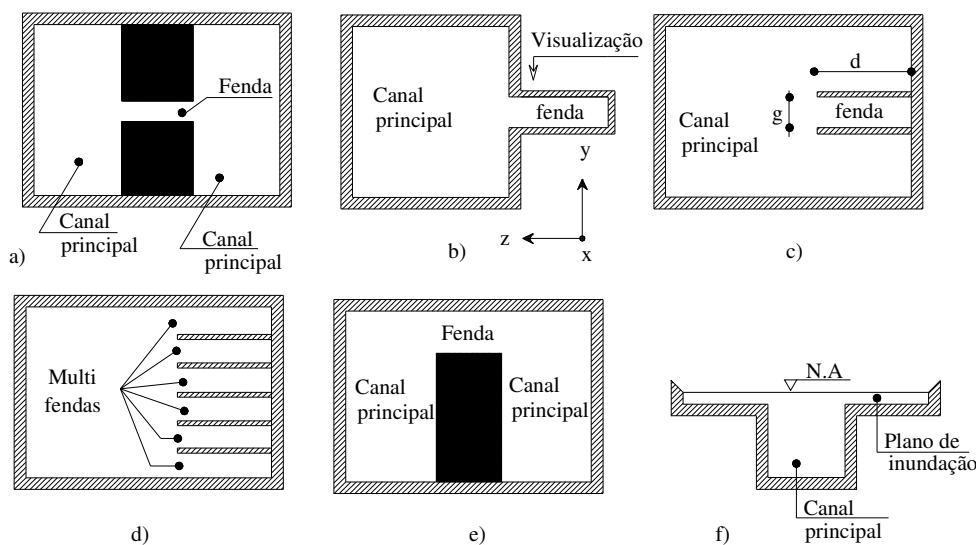


Figura 2.3 - Canais compostos onde foram observadas pulsações.

Meyer e Rehme, 1994, investigaram, via anemometria de fio quente, a distribuição de velocidades médias, bem como as intensidades de turbulência e tensões de Reynolds em um canal retangular composto, Figura 2.3 (a). O canal era construído de acrílico, possuindo 7000 mm de comprimento e 180 mm de altura. No seu interior eram inseridas peças retangulares de acrílico de tal forma que o canal fosse subdividido em duas partes, sendo estes subcanais ligados por uma fenda de comprimento “d” e largura “g”.

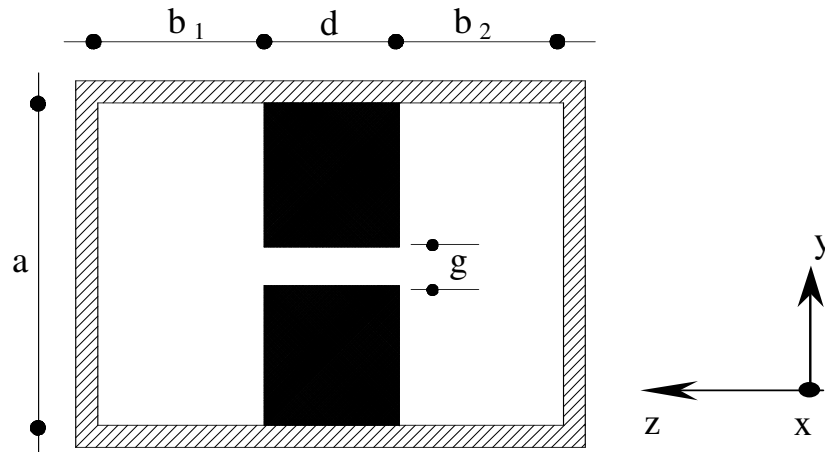


Figura 2.4 – Seção de testes estudada por Meyer e Rehme, 1994.

Algumas peças eram móveis, de forma que algumas características dimensionais, “ b_1 ”, “ b_2 ”, “ d ” e “ g ”, pudessem ser alteradas gerando 18 diferentes variações da Figura 2.4. Embora as dimensões descritas acima pudessem ser variadas, segundo os autores a relação entre o comprimento da seção de testes e o diâmetro-hidráulico da seção foi sempre $L/D_h = 40$.

A distribuição de velocidades médias e dos valores estatísticos de sua flutuação, $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{u'v'}$ e $\overline{u'w'}$, são descritas com mais detalhes para a seção de testes que possui $b_1 = 136,40$, $b_2 = 136,20$, $g = 10,0$ e $d = 77$ mm. Neste caso a relação entre o comprimento e o diâmetro-hidráulico é $L/D_h = 45,10$.

Os iso-contornos de velocidade média, mostraram um campo bastante simétrico, com relação ao eixo de simetria do canal, bem como uma aceleração do escoamento em direção ao canal principal e uma desaceleração do escoamento dentro da fenda. Fruto da redistribuição de massa entre os subcanais.

Quanto às tensões de Reynolds, todas as componentes apresentaram picos dessas quantidades na fronteira entre o canal principal e a região da fenda.

As características do escoamento turbulento em canais retangulares, onde o fluido é forçado a escoar entre placas paralelas ligadas a uma das paredes laterais do canal, foi investigada por Meyer e Rehme, 1995. Neste estudo, três diferentes seções foram analisadas, na primeira o escoamento se desenvolve em um canal principal com uma fenda na parede lateral, para uma relação $L/D_h = 48,15$, Figura 2.3 (b). As segunda e terceira seções de teste possuem duas placas e várias placas paralelas, respectivamente, ligadas a parede lateral do canal, para as quais a relação, L/D_h , variou de 48,50 a 94,00, Figura 2.3 (c) e Figura 2.3 (d). Para o estudo em questão a profundidade do subcanal, d , e sua largura, g , foram adimensionalizadas pela relação d/g e cobriu-se uma faixa de $d/g = 1,66$ até $d/g = 10,0$.

Na obtenção das velocidades médias e flutuações de velocidade, foi utilizado tubo de Pitot e anemômetros de fio quente. A intensidade das flutuações de velocidade, tanto na direção axial quanto na direção transversal, saindo da fenda, mostraram-se relativamente elevadas na fronteira entre a fenda e o subcanal principal, tal como o que acontece em feixe de barras. Quanto às pulsações no escoamento, os autores concluem que a presença de grandes vórtices na região da fenda ocorre para estes tipos de canais desde que a profundidade da fenda seja, no mínimo, o dobro de sua largura, $d/g \geq 2$, sendo estes resultados confirmados através visualizações, Figura 2.5 (b), e correlações espaciais. A análise dos experimentos realizados a baixos números de Reynolds, $Re = 150$, mostram que tais estruturas continuam presentes no escoamento mesmo a baixos valores do número de Reynolds.

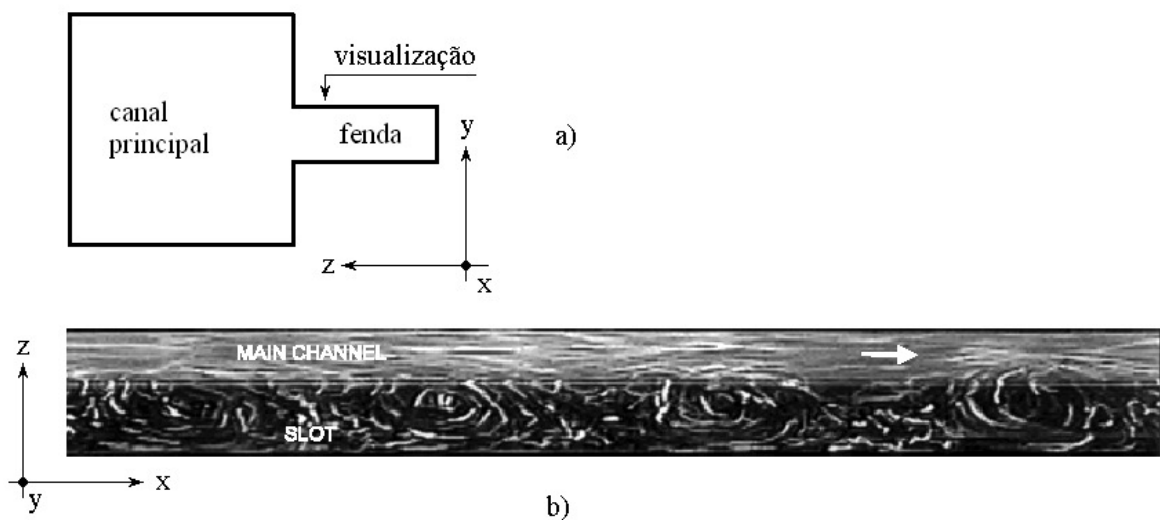


Figura 2.5 – Visualização de estruturas coerentes movendo-se dentro do fenda, da Figura 2.5 (a). Meyer e Rehme, 1995.

Por meio de técnicas de injeção de corante, investigações experimentais acerca das condições iniciais de formação de grandes estruturas entre placas paralelas para um escoamento laminar foram feitas por Harbaoui e Guellouz, 2008. Para tanto, duas placas finas paralelas foram fixadas no fundo de um canal retangular. O comprimento e a altura das placas, h , eram mantidas constante, 600 e 50 mm, respectivamente, quanto à distância entre elas, δ , quatro valores foram analisados. Os resultados foram mostrados como uma função do número adimensional δ/h , igual a 0,20, 0,12 e 0,04.

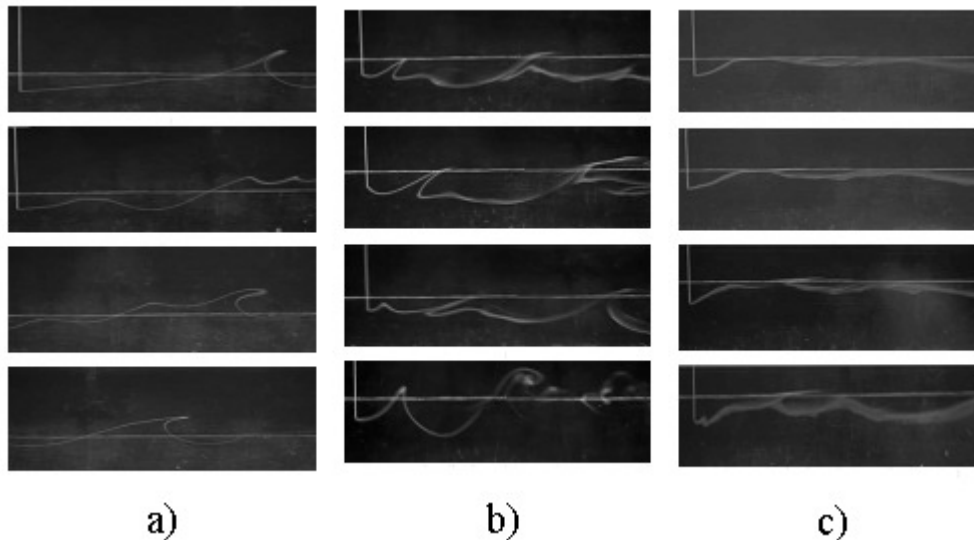


Figura 2.6 – Visualizações de injeção de corantes entre as placas, Harbaoui e Guellouz, 2008. a) $\delta/h = 0,20$. b) $\delta/h = 0,12$. c) $\delta/h = 0,04$.

O número de Reynolds crítico foi determinado a partir do valor onde as primeiras instabilidades começam a aparecer, definido pela velocidade média do canal, a largura entre as placas, δ , e viscosidade cinemática do fluido. Os resultados do trabalho apontaram para um Reynolds crítico constante e igual a 15, a partir desse valor o escoamento laminar tornava-se instável formando estruturas vorticiais. Outra conclusão dos autores diz respeito a difusão lateral dessas estruturas. Embora tenham sido analisados somente três diferentes valores de δ/h , as visualizações mostraram que o decréscimo desse parâmetro adimensional leva ao confinamento dessas estruturas no interior da fenda, Figura 2.6 (b) e (c).

Biemüller et al., 1996, investigaram, numérica e experimentalmente, a existência de estruturas de grande escala em um canal composto retangular ligado por uma fenda, Figura 2.3 (e). Os experimentos foram realizados em um canal de 7000 mm de comprimento. As técnicas de investigação basearam-se na utilização de sondas duplas de fio quente, tubos de Pitot e tubos de Preston, enquanto que a análise numérica foi feita com a utilização do modelo de Simulação de Grandes Vórtices (sigla em inglês, LES), utilizando volumes finitos.

A seção de testes constituía-se de dois subcanais retangulares, de altura T e largura, B , feitos de acrílico. No centro do canal havia uma barra do mesmo material, posta de tal forma a dividi-lo em dois. Ambos os canais eram unidos pela fenda formada entre esta barra e a parede superior do canal. A principal característica geométrica era a relação de espaçamento entre a profundidade da fenda e sua largura, $d/g = 40,60 / 10,20$ mm.

Embora tenha tomado o cuidado para que o domínio computacional seja o mais representativo possível do domínio real, algumas diferenças existem entre os dois experimentos, admitem os autores. Duas das principais diferenças entre os modelos físico e computacional

residiam no fato que lateralmente a seção era considerada infinita e condições periódicas nas direções “x” e “z” foram aplicadas. O comprimento de periodicidade na direção “x” foi igual a 2,80 vezes a distância, T, entre as paredes inferior e superior do canal, Figura 2.7.

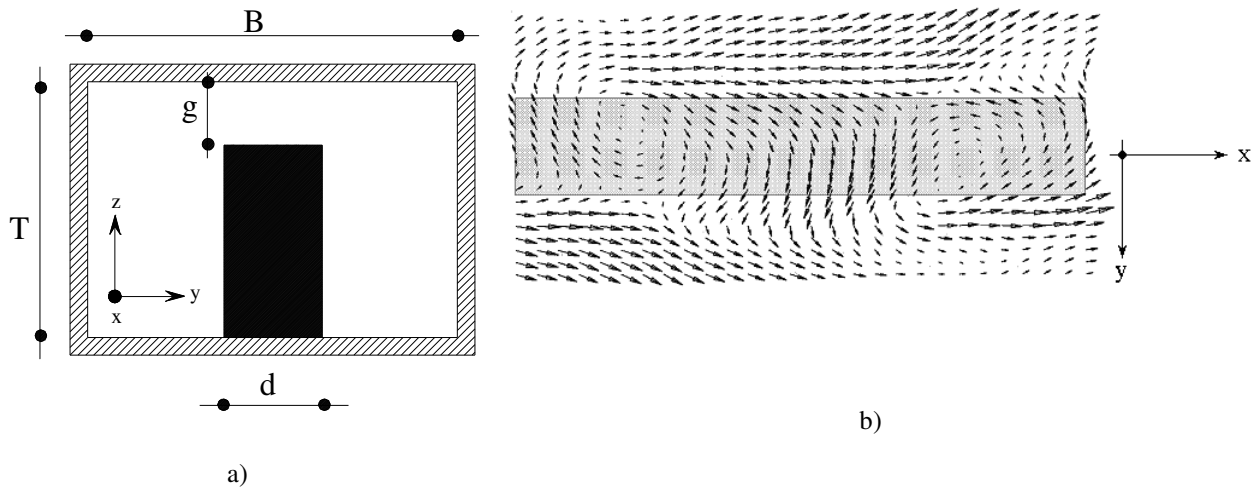


Figura 2.7 – Seção de testes estudada por Biemüller et al., 1996. a) configuração da seção de testes. b) par de vórtices localizados entre a placa de acrílico e a parede superior do canal, Biemüller et al., 1996.

As intensidades de turbulência nas direções “x” e “y”, bem como a componente da tensão de Reynolds, $-\rho \overline{u'v'}$, foram normalizadas pela velocidade de fricção, u^* . As simulações, segundo os autores, concordaram de forma bastante satisfatória com os resultados experimentalmente obtidos. Mostrando picos das quantidades flutuantes junto a borda da fenda. No entanto, quanto às tensões de cisalhamento e as intensidades de turbulência, o fato principal é que, adimensionalizadas pela mesma grandeza, os picos dessas quantidades apresentaram valores muito semelhantes tanto no trabalho de Biemüller et al., 1996, quanto no de Meyer e Rehme, 1994, embora a geometria fossem diferentes.

Quanto as pulsações do escoamento, estas podem ser vistas na Figura 2.7 (b), no plano médio entre o topo da placa separadora e a parede superior do canal. Os vetores foram visualizados a partir subtração da velocidade com que estes vórtices se convectam, U_c . Os resultados dos autores mostram um par de vórtices estável, viajando a uma velocidade constante, U_c , igual a 0,66 a velocidade média da seção.

O comportamento periódico das flutuações de velocidade, também fora observado por Knight e Shiono, 1990. Os autores analisaram as características do escoamento turbulento em canal trapezoidal aberto, com planos laterais de inundação Figura 2.8.

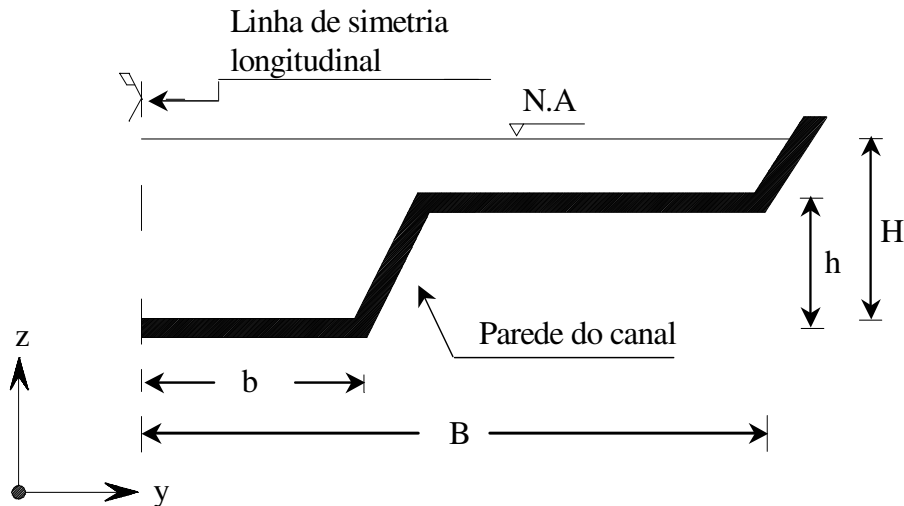


Figura 2.8 – Seção transversal do canal estudado por Knight e Shiono, 1990.

No canal da figura acima, os valores de “b” e “B”, são mantidos constantes, e valem, respectivamente, 0,90 e 3,78 m. Nas diferentes séries de experimentos somente a profundidade relativa da seção foi alterada, sendo, D_r , dada pela relação entre as alturas, $(H-h)/H$. As séries de medições foram feitas para quatro diferentes profundidades relativas, sendo elas 0,10, 0,15, 0,20 e 0,25.

Os autores mostraram, com bastante ênfase, a característica não-linear das tensões de Reynolds, com seus valores máximos localizados na interface entre o plano de inundação e o canal principal, bem como o respectivo decréscimo desta quantidade com o crescimento da profundidade relativa. Quanto à periodicidade nas amostragens de flutuação de velocidade, estas aparecem de forma clara na região de interface, $b = 0,90$ m., mesmo para $D_r = 0,25$. Os autores atribuíram este comportamento a presença de vórtices longitudinais viajando dentro da seção, no entanto, uma discussão mais aprofundada do problema não foi abordada.

O primeiro pesquisador a propor um modelo fenomenológico para pulsações do escoamento em feixes de barras, bem como a adimensionalização da frequência das pulsações do escoamento, foi Möller, 1991. Segundo o autor, para uma seção longa o suficiente, de forma que os efeitos de entrada sejam totalmente dirimidos, um vórtice de cada lado da fenda é gerado, com vorticidade de sinais opostos. No entanto, a natureza estocástica da turbulência conduz a perfis instantâneos de velocidade de ambos os lados da fenda e não havendo barreira física obstruindo o movimento dos vórtices, estes cruzarão a fenda. Ainda, segundo o autor, enquanto cruzam as fendas esses vórtices são transportados pelo escoamento principal, resultando em uma distribuição de vórtices bastante similar à esteira de vórtices de von Kármán na região da fenda. Este modelo fenomenológico das pulsações do escoamento, proposto por Möller, 1991, fora confirmado, via experimentos numéricos, por Biemüller et al., 1996, Figura 2.7 (b).

Os experimentos realizados por Möller, 1991, mostraram padrões de velocidade e pressão quase-periódicos na região da fenda de um feixe de barras.

Como proposta para a formação de um número de Strouhal, o autor relacionou como grandezas de interesse a frequência fundamental dos espectros, f , o diâmetro dos tubos, D , e a velocidade de fricção, u^* , medida na fenda entre os tubos, equação (2.1).

$$St = \frac{f D}{u^*} \quad (2.1)$$

A adimensionalização da frequência proposta pelo autor funcionava de forma satisfatória para os valores de números de Reynolds e relações de espaçamento P/D investigadas. No entanto, o número de Strouhal não era constante, e sim, possuía uma relação linear com o valor inverso da largura da fenda adimensionalizada pelo diâmetro do tubo, $S/D = P/D - 1$, equação (2.2).

$$St_{\tau} = \left(\frac{f D}{u^*} \right)^{-1} = 0,808 + 0,056 \quad (2.2)$$

Wu e Trupp, 1994, utilizando anemometria de fio quente, realizaram medições de flutuação de velocidade em um canal trapezoidal contendo uma única barra. Os resultados mostraram autoespectros com picos bastante pronunciados, confirmando a forte dependência existente entre a frequência característica e os parâmetros geométricos da seção, bem como a interdependência entre o número de Strouhal e a relação adimensional S/D . Segundo os autores a utilização da equação (2.2), para o ajuste dos valores de Strouhal medidos, produziu desvios de até 15 %, levando-os a uma nova equação para o ajuste dos pontos.

A equação proposta por Wu e Trupp, 1994 possui quase o mesmo valor de coeficiente angular do que aquela proposta por Möller, 1991, no entanto o termo independente é quase o triplo.

Desde a formulação fenomenológica e a proposição de um número de Strouhal para os problemas envolvendo escoamento em feixes de barras, Möller, 1991, uma série de trabalhos têm sido publicados. A tentativa de solidificar uma teoria sobre o escoamento em feixe de barras tem passado pela tentativa de unificação dos resultados de diferentes tipos de canais compostos.

Meyer e Rehme, 1994, foram os primeiros a tentar estabelecer uma relação entre escoamentos em feixe de barras e o escoamento em canais compostos geometricamente mais simples. Se ambos os problemas fossem realmente correlacionados, a simplificação geométrica e conseqüente redução de variáveis de projeto poderia levar a um melhor entendimento do escoamento em feixes de barras. Embora tenham dado o primeiro passo, os autores não

conseguiram dizer se os mesmos mecanismos que atuavam na formação de grandes vórtices na região da fenda, estariam presentes em qualquer tipo de canal composto. Esse fato deve-se em parte, ao ainda incipiente grau de comparação entre os dois tipos de canais, bem como o incompleto entendimento das causas que levam a formação dessas grandes estruturas vorticais. Mesmo passadas quase quatro décadas do trabalho de Rowe (Rowe, 1973), ainda não há qualquer escala, seja proveniente da geometria ou do escoamento principal, que possa prever o aparecimento dessas estruturas. Entretanto, um outro ponto de vista pode ser avaliado, buscando-se informações em escoamentos onde processos semelhantes ocorrem.

Da mesma forma que escoamentos em canais compostos, camadas cisalhantes livres produzem fenômenos semelhantes a pulsações do escoamento.

A visualização experimental das instabilidades em uma camada de mistura gerada pelo encontro de duas correntes de diferentes velocidade e massa específica foi mostrada por Roshko, 1974. O aparecimento dessas estruturas levou a acreditar que, ao menos para as maiores escalas, a turbulência poderia possuir padrões coerentes, estruturas fortemente organizadas e quase bidimensionais. Essas estruturas turbilhonares crescem à medida que são transportadas pelo escoamento principal principalmente por mecanismos de emparelhamento turbilhonar. A seqüência de fotos de uma camada de mistura em desenvolvimento espacial mostra a formação e o emparelhamento dos vórtices gerados a jusante de uma placa separadora, Browand e Ho, 1983.

As fotos da Figura 2.9, mostram o surgimento de instabilidades tipo Kelvin-Helmholtz a moderados números de Reynolds. Os números de Reynolds são funções locais, relacionando a espessura da camada de mistura, a diferença de velocidade e a viscosidade cinemática. Na última foto da segunda coluna $Re = (U_2 - U_1) \delta / \nu = 1000$.

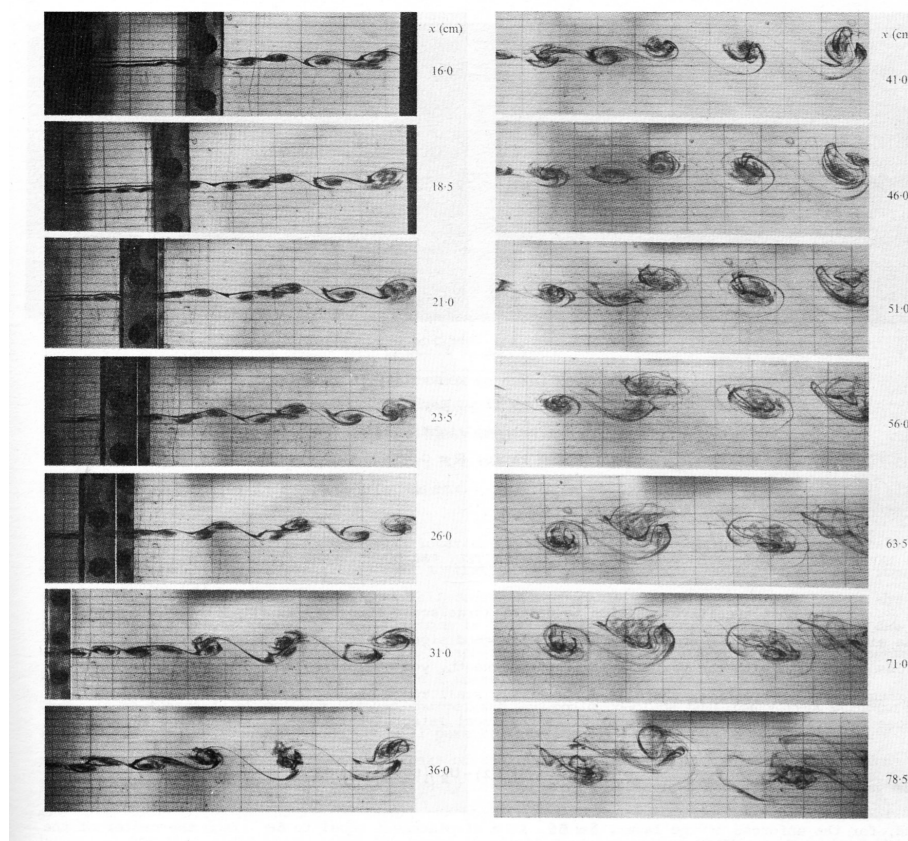


Figura 2.9 - Desenvolvimento espacial de uma camada de mistura, Browand e Ho, 1983.

A investigação acerca das características e formação de macro-vórtices em canais foi realizada por Prooijen e Uijttewaal, 2002 e Soldini et al., 2004. Embora as condições iniciais de formação dessas estruturas sejam diferentes, em ambos os trabalhos o desenvolvimento de vórtices de grande escala estão relacionados ao desenvolvimento espacial de uma camada de mistura.

Soldini et al., 2004, investigaram numericamente geração e evolução de grandes vórtices em um canal composto como o da Figura 2.3 (f). A seção transversal do canal era caracterizada por um canal principal e, adjacente a este, dois canais secundários, com menos da metade da profundidade do canal principal, Figura 2.10.

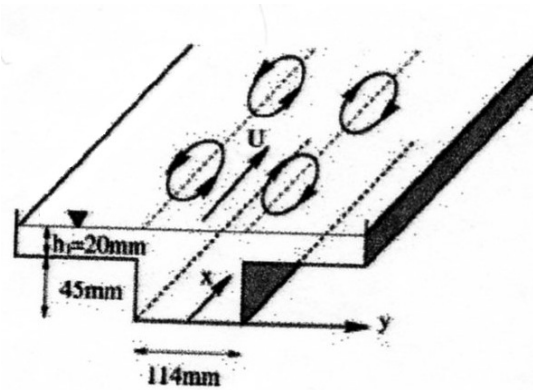


Figura 2.10 – Canal composto avaliado por Soldini et al., 2004.

Nesse trabalho, as características dimensionais da seção foram mantidas constantes, porém a vazão na entrada do canal podia ser modificada como uma variável de projeto. Foram avaliadas cinco diferentes vazões de entrada, $Q = 8,7 \times 10^{-3}$ até $52,4 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{s}$. Na tentativa de prever o surgimento desse macro-vórtices, os autores correlacionaram o tempo de desenvolvimento do escoamento na seção, T , e uma escala de tempo, t^* . Sendo essa última função das grandezas do escoamento, calculada levando-se em consideração a vazão de entrada, Q , a área transversal da seção, A , e as profundidades do canal principal, h_p , e secundário, h_s , equação (2.3).

$$t^* = \frac{(h_p - h_s) A}{Q} \quad (2.3)$$

A formação de macro-vórtices nas interfaces do canal principal e dos planos de inundação é mostrada através do aumento de vorticidade na região, Figura 2.11 (a) e (c). O campo vortical, Ω_z , mostra, próximo a região de entrada, instabilidades da camada de mistura e a conseqüente a formação de grandes vórtices na região de fronteira entre os dois subcanais.

É importante perceber que, embora não haja qualquer citação a proposta fenomenológica feita por Möller, 1991, pode-se notar estruturas girando em sentidos contrários, sendo transportadas pelo escoamento principal, tal como predito pelo autor em 1991.

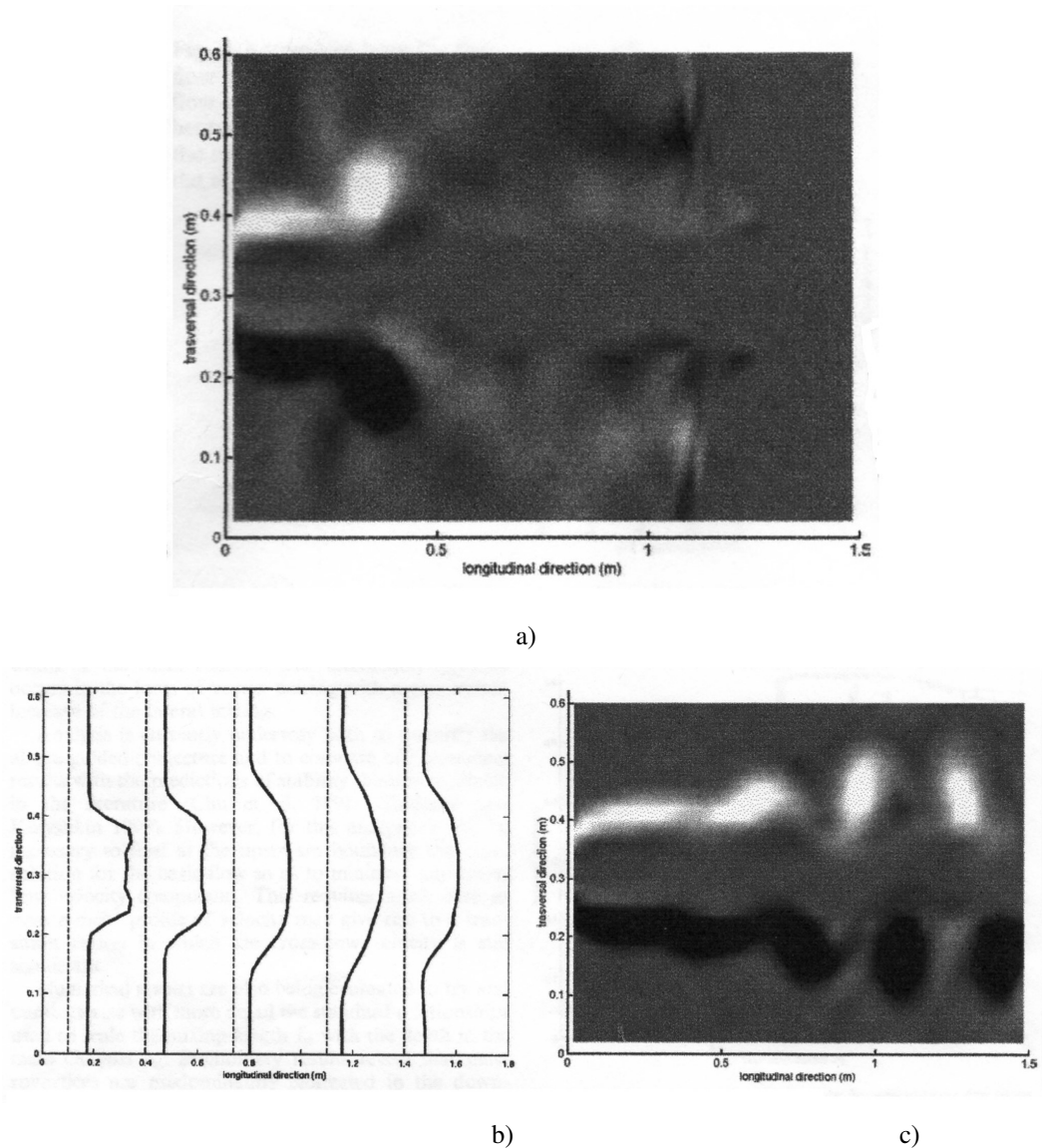


Figura 2.11 – Isolinhas de vorticidade em um canal composto estudado por Soldini et al., 2004. a) Campo vortical para $T = 10t^*$. b) Desenvolvimento do perfil de velocidade média axial para várias seções transversais. c) Campo vortical para $T = 700 t^*$.

Quanto ao processo de formação desses grandes vórtices os autores concluem que os mecanismos que geram essas instabilidades são muito semelhantes aqueles responsáveis pelas instabilidades de Kelvin-Helmoltz..

A evolução de estruturas coerentes de grande escala em camadas de mistura também foi investigada por Prooijen e Uijttewaal, 2002. Os autores trabalharam numérica e experimentalmente em um longo e raso canal de água. O canal possuía 20 m de comprimento e 3 m, de largura. A seção de entrada era dividida em duas partes por uma placa separadora. Cada lado da placa possuía uma velocidade de entrada. A união dessas duas correntes origina uma camada de mistura que se desenvolve na direção principal do escoamento, Figura 2.12

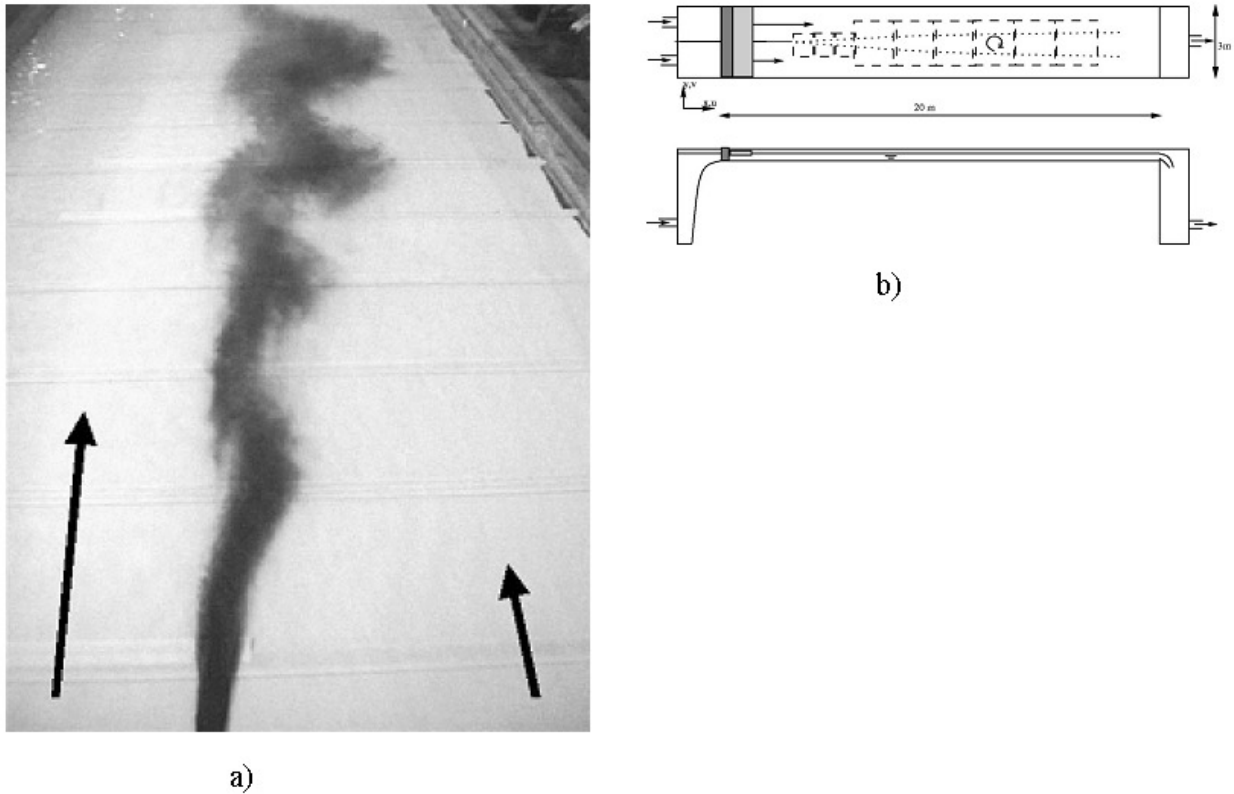


Figura 2.12 – Camada de mistura gerada por uma placa separadora. a) visualização dos macrovórtices. b) desenho esquemático da seção de teste. Prooijen e Uijttewaal, 2002.

Utilizando características auto-similares do escoamento principal, Prooijen e Uijttewaal, 2002, desenvolveram um código numérico bidimensional na tentativa de prever o campo de velocidade média e o surgimento de grandes vórtices a jusante da placa separadora. Quanto a validação das simulações, essas foram confrontadas com os dados experimentais obtidos via técnica de Velocimetria de Trajetória de Partícula. A presença de estruturas de grandes escalas foi refletida nos significantes picos encontrados nos autoespectros velocidade.

Embora as condições de entrada tenham sido praticamente as mesmas, a profundidade do canal variou de 42 para 67 mm. A redução da profundidade do canal levou a uma redução do pico de energia medido no espectro.

As condições iniciais em camadas de mistura e os seus efeitos na formação de estruturas turbilhonares de grande escala foram estudados por Yang et al., 2004. Nesse trabalho os autores simulavam uma camada de mistura gerada por duas correntes de diferentes velocidades. Ao todo foram seis diferentes simulações, variando as condições de entrada. As velocidades, alta e baixa, da corrente livre de cada lado da placa foram adimensionalizadas na forma de um parâmetro lambda, chamado pelos autores de taxa de cisalhamento e dado por:

$$\lambda = \frac{U_2 - U_1}{U_c} \quad (2.4)$$

onde

U_1 = baixa velocidade;

U_2 = alta velocidade;

U_c = média aritmética entre as velocidades U_1 e U_2 .

Os autores escolheram os valores de velocidade das condições de entrada com base em dois valores para o número adimensional, λ , 0,60, (T2, T4 e T6) e 1,06, (T1, T3 e T5). As simulações mostraram que independentemente do valor de parâmetro “ λ ”, grandes estruturas vorticiais surgiam, fruto da instabilidade da camada de mistura.

A influência das condições de entrada na taxa de crescimento da camada de mistura também foi investigada. Embora, todos os casos simulados pelos autores possuíssem uma relação linear entre espessura da camada de mistura e a distância a jusante da borda da placa, as simulações T1, T3 e T5, tiveram maiores taxas de crescimento.

Contudo, é no processo de instabilidade da camada de mistura e formação dos grandes vórtices que os autores tecem sua principal conclusão, mostrando que essas grandes estruturas, assim como o emparelhamento turbilhonar, são dominadas pela taxa de cisalhamento. Os resultados mostraram que quando a taxa de cisalhamento era maior que 1, a camada de mistura tornava-se instável próximo à borda da placa e as estruturas turbilhonares tornavam-se maiores, Figura 2.13.

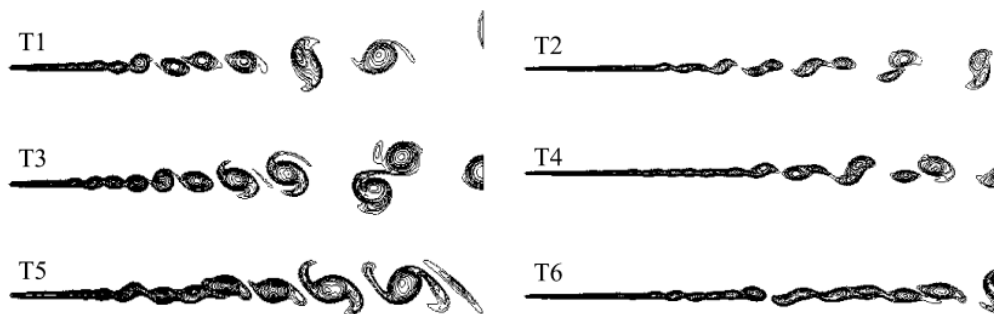


Figura 2.13 – Simulação de camadas de mistura, Yang et al., 2004.

A distribuição das quantidades médias estatísticas turbulentas mostra que o estado auto-similar do escoamento era conseguido na mesma posição para todos os casos simulados, independente da taxa de cisalhamento. Nessa posição todas as intensidades de turbulência em ambas as direções e as tensões cisalhantes colapsam em uma mesma distribuição e não mais dependem do número de Reynolds. Quanto aos valores adimensionais das quantidades médias estatísticas da turbulência os autores concluem que a taxa de cisalhamento não afeta os valores adimensionais.

Através da técnica de anemometria de fio quente, Wiecek e Mehta, 1998, estudaram experimentalmente os efeitos da relação de velocidade de entrada, U_1 e U_2 em uma camada de mistura tridimensional gerada por uma placa separadora, Figura 2.14.

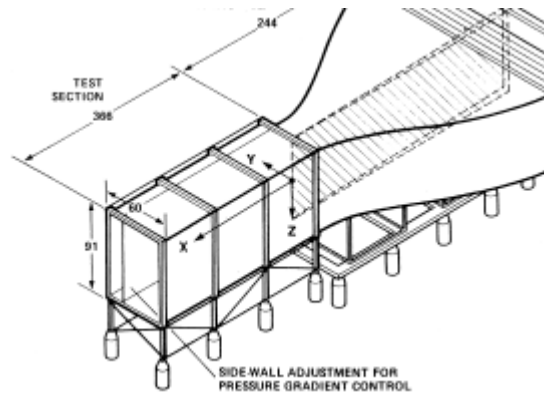


Figura 2.14 – Esquema do aparato utilizado na geração de camada de mistura. Wiecek e Mehta, 1998.

Foram avaliadas cinco diferentes relações de velocidade, $r = 0,5$ até $0,9$. Os resultados das quantidades médias e flutuantes dentro da camada de mistura foram plotados no plano y, z , para distâncias de 10 a 25 cm, a partir da borda da placa, ao longo do eixo “ x ”. Em todos os casos a tridimensionalidade do escoamento foi evidenciada. Picos de vorticidade na direção “ x ” se faziam presentes desde a estação mais próxima à borda, 100 mm, até a mais distante 250 mm. Entretanto, esses picos de vorticidade apresentavam um decréscimo com o aumento da relação de velocidade, fazendo com que os efeitos tridimensionais fossem dirimidos.

3 Fundamentos Teóricos

3.1 Equações de Balanço

A seguir será feita uma introdução à descrição das equações que governam o escoamento de um fluido. Uma análise mais detalhada pode ser encontrada em Hinze (1959) e Tennekes & Lumley (1972).

O estudo dos escoamentos turbulentos é feito, normalmente, através da solução das equações de conservação de massa e balanço de quantidade de movimento.

3.1.1 Conservação da Massa

Para um sistema de coordenadas cartesianas a equação da conservação da massa ou equação da continuidade, que descreve o movimento de um fluido contínuo e compressível, pode ser escrita na forma:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \operatorname{div} \vec{u} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} \quad (3.1)$$

onde:

ρ = massa específica do fluido,

u_i = componente da velocidade nas direções ortogonais,

x_i = são coordenadas espaciais;

t = tempo.

O símbolo D/Dt , denota a derivada substancial, que consiste da contribuição local (escoamento não permanente) $\partial\rho/\partial t$, e a contribuição advectiva através de $u_i \operatorname{div}(\rho)$. Considerando as variáveis do escoamento como a soma de um valor médio e sua flutuação e conforme a hipótese de Reynolds: $u_i = \bar{u}_i + u'_i$. A equação (3.1) pode ser reescrita na forma:

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \bar{u}_i + \overline{\rho' u'_i}) = 0 \quad (3.2)$$

Para o caso de escoamentos incompressíveis, onde ρ é constante, a equação (3.2), torna-se

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.3)$$

3.1.2 Balanço de Quantidade de Movimento

As equações de balanço da quantidade de movimento podem ser deduzidas a partir da Segunda Lei de Newton, a qual estabelece que a variação da quantidade de movimento, em uma dada direção é igual ao somatório das forças externas (forças de campo ou forças superficiais) que agem sobre a massa do fluido na mesma direção. As equações de balanço de quantidade de movimento também são conhecidas como equações de Navier-Stokes, sendo dada por:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i + f_i \quad (3.4)$$

onde

p = pressão;

ν = coeficiente de viscosidade cinemática;

f_i = são as forças de campo nas direções ortogonais.

As forças de inércia, forças de pressão, forças viscosas e forças de campo, são representadas pelo primeiro, segundo, terceiro e quarto termo da equação (3.4), respectivamente. Utilizando a hipótese de Reynolds, onde as grandezas de velocidade e pressão são decompostas em sua parte média e flutuante, equações (3.5) e (3.6), e combinando estas equações com a equação da conservação da massa, (3.2), pode-se reescrever a equação (3.4), conforme

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \quad (3.5)$$

$$p = \bar{p} + p' \quad (3.6)$$

$$\rho \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} - \rho \overline{u_i' u_j'} \right) + f_i \quad (3.7)$$

O termo $\overline{\rho u_i' u_j'}$ pode ser interpretado sobre um elemento de fluido, como tensões adicionais às tensões viscosas e às ocasionadas pelas flutuações de pressão, p' . Essas tensões são denominadas de tensões de Reynolds.

As flutuações de velocidade induzirão flutuações de pressão, sendo o campo de pressão resultante descrito pela equação de Poisson, obtida pela divergência da equação de Navier-Stokes combinada com a equação da continuidade (Willmarth, 1975), equação (3.8).

$$\nabla^2 p = -\rho \frac{\partial^2 (u_i u_j)}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3.8)$$

A introdução da hipótese de Reynolds, equações (3.5) e (3.6), na equação (3.8), obtém-se uma equação para o campo de pressões flutuante, dada por

$$\nabla^2 p' = -2\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} - \rho \frac{\partial^2 (u'_i u'_j)}{\partial x_i \partial x_j} + \rho \frac{\partial^2 \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_i \partial x_j} \quad (3.9)$$

As flutuações de pressão são produzidas pela interação dos gradientes de velocidade média com as flutuações de velocidade e tensões de Reynolds instantâneas e médias, Rotta, 1972. Conforme Townsend, 1976, a amplitude das flutuações de pressão será influenciada apenas pela flutuação de velocidade verificada a uma distância comparável ao seu comprimento de onda.

3.2 Descrição Estatística da Turbulência

Segundo Möller e Silvestrini, 2004, os escoamentos turbulentos podem ser entendidos como uma superposição de movimentos coerentes e incoerentes (aleatórios), através dos quais há a necessidade de uma abordagem clássica feita via tratamento estatístico. O conjunto de todos os resultados de um processo estocástico pode, em alguns casos, ser descrito por valores médios obtidos a partir de parte deste conjunto, ou seja, através de um intervalo de tempo finito. Segundo Bendat e Piersol, 1990, as propriedades estatísticas básicas para a descrição de registros aleatórios são as seguintes: valores médios, valores quadráticos médios, funções de densidade de probabilidade, funções de auto-correlação e correlação cruzada e função de densidade espectral.

3.2.1 Valor Médio

O valor médio de um processo aleatório $x(t)$, para um tempo, t_1 , é dado por

$$\mu_x(t_1) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_{t_1}^{t_1+t} x_k(t) dt \quad (3.10)$$

No caso em que o valor médio definido pela equação (3.10), não varia ao longo do tempo o processo aleatório é dito estacionário, o valor médio é uma constante onde é válida a equação:

$$\mu_x(t_1) = \mu_x \quad (3.11)$$

Se em um processo aleatório é estacionário e os valores médios possuem a mesma representatividade para todos os outros intervalos de tempos considerados, o processo é dito ergódico. Os processos ergódicos aparecem como uma classe importante de dados

representativos dos fenômenos físicos, pois é possível avaliar corretamente as propriedades do fenômeno como um todo a partir da análise de uma única amostragem.

3.2.2 Valor Quadrático Médio

A intensidade de um fenômeno randômico pode ser descrita em termos de valor quadrático médio, definido por

$$\psi_x^2 = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t x(t)^2 dt \quad (3.12)$$

sendo a média temporal do somatório do valor quadrático (Bendat e Piersol, 1990).

A variância representa a dispersão de um dado registro da amostra em relação a sua média, sendo dada por

$$\sigma_x^2 = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t [x(t) - \mu_x]^2 dt \quad (3.13)$$

No escoamento turbulento a variância permite conhecer a energia da parte dinâmica do sinal.

O valor *rms* é definido como a soma da raiz quadrada da variância e o quadrado do valor médio. Define uma média da dispersão da parte dinâmica de um sinal.

Portanto o valor quadrático médio, Ψ^2 , é a soma entre a variância e o quadrado da média

$$\text{rms}_{(x)} = \sqrt{\sigma_x^2 + \mu_x^2} = \Psi_{(x)} \quad (3.14)$$

3.2.3 Correlação Cruzada

Sejam $x(t)$ e $y(t)$ duas funções genéricas do tempo, a função de correlação entre ambas pode ser descrita pela equação (3.15) e denota a interdependência de dados existentes entre um tempo “ t ” e outro “ $t+\tau$ ”, sendo que “ τ ” é o tempo de retardo.

$$R_{xy}(\tau) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t x(t) y(t+\tau) dt \quad (3.15)$$

A função de correlação cruzada pode ser adimensionalizada pelos valores quadráticos médios de $x(t)$ e $y(t+\tau)$, sendo denotada por C_{xy} e chamada de coeficiente de correlação cruzada. O valor de C_{xy} estará entre -1 e 1, se para um dado tempo t , $C_{xy} = 1$, as funções são idênticas (correlatas), se $C_{xy} = 0$ não há correlação entre as mesmas.

No um caso particular em que $x(t) = y(t)$, a função (3.15), torna-se uma função de autocorrelação, R_{xx} , seus coeficientes de autocorrelação, C_{xx} , são calculados de forma análoga ao descrito acima.

Portanto em ambas funções de correlação os resultados obtidos fornecem a análise, no espaço temporal, que permite conhecer características periódicas das grandezas do escoamento.

3.2.4 Densidade Espectral de Potência

Segundo Möller e Silvestrini, 2004, a função densidade espectral, ou espectro, é essencialmente uma modificação da análise de Fourier, mais verdadeira para funções temporais e aleatória do que para funções determinísticas. Conforme Bendat e Piersol, 1990, as funções espectrais representam a razão de variação do valor quadrático médio de uma dada função $x(t)$ com função de uma banda de frequência (f).

A função densidade autoespectral, $\Phi_{xx}(f)$, também chamada de função espectral de potência para um registro estacionário, é dada por

$$\Phi_{xx}(f) = \frac{1}{B_e \theta} \int_0^\theta x^2(f, B, t) dt \quad (3.16)$$

onde

θ = um tempo adequado de observação;

B_e = largura de banda, resolução.

No espaço de Fourier, a função densidade autoespectral, equação (3.17), será definida como a transformada de Fourier da função de autocorrelação (R_{xx})

$$\Phi_{xx}(f) = \int_0^T R_{xx}(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau \quad (3.17)$$

Esta função apresenta informações equivalentes às obtidas com a função de autocorrelação, porém no domínio da frequência.

De forma análoga à equação (3.17), a função densidade espectral cruzada é definida como sendo a transformada de Fourier da função de correlação cruzada e é definida pela equação (3.18).

$$\Phi_{xy}(f) = \int_0^T R_{xy}(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau \quad (3.18)$$

3.3 Distribuição de velocidade e tensões cisalhantes em camadas de mistura planas

3.3.1 Distribuição de velocidades em camadas de mistura

De acordo com Bernard e Wallace, 1998, a espessura da camada cisalhante e a variação de velocidades, são as escalas de comprimento e velocidade que proverão as propriedades auto-preservantes em camadas de mistura. A relação funcional auto-preservante neste tipo de escoamento é dada por

$$\frac{\bar{u}_{(y)} - U_c}{\Delta U} = f(\eta) \quad (3.19)$$

sendo que:

U_c = é a velocidade de convecção, ou seja, a média de velocidade da camada de mistura, definida pela equação (3.20);

$$U_c = \frac{U_2 + U_1}{2} \quad (3.20)$$

ΔU = diferença entre a velocidade inferior da camada de mistura, U_1 e a superior, U_2 ;

η = variável de similaridade pode ser definida conforme Bram et al., 2002, por

$$\eta = \frac{2(y - y_c)}{\delta_{(x)}} \quad (3.21)$$

onde

y_c = coordenada do centro da camada de mistura;

$\delta_{(x)}$ = espessura da camada cisalhante, definida pela equação (3.22).

$$\delta_{(x)} = \frac{U_2 - U_1}{\left. \frac{\partial u}{\partial y} \right|_{\max}} \quad (3.22)$$

A utilização da variável de similaridade, η , tal como descrita na equação (3.21), permite criar uma coordenada que seja invariante na direção principal do escoamento, de tal forma que o perfil de velocidade seja independente do ponto no qual é medido, visto que em camadas de mistura auto-preservadas, a equação (3.23) deverá ser válida, Townsend, 1976.

$$\frac{\partial \delta_{(x)}}{\partial x} = \text{cte} \quad (3.23)$$

Segundo Lesieur, 1990, a solução analítica da equação diferencial que governa a distribuição de velocidades ao longo da camada de mistura leva a um perfil de velocidades na forma de uma função erro. No entanto, segundo o autor, a função tangente-hiperbólica (\tanh) é largamente utilizada nestes casos e, portanto, a equação (3.19) pode ser escrita da forma

$$\bar{u}_{(\eta)} = U_c + \frac{\Delta U}{2} \tanh(\eta) \quad (3.24)$$

3.3.2 Distribuição das tensões cisalhantes em camadas de mistura plana

A equação da quantidade de movimento de uma camada de mistura plana, bidimensional e estacionária, é dado por:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (3.25)$$

onde:

u e v = são as velocidades nas direções axial e transversal, respectivamente.

A tensão cisalhante, τ , é dividida em duas partes: uma tensão de cisalhamento devido a viscosidade molecular do fluido e uma tensão de cisalhamento turbulenta, τ_t , composta pelas flutuações de velocidade e a deformação do campo vetorial.

$$\tau_\ell = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.26)$$

$$\tau_t = \rho v_t \frac{\partial u}{\partial y} \quad (3.27)$$

Enquanto as tensões laminares são calculadas através do produto entre a viscosidade dinâmica do fluido (propriedade física do fluido), as tensões turbulentas são aproximadas por uma viscosidade turbulenta, v_t , que é considerada uma propriedade do escoamento.

Conforme Schlichting, 1968, a viscosidade turbulenta em camadas de mistura pode ser dada pelo produto entre uma constante, uma escala de comprimento e uma escala de velocidade, conforme a equação (3.28).

$$v_t = V \ell \quad (3.28)$$

onde:

ℓ e V , são as escalas de comprimento e velocidade, respectivamente.

Utilizando como escalas de comprimento e velocidade a espessura da camada cisalhante variação de velocidade, pode-se reescrever a equação (3.28), como

$$v_t = c \delta_{(x)} \Delta U \quad (3.29)$$

Substituindo-se a equação (3.29) em (3.27), a tensão turbulenta é dada por

$$\tau_t = -\rho \overline{u'v'} = c \rho \delta_{(x)} \Delta U \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (3.30)$$

todos os termos da equação (3.30), podem ser obtidos do escoamento principal.

4 Procedimento Experimental

4.1 Descrição da Seção de Testes

Os experimentos foram realizados em um canal aerodinâmico.

O fluido de trabalho utilizado é o ar, a temperatura ambiente, sendo este dirigido por um ventilador centrífugo, passando por um difusor e um conjunto de homogenizadores. Sendo o primeiro o e segundo em forma de favo, construídos de metal e canudos plásticos, e o terceiro composto de duas telas. O escoamento chega à seção de testes com intensidade de turbulência menor que 1%. Após a passagem pelas telas está localizado um tubo de Pitot, fixo, através do qual a velocidade de referência, U_{ref} , pode ser avaliada. Nas três primeiras seções a velocidade de referência é assumida a mesma, $U_{ref} = 13.50$ m/s, no entanto pequenas variações no decorrer de trocas de seção de testes foram detectadas e situaram-se na faixa entre 13,40 e 13,60 m/s. Na quarta seção, as velocidades de referência foram menores, $U_{ref} = 8,70$ m/s, mantendo-se fixas.

Foram avaliados 4 tipos de seções de testes. Estas seções foram inseridas em um canal retangular com 3320 mm de comprimento, 146 mm de altura e 193 mm de largura. Dependendo do tipo de seção a ser estudada, tanto a largura do canal, w , quanto sua altura, H , poderiam ser variadas através de paredes móveis. De maneira geral, procurou-se uma uniformidade em algumas características dimensionais do canal. Primeiro, para a maioria das seções os valores típicos de largura de canal, w , foram 60, 120 e 150 (mm), exceto para a terceira e quarta seções de testes. Na terceira seção o valor de 150 mm foi substituído por 130 mm, devido ao curso máximo do posicionador tri-axial que se dispunha. Na quarta seção trabalhou-se com dois perfis semi-circulares, de raio 66 mm, separados por uma distância de 10 mm e depois 4 mm, Figura 4.3. Desta forma, para tais seções, tem-se a largura “ w ” 142 mm e 136 mm, respectivamente.

Quanto aos números de Reynolds das diferentes seções, estes podem ser avaliados de duas maneiras. A primeira, e mais usual em se tratando de escoamentos em canais compostos, é a composição do número de Reynolds por meio da velocidade de referência, diâmetro-hidráulico do canal, D_h , e a viscosidade cinemática do fluido, equação (4.1). Entretanto, em problemas envolvendo camadas de mistura é comum definir números de Reynolds pelo uso de escalas características do problema. Desta forma, uma segunda definição pode ser avaliada na equação (4.2).

$$Re = \frac{U_{ref} D_h}{\nu} \quad (4.1)$$

$$Re_{\delta} = \frac{\Delta U \delta_{(x)}}{\nu} \quad (4.2)$$

onde

ΔU = diferença de velocidade na camada de mistura, m/s

$\delta_{(x)}$ = espessura da camada de mistura, m

ν = viscosidade cinemática do fluido, propriedade física do fluido.

4.1.1 Descrição da Primeira seção de testes – Seções do Tipo “PL”

A representação lateral da bancada de testes utilizada para realização dos experimentos pode ser observada na Figura 4.1(a). Assim como as seções subseqüentes, estas também serão designadas por nomes, sendo chamadas de seções “PL” e seu respectivo número, conforme Tabela 1.

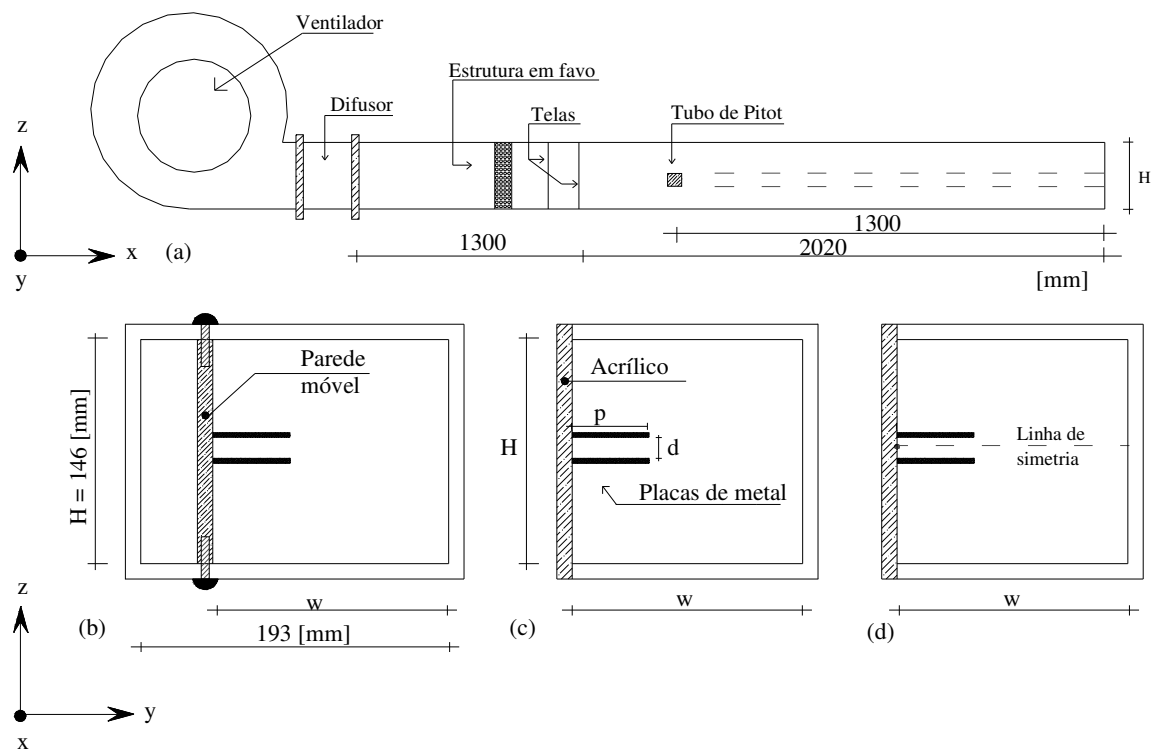


Figura 4.1 – Esquema da primeira seção de testes, tipo PL. a) visão lateral. b) Detalhe da parede móvel. c) Detalhe da colocação das placas. d) posição da linha de simetria.

Neste tipo de seção as investigações foram feitas para três valores diferentes de w , 60, 120 e 150 mm, conseguido por meio de uma parede móvel, Figura 4.1 (b).

Dentro do canal, na parede lateral móvel, foram montadas duas placas finas paralelas de espessura, $e = 1,2$ mm, com profundidade “ p ”, distância entre elas “ d ” e comprimento “ L ”.

Estas dimensões podiam ser livremente alteradas, no entanto, com base em algumas análises preliminares e no trabalho de Meyer e Rehme, 1994 e 1995, foram escolhidos alguns valores adimensionais, p/d e w/p . Sendo este último escolhido de forma a não criar mais um conjunto de variáveis ao problema. Foram, então, avaliadas três diferentes relações

profundidade/distância entre placas, p/d , 5, 10 e 12,50. A relação largura do canal, w , e profundidade, p , foram mantidas constante durante todos os experimentos, $w/p = 3$. Com base nos valores de p/d , foram calculados 3 valores de “ d ”, 4, 8 e 10. A Tabela 1, mostra as diferentes configurações das seções de teste em estudo.

Tabela 1 – Os diferentes parâmetros geométricos estudados na primeira seção. Dimensões em [mm].

Número	w	p	d	L	p/d	w/d	L/p	L/d	$Re = \frac{U_{ref} D_h}{\nu}$	$Re = \frac{\Delta U \delta_{(x)}}{\nu}$
PL-01	150	50	10	1250	5	15	25	125	$1,49 \times 10^5$	$9,70 \times 10^3$
PL-02	120	40	8	1000	5	15	25	125	$1,16 \times 10^5$	$9,13 \times 10^3$
PL-03	60	20	4	500	5	15	25	125	$7,40 \times 10^4$	$1,05 \times 10^4$
PL-04	150	50	10	500	5	15	10	50	$1,30 \times 10^5$	$2,80 \times 10^3$
PL-05	120	40	8	500	5	15	12,5	62,5	$1,33 \times 10^5$	$3,50 \times 10^3$
PL-06	60	20	4	250	5	15	12,5	62,5	$7,30 \times 10^4$	$3,13 \times 10^3$
PL-07	150	50	4	1250	12,5	37,5	25	312,5	$1,65 \times 10^5$	$2,61 \times 10^4$
PL-08	120	40	4	1000	10	30	25	250	$1,36 \times 10^5$	$1,37 \times 10^4$
PL-09	150	50	4	500	12,5	37,5	10	125	$1,30 \times 10^5$	$6,30 \times 10^3$
PL-10	120	40	4	500	10	30	12,5	125	$1,26 \times 10^5$	$7,30 \times 10^3$

O grupo formado pelas seções n° 01, 02 e 03, e aquele formado pelas seções n° 04, 05 e 06, guardam relações adimensionais iguais, dentro do seu grupo. Um exemplo deste fato pode ser visto quando são avaliados os valores de w/d , L/p e L/d , para as seções n° 01 e 03, estes valores são iguais e valem respectivamente 15, 25 e 125, em ambos os casos. Desta mesma forma o grupo formado pelas seções n° 04, 05 e 06, possuem os valores acima citados iguais a 15, 10 e 50, respectivamente, exceto para seção n° 04, onde $L/d = 50$.

4.1.2 As segunda e terceira seções de testes – Seções tipo “SS” e “DS”.

A segunda seção de teste, chamada de “SS”, e a terceira, “DS”, são variações da primeira seção, discutida no item 4.1.1. No caso das seções “SS” foram fixadas barras de alumínio junto a uma das paredes laterais do canal, formando um canal composto bastante similar ao primeiro caso. Quanto a outra configuração, “DS”, estas barras foram movidas para o centro do canal, formando assim 2 canais principais conectados por uma fenda, Figura 4.2 (c) e (d), respectivamente. Ambos os casos as barras são separadas por uma distância “ d ”, 10, 08, 04 mm. Em ambas as seções os mesmos tubos metálicos foram utilizados, perfis comerciais de altura, 25 mm, e largura variável, 50, 38 e 25.

Ambas as seções foram montadas dentro do mesmo canal da Figura 4.1, porém, desta vez, havendo redução de área transversal por meio de uma parede inferior móvel, Figura 4.2 (a). Desta forma, ambas as dimensões, “w” e “H”, poderiam ser variadas. Foram avaliadas seções possuindo dois diferentes valores para “H” 60 e 54 e três diferentes valores para “w”, 130, 120 e 75, sempre buscando o valor $w/p = 3$. Os valores de 130 e 75 diferem dos valores da primeira seção, 150 e 60, por motivos diferentes. No primeiro caso, $w = 130$, este era o máximo valor que o posicionador poderia atingir transversalmente e no segundo caso, $w = 75$, deveu-se ao fato das dimensões do último perfil metálico, pois comercialmente, somente eram disponibilizadas barras de alumínio de 25 mm de largura.

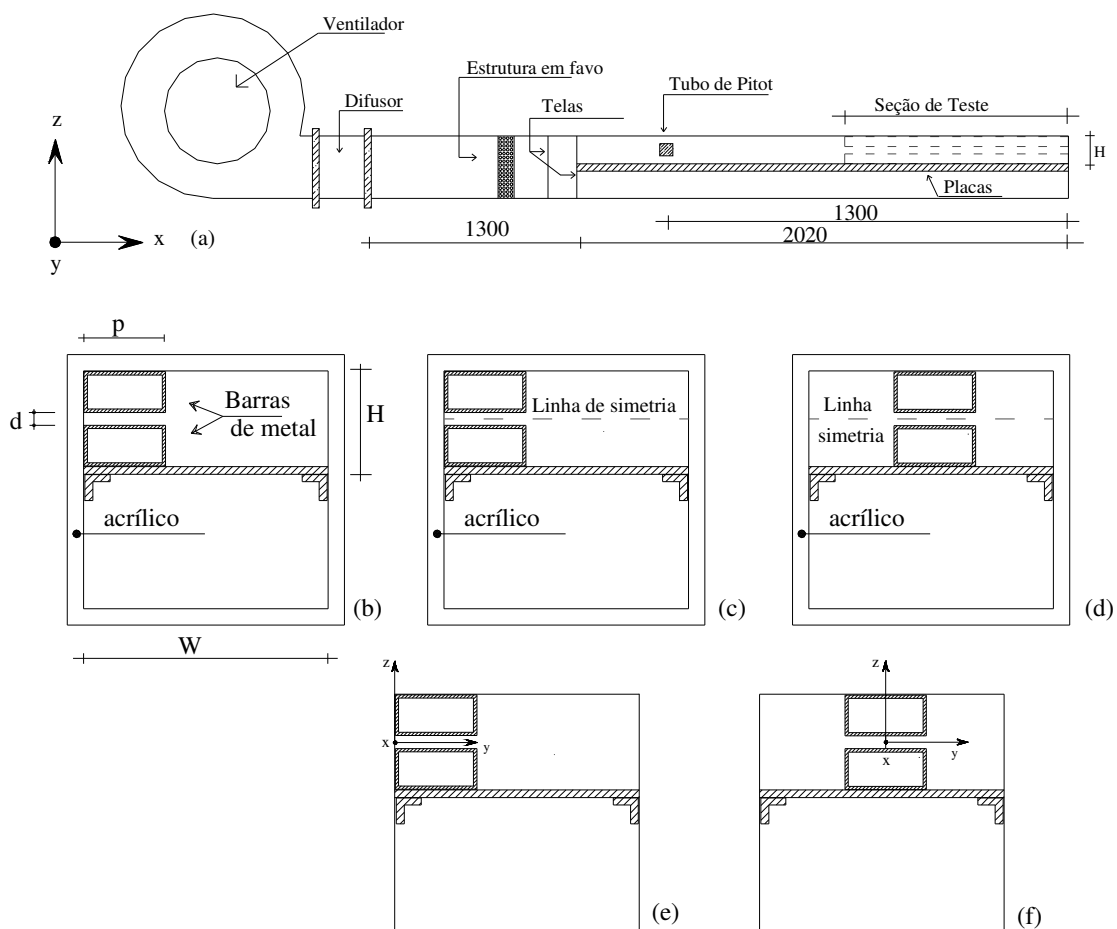


Figura 4.2 – Esquemas da segunda e terceira seções de teste. Tipo SS, (b) e (c). Tipo DS, (d) e (f).

A Tabela 2, mostra as diferentes configurações estudadas dentro destas duas topologias. As escolhas por tais dimensões foram feitas por meio dos resultados já avaliados da primeira seção de testes. O sistema de coordenadas pode ser visto nas Figura 4.2 (e) e (f).

Tabela 2 - Os diferentes parâmetros geométricos estudados nas segunda e terceira seções. Dimensões em [mm].

Número	w	p	d	L	p/d	w/p	$Re = \frac{U_{ref} D_h}{\nu}$	$Re = \frac{\Delta U \delta_{(x)}}{\nu}$
SS-01	150	50	10	1250	5.00	2.60	$6,19 \times 10^4$	$1,42 \times 10^4$
SS-02	150	50	4	1250	12.50	2.60	$5,48 \times 10^4$	$1,60 \times 10^4$
SS-03	120	38	4	1000	9.50	3.15	$4,49 \times 10^4$	$8,00 \times 10^3$
SS-04	75	25	4	500	6.25	3.00	$3,75 \times 10^4$	$8,05 \times 10^3$
DS-05	130	50	10	1250	5.00	2.60	$4,25 \times 10^4$	$1,19 \times 10^4$
DS-06	130	50	4	1250	12.50	2.60	$3,69 \times 10^4$	$1,27 \times 10^4$
DS-07	120	38	4	1000	9.50	3.15	$3,96 \times 10^4$	$1,15 \times 10^4$
DS-08	75	25	4	500	6.25	3.00	$3,12 \times 10^4$	$5,12 \times 10^3$

4.1.3 Descrição da quarta seção de testes – Seções tipo “MC”

A quarta seção, denominada “MC”, é composta por duas semi-circunferências de acrílico de raios externo igual a 66 mm e ambas medindo 2000 mm. A Figura 4.3, mostra como foi planejado a montagem da seção de testes.

Esta é a seção que mais difere das outras, sendo bastante similar àquela estudada por Möller, 1991, Figura 2.1 (a) e usualmente estudada em problemas envolvendo escoamento em feixes de barras, simplificações bastante usuais para o estudo das características dinâmicas do escoamento no interior de reatores nucleares ou trocadores de calor.

Ambas semi-circunferências foram dispostas lado a lado separadas por uma fenda “d”. Foram avaliados dois valores para “d”, 10 e 04 mm. Em virtude da diferença de tamanho da fenda, 10 para 04 mm, a largura do canal mudou de 142 mm (para a maior fenda), para 136 mm (fenda menor), por meio de uma parede lateral móvel (tal como usado na construção da primeira seção de testes). Em ambos os casos a altura “H” do canal permaneceu constante e igual a 143 mm. A Tabela 3, mostra os detalhes geométricos da quarta topologia. Desta vez, o domínio do problema é semelhante aqueles investigados por Rowe, 1973, Hooper, 1980 e Möller, 1991, onde a principal característica geométrica é a relação adimensional passo/diâmetro, P/D.

Tabela 3 - Os diferentes parâmetros geométricos estudados na última seção de testes. Dimensões em [mm].

Número	w	P	d	L	D	P/D	a=b	D_h	L/D_h	$Re = \frac{U_{ref} D_h}{\nu}$	$Re = \frac{\Delta U \delta_{(x)}}{\nu}$
MC-01	142	142	10	2000	132	1,076	7,96	39	51	$2,19 \times 10^4$	$8,60 \times 10^3$
MC-02	136	136	4	2000	132	1,030	7,96	40	50	$2,19 \times 10^4$	$1,45 \times 10^4$

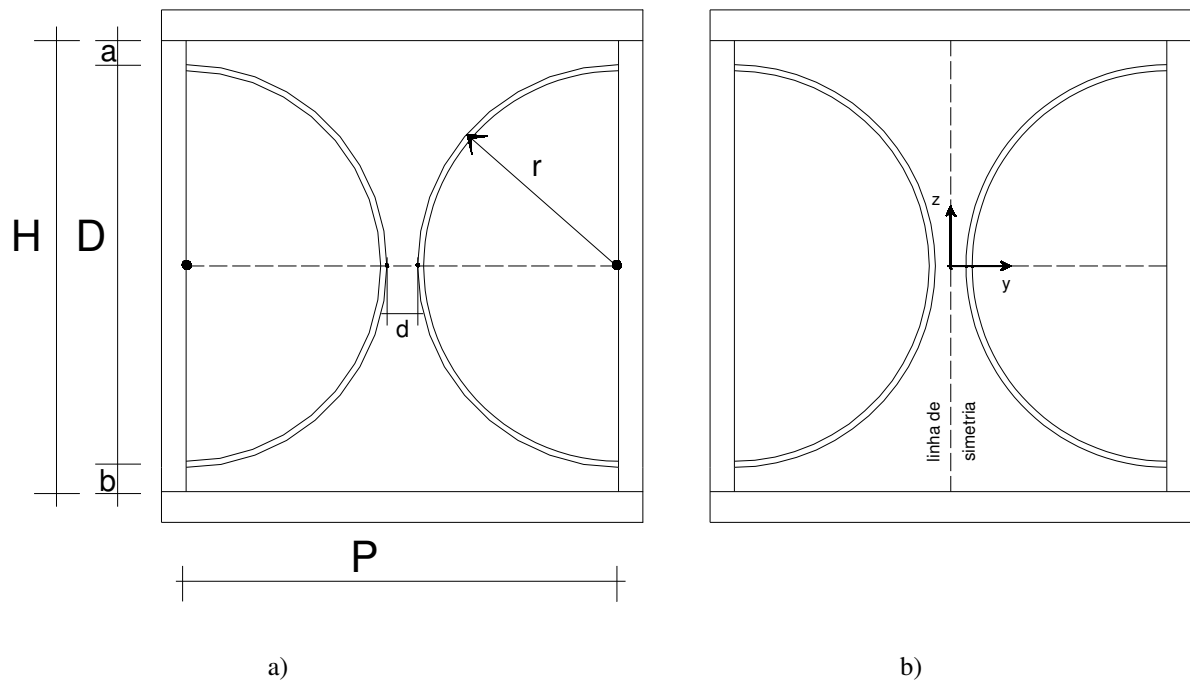


Figura 4.3 – Esquema de construção da quarta seção de teste. Tipo MC.

4.2 Instrumentação

Nas primeiras três seções de teste, PL, SS, e DS, a instrumentação utilizada para o controle da velocidade de entrada é a mesma e posicionada de forma idêntica. A uma distância de 720 mm a jusante das duas telas homogenizadoras, existe instalada uma sonda de Pitot e um sensor de temperatura. A sonda de Pitot foi utilizada para medir a velocidade de referência, U_{ref} , do escoamento não perturbado, por meio de um manômetro eletrônico. Esta velocidade de referência foi tomada para todas as medições, não tendo sido movimentado este tubo de Pitot ao longo de todo o trabalho experimental. Nas as medições de velocidade média, na saída da seção de testes, foi utilizado um tubo de Pitot, de diâmetro externo, $\varnothing_e = 1,25$ mm, e posteriormente tais valores foram confrontados com os valores de sonda anemométrica.

De forma geral, tanto as medições de velocidade média quanto suas flutuações foram avaliadas na linha de simetria, linha esta paralela ao eixo “y” nas três primeiras topologias, PL, SS, DS, figuras 4.1 e 4.2. Enquanto que, para a última topologia, MC, o eixo de simetria de interesse era paralelo ao eixo “z”, Figura 4.3.

Na obtenção das diferentes componentes de flutuação de velocidade, axial, u' (paralela ao eixo “x”) e transversal, v' (paralela ao eixo “y” nas seções “PL”, “SS” e “DS”), foi empregada a técnica de anemometria de fio quente, utilizando uma sonda de temperatura constante DANTEC StreamLine. Na medição simultânea destas duas componentes foi utilizada uma sonda dupla que

possui como característica especial um fio perpendicular ao escoamento principal e outro inclinado a 45° .

Quanto à última seção de testes, “MC”, nesta também foram utilizadas as mesmas técnicas de medição de flutuação de velocidade, no entanto a componente transversal, agora, é paralela ao eixo “z”. No controle de velocidade de entrada, U_{ref} , foi utilizado o mesmo tubo de Pitot das demais seções, porém, desta vez, a velocidade de entrada foi medida no sub canal formado pelos feixes, 500 mm a jusante das telas homogenizadoras, e 50 mm acima da linha de simetria horizontal, Figura 4.4.

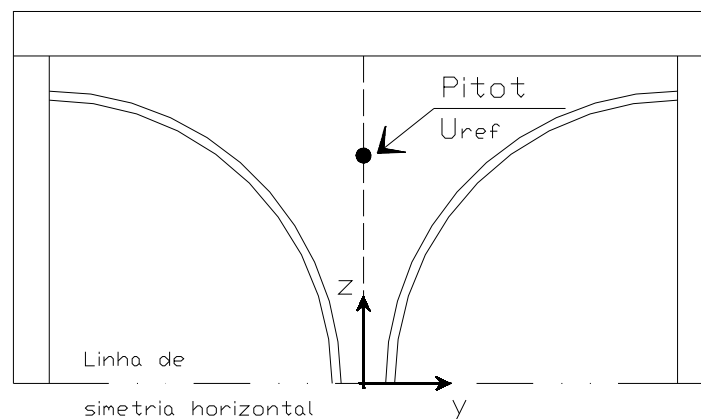


Figura 4.4 - Esquema da localização do tubo de Pitot - U_{ref} .

Todas as medições envolvendo velocidade média e flutuações de velocidade se deram 20 mm a montante da saída da seção de testes.

4.3 Metodologia de Ensaio

No início de cada série de medições, as condições ambientais eram avaliadas: pressão atmosférica, temperatura ambiente e do escoamento. A temperatura do fluido de trabalho era medida no interior do túnel de vento depois de estabelecido o escoamento, a fim de reduzir a diferença de temperatura entre o início e o final das medições, para a determinação das propriedades físicas do fluido durante o processo. A velocidade de referência era também avaliada por meio de um tubo de Pitot, tal como mostrado na Figura 4.1. Após estabelecido as condições permanentes o tubo de Pitot era removido a fim de não causar qualquer interferência ao escoamento.

As calibrações dos sistemas de anemometria eram efetuadas em dispositivos próprios para obtenção das curvas de calibração. A calibração do anemômetro de fio quente foi feita utilizando a bancada de calibração descrita por Vicari, 1996, utilizando manômetros eletrônicos

Hartmann & Braun ARA 200 e multímetros aferidos, estabelecendo assim a relação entre velocidade e voltagem.

O tubo de Pitot e a sonda de fio quente foram movimentados por meio de um posicionador tri-axial. Os eixos foram estabelecidos de forma que as velocidades e suas flutuações na direção axial fossem paralelas ao eixo principal do canal, eixo “x” e a componente transversal paralela a linha de simetria. No último caso, seções “MC”, a linha de simetria encontra-se no eixo “z”.

4.4 Anemometria de Fio Quente

O anemômetro de fio quente a temperatura constante (CTA) consiste, basicamente, em uma ponte de Wheatstone e um servo amplificador, onde a sonda é o braço ativo desta ponte, Figura 4.5. A sonda é mantida a temperatura constante e o escoamento tende a resfriá-la, fazendo com que a resistência ôhmica caia, desbalanceando a ponte, a qual é alimentada pelo servo amplificador que tem a função de restabelecer a resistência original da sonda por acréscimo ou redução na tensão de operação da ponte. Logo, a velocidade do fluido é determinada pela variação na transferência de calor entre o fio da sonda e o escoamento, Möller, 2003.

As sondas devem ser calibradas antes de cada medição, estabelecendo-se assim as relações entre a velocidade do fluido e a tensão da ponte de Wheatstone, para uma certa temperatura. O processo e a bancada de calibração utilizados, por Vicari, 1996, são os mesmos utilizados neste trabalho.

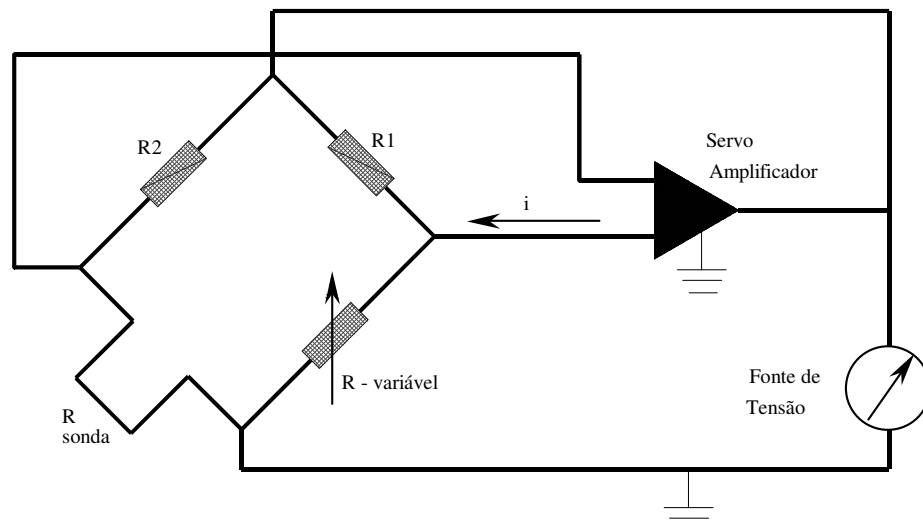


Figura 4.5 – Circuito de medição em anemometria de fio quente (DANTEC,1992).

4.5 Determinação das Velocidades Médias, Intensidade de Turbulência e Ângulos de Inclinação com o Anemômetro de Fio Quente

4.5.1 Sonda de Fio Reto-inclinado

Devido à impossibilidade de simultaneidade de medições de velocidades em duas direções ortogonais utilizando-se uma única sonda, utilizou-se uma sonda dupla. Esta sonda possui um fio inclinado a 45°, e outro reto, tal como representados na Figura 4.6.

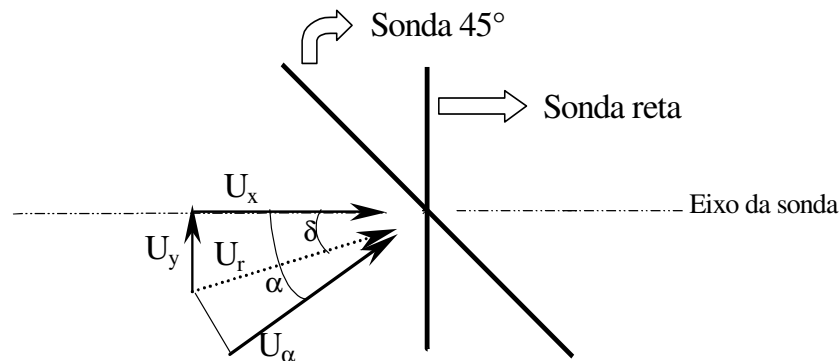


Figura 4.6 - Posição do vetor velocidade na sonda dupla, Indrusiak, 2004.

Sendo a velocidade real, U_r , e a velocidade axial, U_x , dadas pelas equações (4.3) e (4.4).

$$E_x^2 - E_{0x}^2 = B_x U_x^{n_x} \quad (4.3)$$

$$E_\alpha^2 - E_{0\alpha}^2 = B_\alpha U_{\text{real}}^{n_\alpha} \cos^m(\alpha - \delta) \quad (4.4)$$

sendo

E = Tensão medida pela sonda, sonda reta (E_x), sonda inclinada (E_α);

E_0 = Tensão a velocidade zero, sonda reta (E_{0x}), sonda inclinada ($E_{0\alpha}$);

B , n_x , n_α , m = são coeficientes obtidos a partir da calibração de ambas as sondas.

α = ângulo efetivo da sonda de fio inclinado, 45°.

A proposta para calibração de sondas de fio quente, feita por Collis e Williams, 1959, é válida se a temperatura da calibração for a mesma de medição, portanto, a tensão a velocidade zero de ambos os fios devem ser corrigidos, conforme Vosáhló, 1984.

Como a velocidade na direção axial ao eixo dos tubos, U_x , pode se escrita como uma função da velocidade real, U_{real} , e o cosseno do ângulo de incidência, δ , dada equação (4.5).

$$U_x = U_{\text{real}} \cos(\delta) \quad (4.5)$$

Substituindo a equação (4.5) em (4.4), obtém-se:

$$E_{\alpha}^2 - E_{0\alpha}^2 = B_{\alpha} \frac{U_x^{n\alpha}}{\cos^{n\alpha} \delta} \cos^m(\alpha - \delta) \quad (4.6)$$

Rearranjando as equações (4.3) e (4.4) e considerando os expoentes “n α ” e “nx” iguais chega-se na equação

$$\sqrt{2} \left(\frac{B_x (E_{\alpha}^2 - E_{0\alpha}^2)}{B_{\alpha} (E_x^2 - E_{0x}^2)} \right)^{\frac{1}{m}} = \frac{\cos(\delta) + \sin(\delta)}{\cos^{\frac{n}{m}}(\delta)} \quad (4.7)$$

Considerando $m = n$, a tangente do ângulo de incidência do vetor velocidade, δ , é dado pela equação (4.8).

$$\text{tg}(\delta) = \sqrt{2} \left[\frac{B_x (E_{\alpha}^2 - E_{0\alpha}^2)}{B_{\alpha} (E_x^2 - E_{0x}^2)} \right]^{\frac{1}{m}} - 1 \quad (4.8)$$

A consideração de $n=m$ somente deverá ser feita para ângulos de incidência menores que 40°, pois a partir deste limite os erros em se considerar $n = m$, aumentam muito de forma a comprometer as medições.

4.6 Aquisição e Análise de Dados

A aquisição dos dados foi realizada utilizando uma placa conversora analógico-digital, modelo National Instruments, NI USB - 9162, com quatro canais, resolução de 16 bits (65536 níveis), operando nas tensões; 0-10 V e $\pm 10V$.

As frequências de aquisição dos dados, o tempo de duração dos registros e o filtro passa baixa utilizado, foram estabelecidos em função de testes realizados em medições prévias sendo respectivamente 3,0 KHz, 43,69 s e um filtro passa baixa em 1,0 KHz. Esses valores de frequência de aquisição, tempo de amostragem e filtro passa baixa, foram utilizados em todas as medições envolvendo anemometria de fio quente. Sendo assim, buscou-se, uniformidade e repetibilidade dos resultados, bem como a melhor definição das curvas de funções estatísticas obtidas, de modo a permitir a interpretação física dos resultados.

O resultado direto das medições de flutuação de velocidade, era a tensão do sinal analógico que posteriormente era convertido para o domínio digital, na forma de um número inteiro na faixa entre 0 e 65536, valores estes determinados pela resolução de 16 bits do conversor analógico digital.

A faixa de variação do sinal de entrada foi previamente analisada para uma seleção adequada da faixa de ganho do conversor que visava, por um lado não perder informações devido a sobre ou sub-tensões e, por outro, otimizar o uso dos níveis do conversor disponíveis. O resultado era armazenado em meio magnético para posterior conversão ao domínio da grandeza física (velocidade) com o uso da curva de calibração correspondente, previamente obtida.

5 Resultados

5.1 As Características dos Perfis de Velocidade Média

O perfil de velocidades médias na linha de simetria da seção de testes PL-02, (Tabela 1), é apresentado na Figura 5.1.

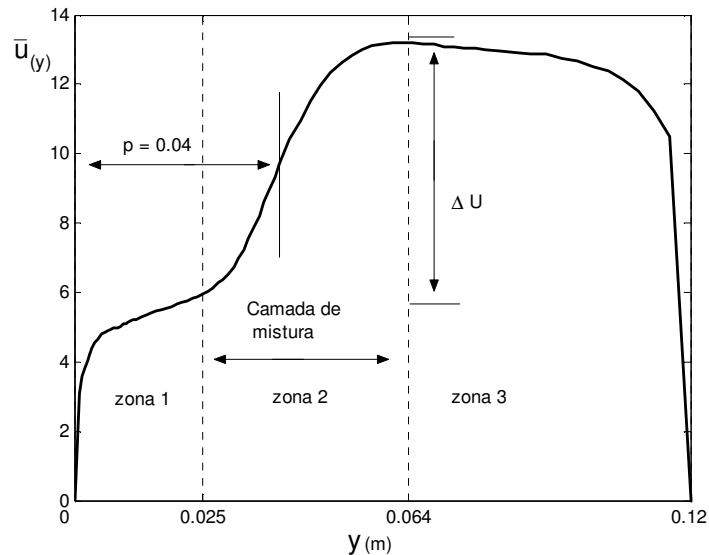


Figura 5.1 - Perfil de velocidade axial na linha de simetria, PL-02.

Este perfil pode ser dividido em três diferentes zonas: nas zonas 1 e 3 a distribuição de velocidades é fortemente influenciada pela presença das paredes laterais do canal, levando a uma distribuição logarítmica de velocidades. A Figura 5.2 (a) e (b), mostra a distribuição de velocidades junto a parede lateral do túnel. As velocidades foram adimensionalizadas na forma de u^+ e a distância perpendicular a parede como coordenadas de parede, y^+ .

onde

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u_*} \quad (5.1)$$

$$y^+ = \frac{y u_*}{\nu}$$

Na Figura 5.2 (b), os dados experimentais são plotados juntamente com a formulação clássica de lei da parede, equação (5.2).

$$u^+ = 2,50 \ln y^+ + 5,50 \quad (5.2)$$

Nota-se por meio da Figura 5.2 (a), que a distribuição logarítmica de velocidade nesta região é válida. Entretanto, quando os dados experimentais são confrontados com a lei clássica

de parede, equação (5.2), as duas curvas não coincidem satisfatoriamente. Contudo, a inclinação da reta é a mesma. Quando mudado o termo independente de 5,50 para 11, os dados experimentais e são quase idênticos aos preditos pela equação na forma da equação (5.2).

Este fato além de não ser esperado, não é uma ocorrência isolada para esta seção. Em todas as seções medidas os pontos experimentais não coincidiram com os valores obtidos da equação (5.2). Desta forma, pode-se inferir duas conclusões: ou os coeficientes da equação (5.2), “A” e “B”, não são adequados para a representação do perfil de velocidades junto à parede na região entre-placas, ou, a diferença encontrada é uma soma de diferentes fatores: erros de posicionamento e obtenção da velocidade de fricção, u^* e uma incompleta redistribuição do escoamento nos subcanais. Essas diferenças vêm ao encontro do trabalho de, Rehme, 1986. O autor estudou as características a redistribuição do escoamento turbulento em um feixe de barras, $P/D = 1,148$, para diferentes relações de L/D_h , 48,70, 73,00 e 97,40. Os resultados mostraram que embora a estrutura da turbulência não tivesse mudanças significativas a partir de $L/D_h = 48,70$, a redistribuição do escoamento médio entre os subcanais ainda não era totalmente completa para $L/D_h = 97,40$.

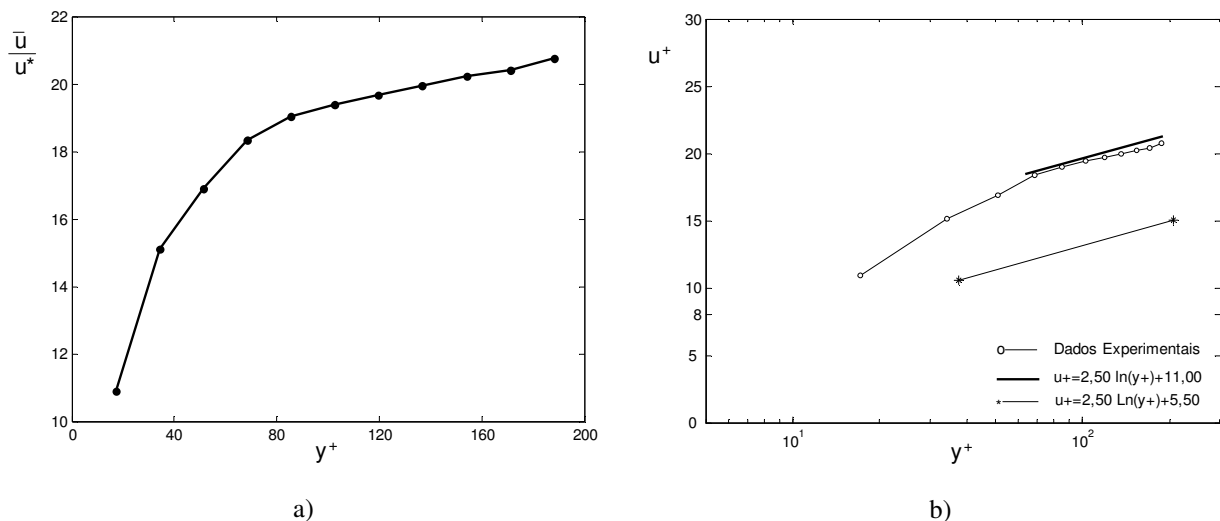


Figura 5.2 – Distribuição de velocidades na zona 1.

Quanto à distribuição de velocidade na zona 2, a influência das paredes não é mais observada. Nesta região a distribuição de velocidade é função das características geométricas da seção de testes, profundidade, p , distância entre placas, “ d ” e o comprimento da seção de testes, X . Essa configuração é responsável pela formação de uma camada de mistura que se estende desde uma posição, ainda indeterminada, na região entre-placas, até uma posição dentro do subcanal principal. A Figura 5.1 mostra este fato.

A Figura 5.3 (a) e (b), mostra a distribuição da velocidade média axial, ao longo da linha de simetria para as seções de teste PL-01, 02, 03, 04, 05 e 06, (Tabela 1). Os perfis de velocidade

da Figura 5.3 (a) e (b), são mostrados de forma adimensional, as velocidades são adimensionalizadas pela velocidade máxima camada de mistura, U_2 , enquanto que as posições de leitura, ao longo da linha de simetria, foram adimensionalizadas pela profundidade da seção, dimensão “p”.

A legenda em cada gráfico mostra o número da configuração “PL”, a profundidade e distância entre as placas, “p” e “d”, bem como a posição a partir da entrada da seção de testes onde dos dados de velocidade foram tomados, “X”.

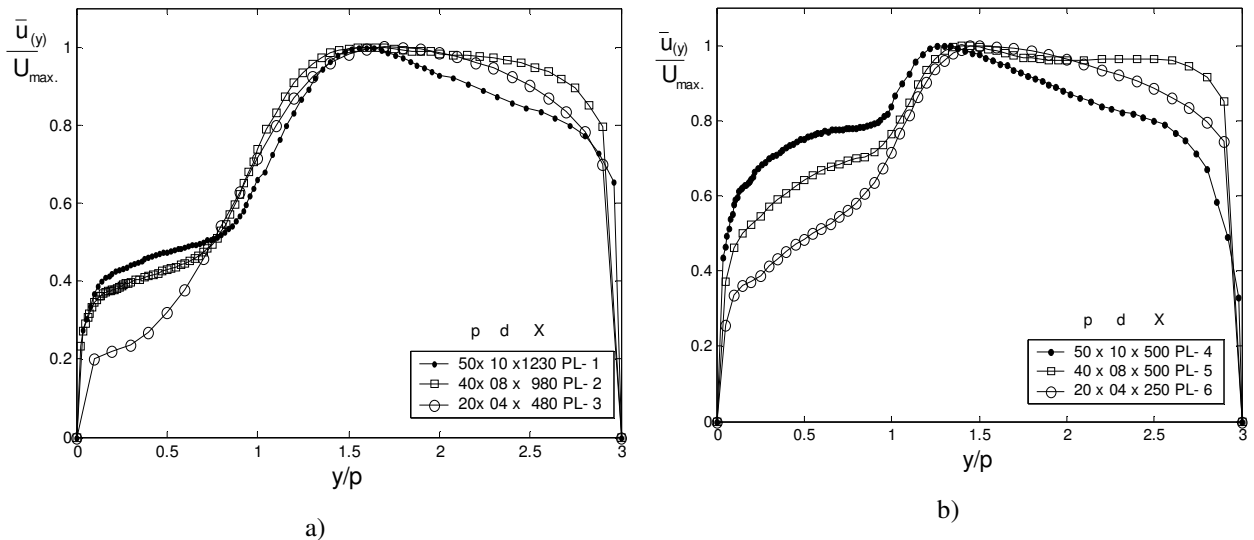


Figura 5.3 -Perfis de velocidade axial para a configuração PL. a) seções 01, 02 e 03. b) seções 04, 05 e 06.

A análise dos perfis de velocidade mostra um escoamento cisalhante caracterizado pela presença de duas camadas de diferentes velocidades: a velocidade máxima dentro da camada de mistura, U_2 , que coincide com a velocidade máxima do subcanal na linha de simetria, e a velocidade mínima da camada, U_1 , que acontece em um ponto na região entre as placas (ponto onde termina a influência da parede no perfil de velocidade).

A Figura 5.3 (a), mostra os perfis de velocidade medidos nas seções de testes PL- 01, 02, e 03, é importante notar que estas seções possuem todas suas relações adimensionais iguais entre si (tantas relações quantas forem possíveis fazer utilizando os parâmetros geométricos “p”, “d” e “X”). Embora todas essas relações adimensionais sejam iguais pode ser visto que a forma do perfil de velocidade muda. À medida que os valores de “p” e “d” crescem a diferença de velocidade (tal como mostrada na Figura 5.1), decresce.

Da mesma forma os perfis de velocidade da Figura 5.3 (b), também foram confrontados entre si. Novamente, seus parâmetros adimensionais são os mesmos entre si. Pode-se observar o similar comportamento ao encontrado nos perfis de velocidade das seções nº 01, 02 e 03, ou seja, existe um claro decrescimento da diferença de velocidade quando os valores de “p” e “d”

crecem. Entretanto quando são comparados os perfis de velocidade da figura 5.3 (a) e (b), ambas com a mesma relação adimensional $p/d = 5$, porém com um menor comprimento de desenvolvimento “X”, nota-se que os perfis de velocidades medidos nas seções mais curtas, Figura 5.3 (b), são oriundos de um escoamento ainda em pleno processo de desenvolvimento.

As mesmas características encontradas nos perfis de velocidade nas seções “PL”, também foram encontradas nas outras seções, “SS”, “DS” e “MC”.

A Figura 5.4 (a), mostra os perfis de velocidade para a configuração “SS”. Tal como ocorrido na configuração anterior, PL, pode-se ver que a camada de mistura é novamente formada. Uma primeira análise, tal como fora feita para as Figura 5.3 (a) e (b), fica um pouco prejudicada visto que as relações adimensionais, neste caso, não são todas iguais. Entretanto, quando são avaliadas as configurações SS-01 e SS-02, Figura 5.4 (b), (onde há somente variação no parâmetro “d”), torna-se bastante claro o efeito causado ao perfil de velocidade quando a dimensão “d” diminui em relação aos outros parâmetros dimensionais.

As linhas verticais na Figura 5.4 (b), mostram o início das camadas de mistura para ambos os perfis de velocidade. Pode-se notar que o perfil de velocidades médias produzido pela seção SS-2 possui uma variação de velocidade maior e a camada de mistura começa logo no início da região entre-placas na coordenada $y/p = 0,20$. Enquanto que na seção SS-1, que possui maior “d” sua camada de mistura começa em $y/p = 0,50$.

Quanto ao término da região cisalhante, esta posição não é invariante como mostra a Figura 5.4 (b), no entanto, o ponto máximo de velocidade no subcanal tem sido encontrado na coordenada $1,60 < y/p < 1,90$, tanto na configuração “PL” quanto “SS”.

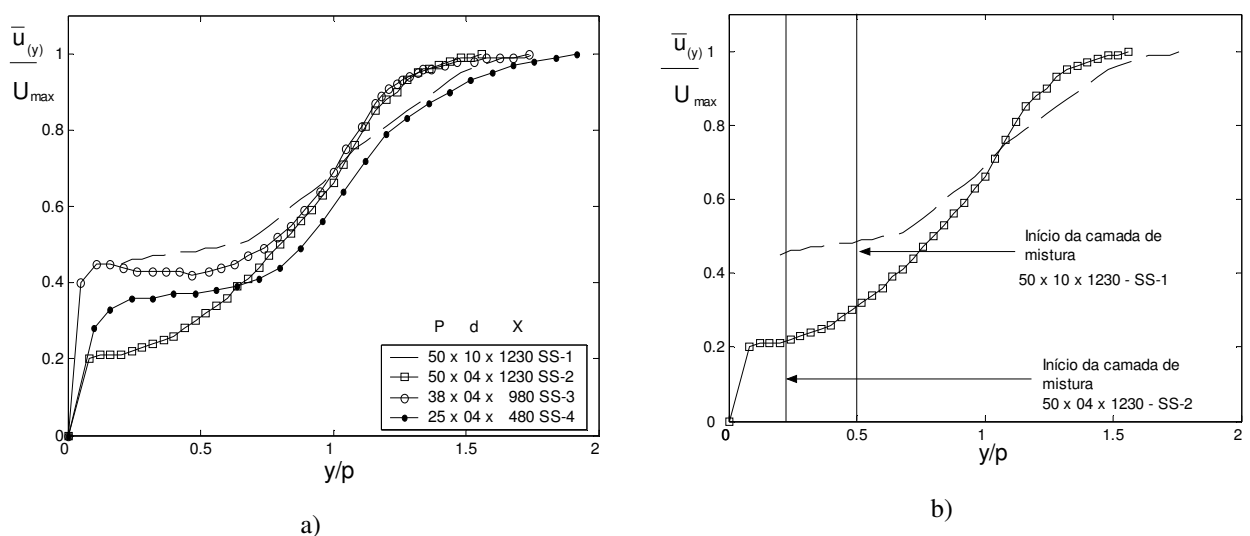


Figura 5.4 – Perfis de velocidade axial para a configuração SS.

As duas próximas configurações são semelhantes em um aspecto: ambas apresentam dois subcanais principais separados por uma fenda de largura “d”, Figura 4.2 (f) e Figura 4.3 (b). Sendo baseadas nas seções estudadas por Möller, 1991, e Meyer e Rehme, 1995. Em cada lado dos subcanais principais uma camada de mistura será formada. Esta camada deverá, por simetria, começar no centro do canal na coordenada $y = 0$ (ou $z = 0$, para as seções “MC”), estendendo-se até uma posição no subcanal principal, onde a velocidade axial é máxima.

A Figura 5.5 (a) e (b), mostra os perfis de velocidade medidos nas configurações “DS” e “MC”. Da mesma forma, todos são vistos adimensionalizados pela velocidade máxima e no primeiro caso (configuração DS), as coordenadas são mostradas como uma função da profundidade da placa. No segundo caso, Figura 5.5 (b), a coordenada não é adimensional. A forma dimensional como a coordenada na Figura 5.5 (b) é mostrada tem a pretensão de situar melhor a velocidade U_1 , dentro do canal.

Novamente, as características encontradas nos perfis de velocidade se fazem presentes. Nas figuras abaixo, a formação de camadas de mistura é bastante clara, principalmente nos perfis da configuração “MC”, em ambos os lados da fenda. Em ambos os casos a menor velocidade dentro camada de mistura, U_1 , encontra-se quase no centro da linha de simetria, principalmente nas seções “MC”, Figura 5.5 (b). Contudo a simetria nos perfis de velocidade média não foi alcançada para todas as seções. As seções do tipo “DS”, Figura 5.5 (a), mostram uma maior assimetria quando comparadas às seções “MC”. Os motivos para tanto podem estar relacionados ao comprimento da seção, pois as seções “MC” possuem um maior comprimento de entrada. Entretanto, essa justificativa não é tão convincente quando analisada a boa simetria do perfil de velocidade produzida pela seção mais curta, DS – 08, Figura 5.5 (a)

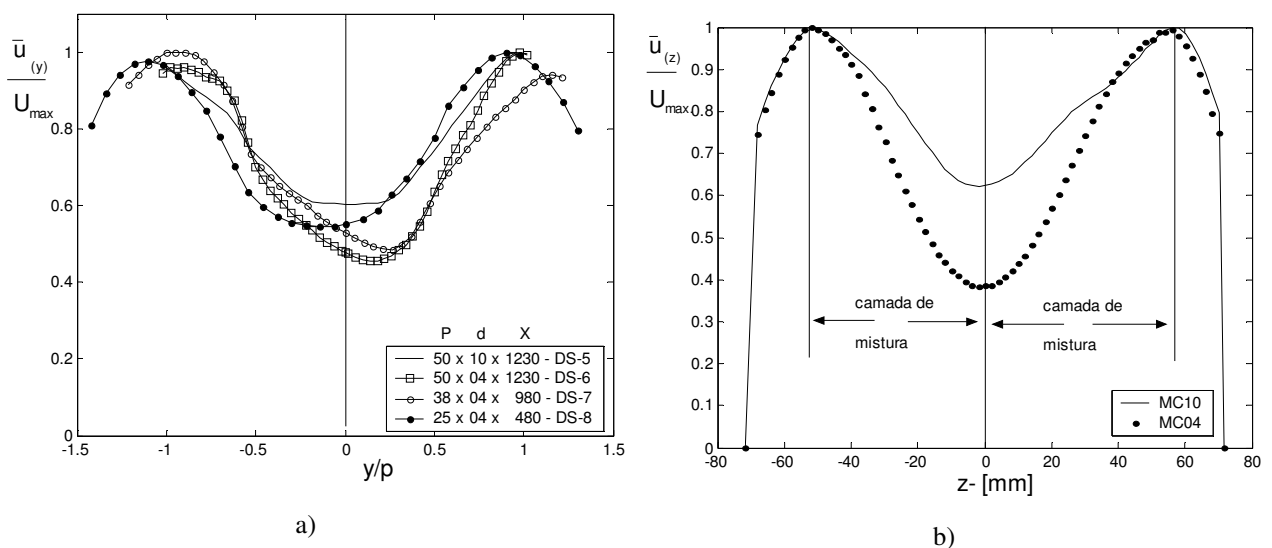


Figura 5.5 - Perfis de velocidade axial para a configuração DS e MC. a) Topologia DS. b) Topologia MC.

As considerações tomadas nesse item são necessárias para situar melhor o leitor quanto ao problema a ser abordado. Nas seções a seguir a análise estará voltada às características das camadas de mistura.

5.2 Determinação das Velocidades Máxima e Mínima da Camada de Mistura

No item anterior procurou-se caracterizar os perfis de velocidades obtidos nas diferentes configurações estudadas. Observou-se que em todas elas uma camada de mistura era formada possuindo diferentes velocidades características, a velocidade máxima dentro da camada, U_2 , e a mínima U_1 .

Nos casos onde há dois subcanais principais conectados por uma fenda (geometrias “DC” e “MC”), a localização dos pontos de velocidade máxima e mínima é simples. A velocidade máxima dentro da camada de mistura será a velocidade máxima em cada um dos subcanais e a velocidade mínima, U_1 , é bastante visível e deverá estar localizada no ponto central da linha de simetria (entre os tubos). A Figura 5.6 (a) e (b), mostra os pontos onde estão localizadas estas velocidades para os dois diferentes tipos de seção, “DS” e “MC”, respectivamente. Apesar da diferença entre as seções (tanto na forma quanto nos parâmetros geométricos), pode-se notar que a massa se redistribui de forma bastante semelhante dentro dos subcanais. Devido aos efeitos viscosos o escoamento é retardado entre as fendas obrigando a redistribuição de massa nos subcanais principais. Este fato certamente levará a escoamentos cruzados na direção perpendicular ao escoamento principal.

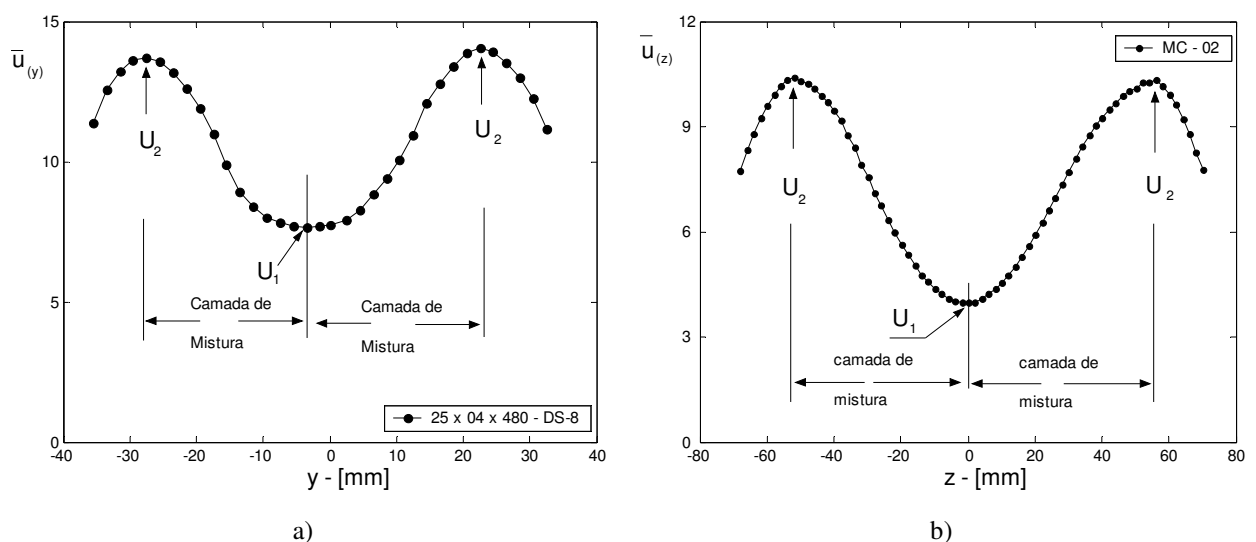


Figura 5.6 – Definição das velocidades características dos perfis de velocidade. a) Configuração tipo “DS”. b) Configuração tipo “MC”.

Quanto as outras configurações estudadas, “PL” e “SS”, onde há um único subcanal principal ligado a uma fenda, da mesma forma é necessário a obtenção das velocidade

características da camada de mistura. A Figura 5.1, mostra que a distribuição de massa entre os subcanais se dá de forma semelhante ao abordado no parágrafo anterior, velocidades máximas, U_2 , na região do subcanal principal na linha de simetria e a velocidade mínima, U_1 , na região entre-placas. Entretanto, esta figura também mostra que existe uma forte influência da parede lateral na distribuição do escoamento na região da fenda e somente depois de cessada esta influência a camada de mistura começa seu desenvolvimento.

Portanto, o ponto onde a camada de mistura começa é o mesmo onde a presença da parede deixa de influenciar a distribuição de velocidades. A determinação deste ponto não pode ser feita de forma direta, tal como é feito para o ponto de velocidade máxima, pois não é suficientemente claro e muda sua posição quando mudam os parâmetros geométricos da geometria, “p”, “d” e “X”.

A alternativa encontrada foi procurar estes pontos pelas derivadas dos perfis de velocidades produzidos por estas seções. A primeira observação mostrou que junto à parede a distribuição de velocidade se daria de forma logarítmica, muito embora haja necessidade de reformulação na forma clássica da lei da parede, sendo necessário ajustes no termo independente. Após esta distribuição logarítmica de velocidade a camada de mistura se desenvolve na direção transversal do escoamento principal. A distribuição de velocidades médias nesta região pode ser descrita por uma função tangente hiperbólica, Townsend, 1976, ou uma função erro como mostrada por Schlichting, 1968, que são bastante parecidas. Estas funções produzem derivadas bastante diferentes, não entre si, mas quando comparadas às produzidas pelo perfil logarítmico de velocidades, tornando assim mais simples a identificação do ponto onde começa a camada de mistura (e, por conseguinte, a influência da parede termina).

A Figura 5.7 mostra a forma típica do gradiente de velocidade. Os valores no eixo “y” foram adimensionalizados pelo valor central, P_2 , enquanto que no eixo das abscissas os valores na direção transversal estão em função da profundidade da seção, “p”.

Note que as seções correspondentes a camada de mistura (entre as linhas pontilhadas) e aquela correspondente ao perfil logarítmico de velocidade são bastante distintas.

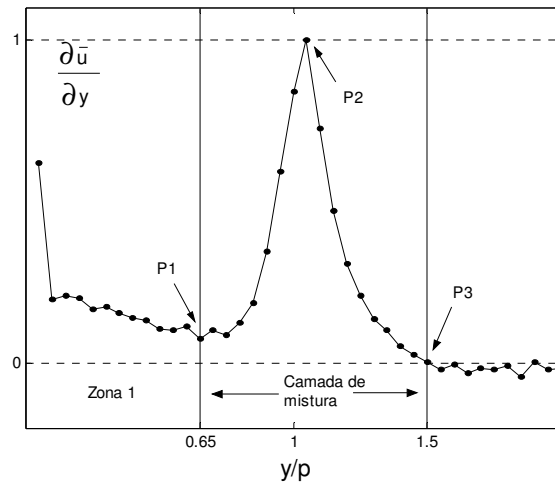


Figura 5.7 – Gradiente do perfil de velocidade na seção de teste PL-10.

O primeiro ponto de inflexão, denotado como P1, mostra o término da zona 1, onde as tensões viscosas são dominantes e responsáveis pela distribuição logarítmica do perfil de velocidade. Portanto, significa dizer que o ponto P1 marca o início da camada de mistura. Nele acontecerá a velocidade inferior desta camada de mistura, denotada neste trabalho como U_1 . Quanto ao terceiro ponto de inflexão, P3, este mostra o ponto onde a função é máxima, nele acontece a velocidade máxima dentro da camada de mistura, U_2 , neste ponto é marcado o final da camada de mistura. Para posições a jusante de P3 a distribuição de velocidade é novamente uma função das tensões viscosas na parede, parede oposta do canal.

Quanto ao ponto P2, este marca o centro da camada de mistura, nele ocorre a velocidade do centro da camada, denominada velocidade de convecção, U_c . A velocidade de convecção é dada pela média aritmética entre a velocidade superior, U_2 e inferior U_1 .

Na Figura 5.8 (a) e (b), a função que descreve o perfil de velocidade na saída é dada, juntamente com sua correspondente derivada. Ambas as informações são mostradas de forma adimensional, tanto no eixo das ordenadas (por seus valores máximos), quanto no eixo das abscissas, como uma função da profundidade.

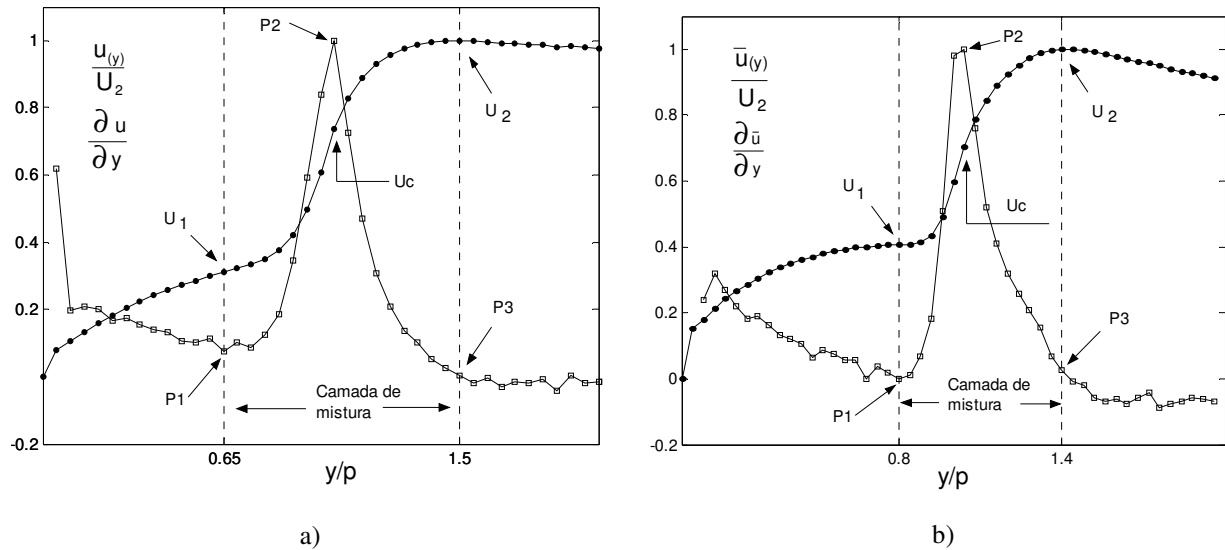


Figura 5.8 - Gradiente e perfis de velocidade. a) seção de testes PL-10. b) seção de testes PL-9.

Na Figura 5.8 (a) e (b), são evidenciados os valores das velocidades máxima e mínima dentro da camada de mistura, U_2 e U_1 , respectivamente, bem como a velocidade do centro da camada, U_c , localizadas nos seus respectivos pontos de inflexão.

Quanto às seções do tipo “SS”, estas também apresentam as mesmas características descritas acima. Uma zona na qual a distribuição do escoamento principal é fortemente afetado pelas tensões viscosas junto a parede. O desenvolvimento da camada de mistura que se estende de algum ponto entre as placas até o canal principal e, novamente, uma distribuição de velocidades junto a outra parede lateral.

A Figura 5.9 mostra as características do perfil de velocidade média da seção SS-04. Nesta figura o perfil de velocidade sua derivada primeira são mostrados como uma função da coordenada adimensional, y/p .

Todos os pontos chaves que apareceram nas observações feitas nas seções “PL”, também são característicos das seções “SS”, P1, P2, P3, U_1 e U_2 .

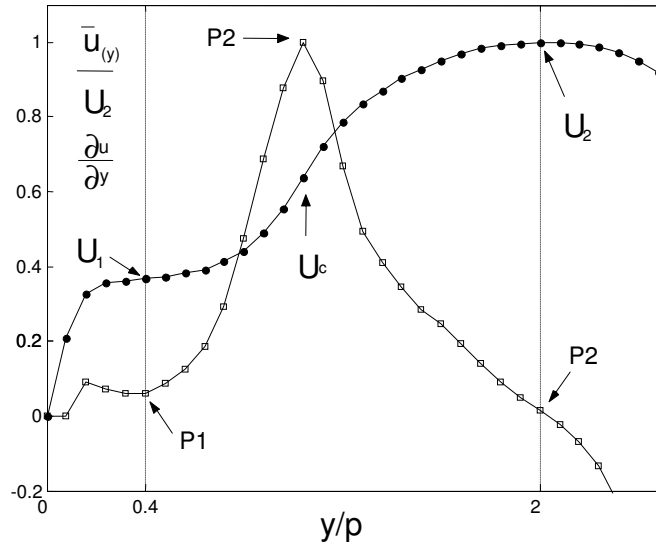


Figura 5.9 - Perfil e gradiente de velocidade da seção SS-04.

Quanto às derivadas dos perfis de velocidade das seções do tipo “DS” e “MC”, estas são idênticas às mostradas até então com dois picos desta quantidade no centro das camadas de mistura.

A Figura 5.10 mostra uma típica distribuição do gradiente de velocidade para as seções do tipo “MC”. Todos os pontos até então mencionados estão presentes. No perfil de velocidades os pontos de velocidade máxima e mínima dentro da camada de mistura e no gradiente de velocidade o ponto de inflexão, P3.

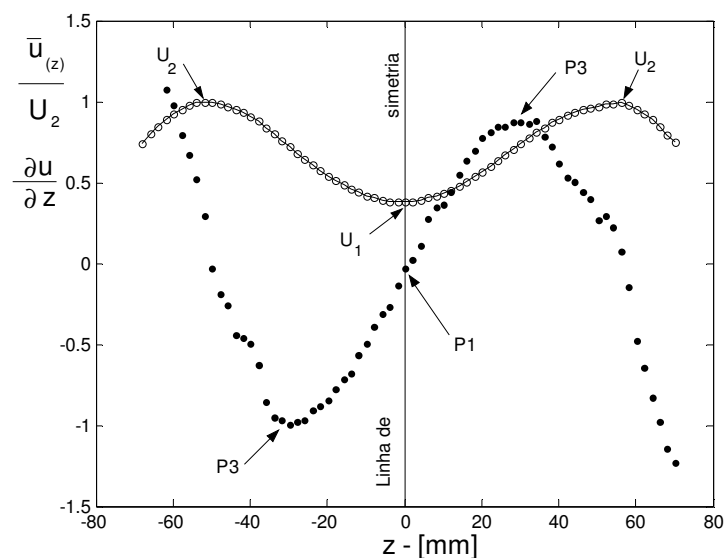


Figura 5.10 – Perfil de velocidade e seu gradiente, seção MC-02.

Embora todas as características da camada de mistura tenham sido visualizadas algumas seções produziram perfis de velocidades que levaram a gradientes com algumas anomalias. A anomalia mais comum nos gradientes de velocidade é a existência de vários picos no centro da

camada de mistura, onde era esperado somente um, Figura 5.11 (a). Um outro exemplo de anomalia pode ser visto na Figura 5.11 (b). Nesta figura nota-se uma espécie de “salto” no gradiente de velocidade. Este salto pode ser constatado durante as medições de velocidade média com o tubo de Pitot. Próximo a esta localização as leituras obtidas nos manômetros eletrônicos (até então bastante estáveis), tornam-se instáveis, fluando ao redor de um certo valor e produzindo pontos de velocidade que não se ajustam completamente a curva, com uma conseqüente deformação do gradiente de velocidade.

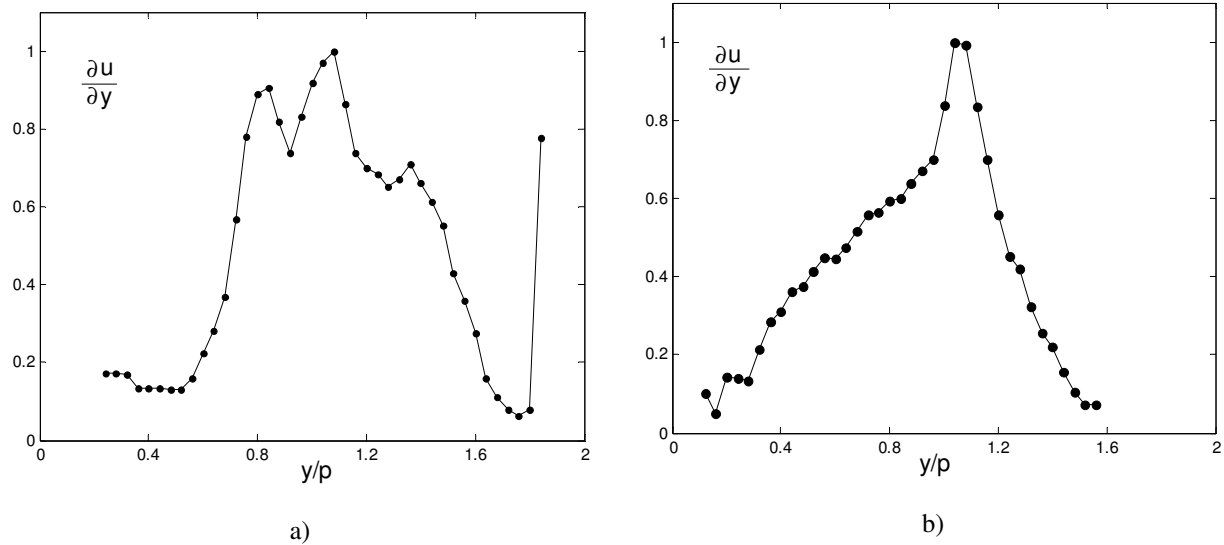


Figura 5.11 – Alguns exemplos de gradientes de velocidade. Valores adimensionais no eixo das ordenadas e abscissas.

No próximo item será discutida a espessura da camada de mistura para cada seção. Esta quantidade é função direta do máximo valor do gradiente de velocidade média e da diferença entre as velocidades máxima e mínima dentro da camada de mistura. Portanto estas anomalias aqui demonstradas devem, de alguma forma, distorcer resultados, fazendo com que estes algumas vezes fujam dos valores esperados.

5.3 Espessura da camada de mistura

No item anterior procurou-se mostrar, por meio de medições de perfis médios de velocidade, como as seções investigadas davam origem a camadas de mistura. Assim como Schlichting, 1968 e Bernard e Wallace, 1998, mostram em suas obras, aqui também as camadas de mistura ocorrem entre duas correntes de diferentes velocidades que se movem na mesma direção, paralela a direção principal do escoamento. Tal camada se desenvolveria a partir de uma linha central e cresceria como uma função da posição a jusante do ponto de partida.

A Figura 5.12 mostra um esquema do crescimento de uma camada de mistura em um escoamento livre (não confinado), proveniente de uma placa separadora. Supondo que, nesse esquema simplificado uma diferença de velocidade do perfil não perturbado aconteça a partir do ponto $x = 0$, devido a uma placa separadora, por exemplo. A partir de então, uma camada de mistura em desenvolvimento espacial tem início. Estruturas turbilhonares são formadas e crescem na direção principal do escoamento, aumentando assim a espessura de vorticidade à jusante do ponto $x = 0$. Em um certo ponto, entre $x = 0$ e $x = x_2$, o estado de auto-preservação do escoamento é atingido, implicando em um crescimento linear da espessura da camada de mistura, δ . A partir de então, outras grandezas do escoamento não mais serão dependentes de escalas globais, como o número de Reynolds, mas sim uma função de escalas locais do escoamento principal.

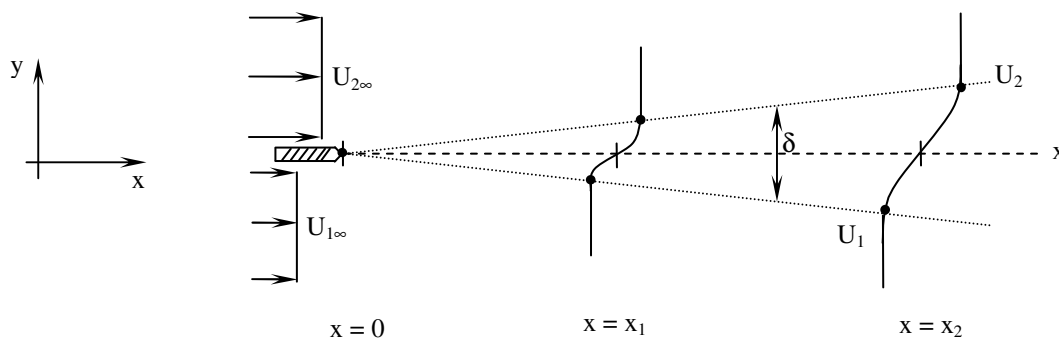


Figura 5.12 - Crescimento de uma camada de mistura.

Na Figura 5.13, os valores de espessura da camada de mistura, δ , são mostrados como uma função da dimensão, "X". Todos os vinte diferentes valores de "δ", são mostrados juntamente com suas barras de erros.

Uma função linear parece ser a melhor escolha para relacionar comprimento de camada de mistura e sua posição a jusante do ponto de origem. Entretanto algumas considerações a respeito deste gráfico devem ser feitas. Pode-se ver algum espalhamento dos dados a partir de $X = 1$. Este espalhamento tende a produzir duas retas com diferentes inclinações. Este fato pode

ser atribuído em parte a anomalias nos gradientes de velocidade, tal como mostrados na Figura 5.11 (a) e (b), visto que são essenciais no cálculo da espessura da camada de mistura. Outro ponto importante é o desenvolvimento de estruturas coerentes no escoamento principal. Bell e Metha, 1990 e 1992, experimentalmente, assim como Yang et al., 2004, numericamente, mostraram que camadas de mistura são bastante sensíveis às condições iniciais. Nos experimentos de ambos os autores, sob certas condições de entrada, estruturas coerentes eram formadas em diferentes posições a jusante do seu ponto de origem, ora mais próximas, ora mais longe. Os autores também relacionam estas estruturas ao aumento da espessura de vorticidade, “ δ ”. Este fato pode ser visto na Figura 5.14 (a), quando Oster e Wygnanski, 1982, mostraram dados compilados de diferentes autores a cerca do crescimento camada de mistura “b” (assim chamada pelos autores), produzida por uma placa separadora em função de um parâmetro lambda, λ , dado pelas condições de entrada do escoamento em cada lado da placa separadora.

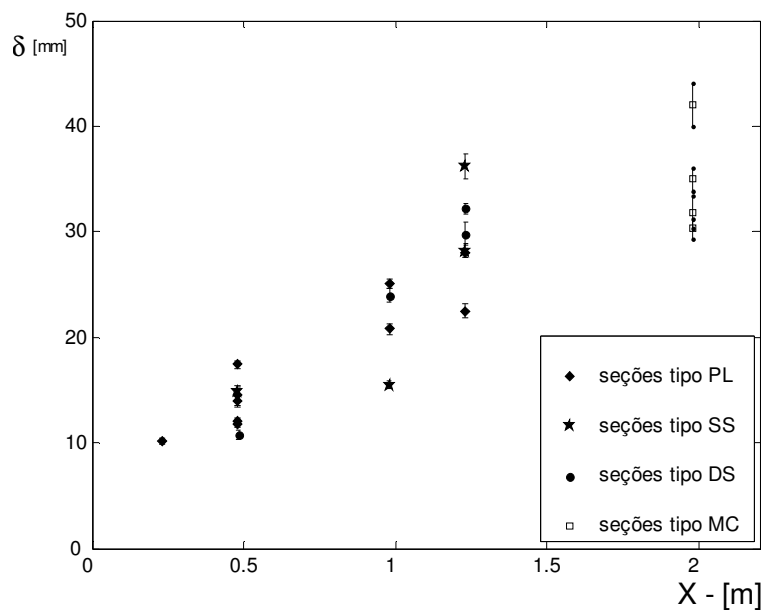


Figura 5.13 - Espessura da camada de mistura como função da distância.

Outro fato a ser considerado na Figura 5.13, é o chamado ponto virtual, que é a posição a partir da entrada da seção de testes onde a camada de mistura começa seu desenvolvimento. Se os dados da figura citada forem aproximados por uma reta, a extrapolação desta levará a uma termo independente, que é bem maior que os erros aqui calculados. No entanto este comportamento não é característica apenas das medições aqui realizadas. Diferentemente de Yang et al., 2004, medições de outros autores mostram que a extrapolação da função $\delta = f(X)$, levava a um ponto virtual, X_0 , fora da seção de testes onde a camada de mistura teria seu

começo. Esta característica pode ser vista no trabalho de Bonnet et al., 1998, Figura 5.14 (b) e nos trabalhos experimentais de Bell e Metha, 1990 e 1992.

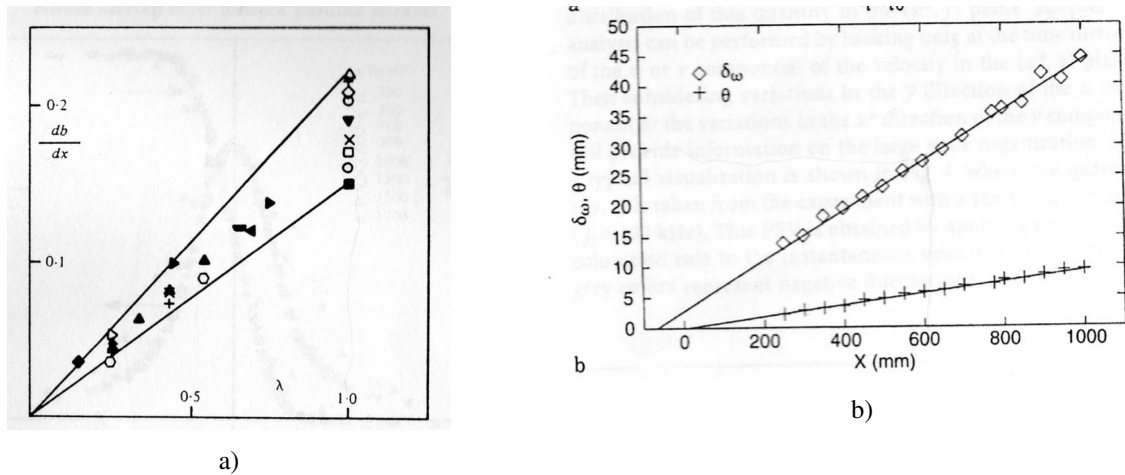


Figura 5.14 – Dados de camada de mistura como função de diferentes parâmetros. a) Crescimento de “ δ ” como função das condições iniciais, Oster e Wagnanski, 1982. b) desenvolvimento de “ δ ” a partir de um ponto virtual, Bonnet et al., 1998.

5.4 Distribuição de velocidades em camadas de mistura

Uma das principais características presentes em camadas de mistura é a propriedade de auto-similaridade. Conforme descrito por Bernard e Wallace, 1998, a auto-similaridade é o estado de equilíbrio local onde as quantidades do escoamento são dependentes somente das variáveis locais, levando a auto-preservação deste escoamento. Uma vez que este estado de equilíbrio local tenha sido atingido as diferentes quantidades do escoamento, sejam elas valores médios ou médias estatísticas (valores rms de flutuação de velocidade ou tensões de Reynolds), terão igual distribuição espacial na direção transversal do escoamento, desde que sejam adimensionalizadas por variáveis locais.

Utilizando o conceito de auto-preservação e introduzindo a variável de similaridade, η , equação (3.21), e valores locais característicos do perfil de velocidade, tais como ΔU e U_c , é possível fazer com que todas as distribuições de velocidade colapsem em um mesmo perfil, não importando quanto longe estiverem do ponto de origem.

Desta forma é possível estabelecer uma função que descreva o perfil de velocidades em função das variáveis acima descritas.

A distribuição de velocidades em camadas de mistura pode ser avaliada pela equação (3.24), no entanto, essa equação pode ser reescrita na seguinte forma

$$\frac{\bar{u}_{(y)} - U_c}{U_2 - U_1} = U_{ad} = \frac{1}{2} \tanh(\eta) \quad (5.3)$$

A distribuição de velocidades como uma função tangente hiperbólica, tal como mostrado em Townsend, 1976, é uma alternativa a função erro mostrada em Schlichting, 1968.

As figuras 5.15 à 5.17, mostram os dados adimensionais de velocidade, obtidos experimentalmente, como função da variável de similaridade, η . Juntamente são mostrados os perfis teóricos de distribuição de velocidade (função tangente hiperbólica).

Apesar da boa concordância na maioria dos casos, alguns problemas podem ser vistos independentemente da topologia estudada. De maneira geral, o maior problema situa-se nas bordas da camada de mistura. Nesta região a distribuição teórica de velocidades tem seu pior resultado quando tenta aproximar-se dos dados experimentais. Em relação a este fato específico a função erro, algumas vezes, consegue uma melhor descrição de velocidade na região mencionada, Figura 5.16 (a) e (b).

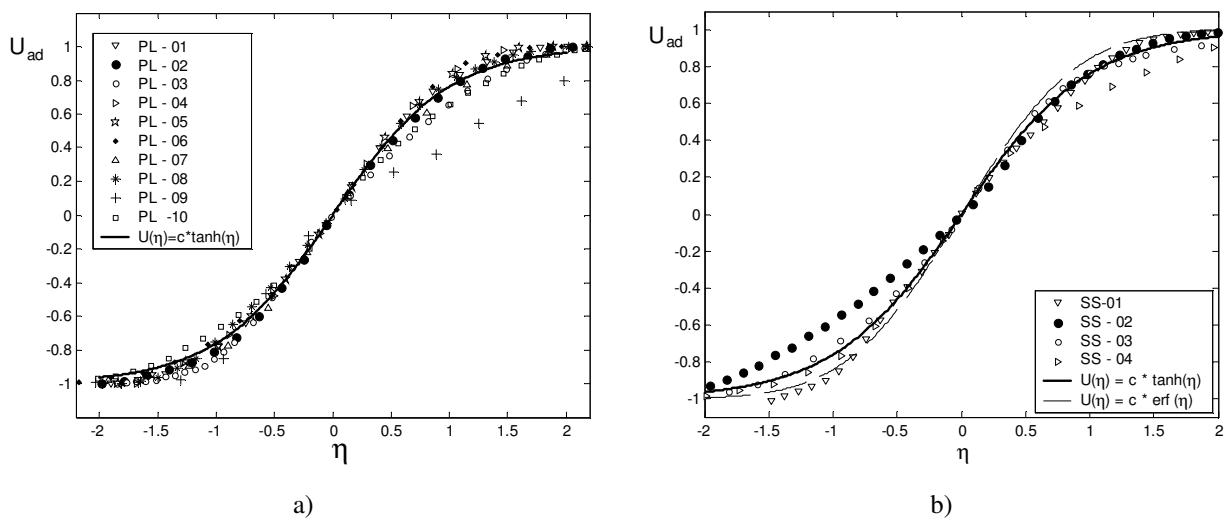


Figura 5.15 – Perfis adimensionais de velocidade. a) seções do tipo “PL”. b) seções do tipo “SS”.

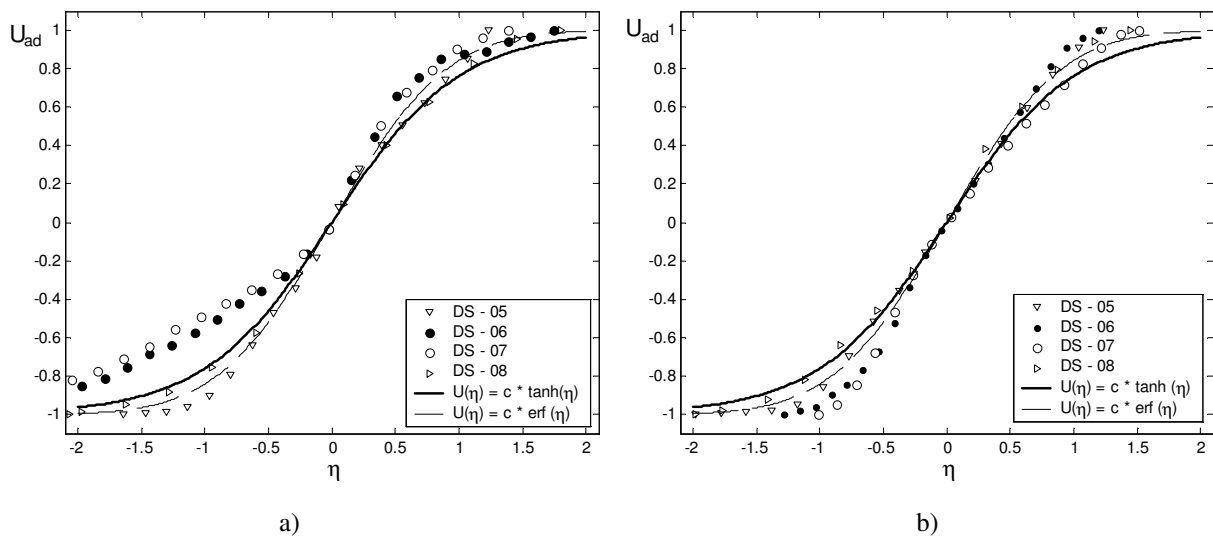


Figura 5.16 – Perfis adimensionais de velocidade nas seções do tipo “DS”. a) perfis de velocidade no lado esquerdo da seção. b) perfis de velocidade no lado direito da seção.

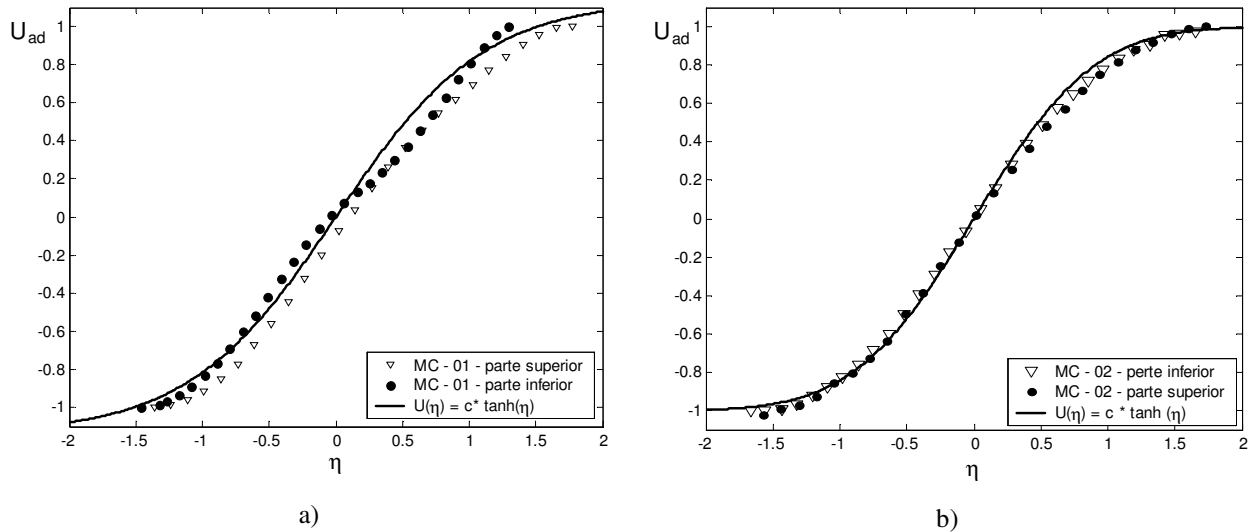


Figura 5.17 – Perfis adimensionais de velocidade média para seções do tipo “MC”. a) perfil inferior. b) Perfil superior.

Como comentado anteriormente, também existem exceções. Há seções de teste, independentes da configuração a qual pertencem, que não são bem descritas por qualquer uma das funções.

Na Figura 5.18 (a) e (b), alguns dados experimentais da primeira e segunda seção são mostrados separadamente.

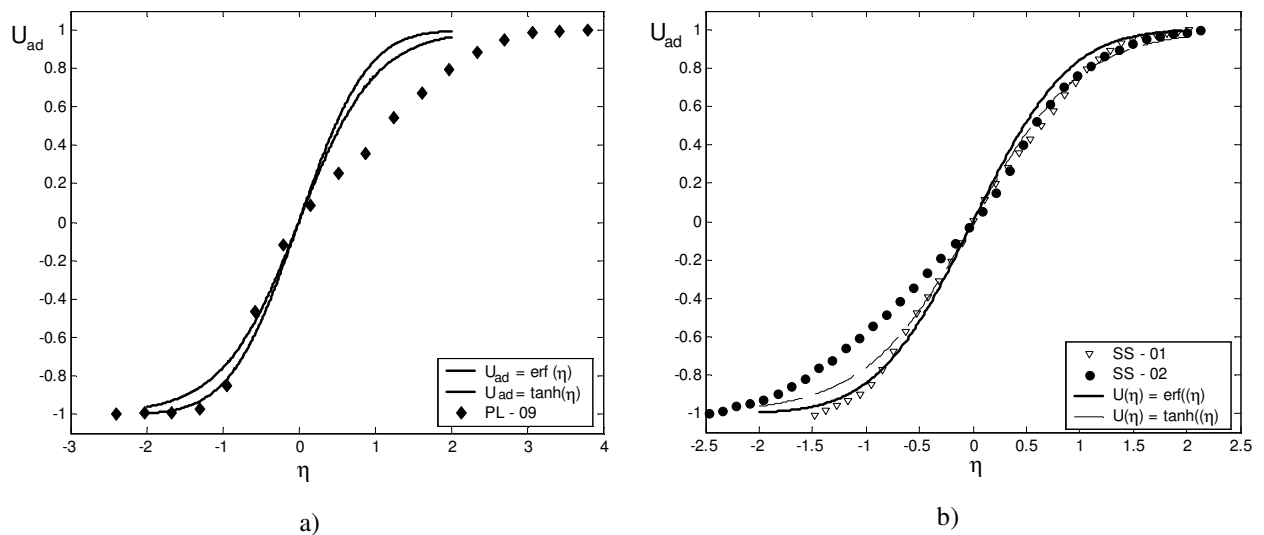


Figura 5.18 – Perfis de velocidade descritos pela função erro e tangente hiperbólica. a) seção PL – 09. b) seção SS – 02.

Pode-se notar que qualquer uma das funções falha ao tentar descrever a distribuição de velocidades na camada de mistura em pelo menos uma das bordas. Estas dificuldades na descrição da camada de mistura não puderam ser imputadas a somente um dos parâmetros geométricos, por exemplo, o comprimento da seção. Mas sim ao conjunto destes parâmetros. De maneira geral, viu-se que quando a seção de teste possui uma pequena profundidade, p , e um

pequeno comprimento, X , os perfis de velocidade teóricos e experimentais aproximavam-se de forma bastante satisfatória. Do contrário, perfis de velocidade tais como o da Figura 5.18 (a) eram encontrados.

Quando avaliadas as topologias “SS”, “DS” e “MC”, diferentes problemas nos perfis de velocidade foram encontrados. O primeiro caso é mostrado na Figura 5.18 (b), seção SS – 02. Neste o perfil de velocidade se estende até a posição adimensional, $\eta \sim -3$. Este não era um resultado esperado, visto que parâmetros dimensionais têm origem na primeira configuração, PL, sendo que na configuração seus resultados foram bastante satisfatórios.

Quanto às configurações “DS” e “MC”, as duas camadas de mistura podem ser vistas de cada um dos lados da fenda. No entanto não eram esperadas distribuições assimétricas dos perfis de velocidade, tal como acontece, principalmente, na Figura 5.16 (a) e (b). Note que na topologia “DS”, seções 06 e 07, no lado esquerdo, são bastante diferentes das mesmas distribuições no lado direito. No lado direito qualquer uma das distribuições teóricas descrevem satisfatoriamente os pontos experimentais.

Já na configuração “MC” ambos os casos estudados possuem uma boa correlação com curvas teóricas de distribuição de velocidade, Figura 5.17 (a) e (b). Contudo, pode-se notar que quando a largura da fenda entre os tubos, d , é modificada de 10 para 04 mm, a distribuição de velocidade em ambos os lados torna-se mais simétrica e, além disso, os dados experimentais se aproximam ainda mais da distribuição teórica.

5.5 Distribuição das tensões Reynolds

Tensões de cisalhamento têm início na deformação do campo médio de velocidades. As seções precedentes mostraram que os perfis de velocidade, invariavelmente, apresentavam fortes gradientes de velocidade na direção transversal do escoamento, indicando a existência dessas deformações. Os valores máximos correspondem aos picos de vorticidade localizados no centro da camada de mistura, onde a velocidade de convecção, U_c , acontece. Tendo em vista a natureza auto-preservante do escoamento, podem ser esperadas algumas características quanto a distribuição e os valores máximos das quantidades flutuantes do escoamento na linha de simetria. Primeiro, os máximos valores das quantidades médias flutuantes, sejam elas tensões normais (ou intensidades de turbulência), $\overline{u'^2}$ e $\overline{v'^2}$, ou tensões cisalhantes, $-\overline{u'v'}$ ($-\overline{u'w'}$, no quarto caso), devem ocorrer no ponto de maior vorticidade, em $\eta = 0$.

Um outro ponto diz respeito aos seus valores máximos, uma vez adimensionalizados por uma escala representativa do escoamento devem produzir valores semelhantes entre si.

As figuras 5.19 à 5.22, mostram as distribuições de três das seis tensões de Reynolds, como função do parâmetro de similaridade η . Todos os resultados foram adimensionalizados pela diferença de velocidade na camada de mistura, ΔU .

Nas seções do tipo “DS”, há dois subcanais sendo cada qual com sua distribuição de tensões de Reynolds. Para uma melhor compreensão as diferentes distribuições são mostradas separadamente, nomeadas esquerda e direita, Figura 5.21.

Já no caso das seções “MC”, onde o eixo de simetria é paralelo ao eixo “z”, as diferentes distribuições são denotadas como “superior” e “inferior” e são mostradas de forma espelhada, Figura 5.22.

Quando comparados qualitativa e quantitativamente, os dados de tensões normais e tensões cisalhantes concordam de forma bastante satisfatória com aqueles obtidos em problemas clássicos envolvendo camadas de mistura. Oster e Wagnansky, 1982 e Bell e Metha, 1986, 1990 e 1992, estudando as características de uma camada cisalhante gerada por uma placa separadora, mostraram em seus trabalhos um comportamento dessas quantidades bastante semelhante ao obtido aqui. Valores baixos nas bordas da camada de mistura, alcançando seus máximos onde o gradiente de velocidade é máximo, no centro da camada de mistura.

A adimensionalização feita via diferença de velocidade mostra valores de pico bastante semelhantes, independentemente do tipo de seção analisada, no entanto, alguma discrepância nos resultados pode ser vista.

De maneira geral, os valores máximos das tensões de Reynolds apresentam alguma discordância de um trabalho para outro. Oster e Wygnansky, 1982, fazem um pequeno resumo dos valores máximos destas quantidades até então encontradas, incluindo os resultados obtidos pelos próprios autores. Os valores encontrados situaram-se na faixa de 0,17 a 0,180 quando analisadas os valores r.m.s das flutuações de velocidade na direção axial, $\sqrt{\overline{u'^2}} / \Delta U$. Na direção transversal, os valores de, $\sqrt{\overline{v'^2}} / \Delta U$, os valores encontravam-se entre 0,14 e 0,153. Quanto ao termo cruzado, $\overline{u'v'} / \Delta U^2$, a adimensionalização feita via diferença de velocidade produzia valores entre 0,011 à 0,013. A maioria dos resultados obtidos neste trabalho concorda satisfatoriamente com aqueles resumidos por Oster e Wygnansky, 1982. As exceções concentram-se, na sua maioria, nos valores de $-\overline{u'v'} / \Delta U^2$, encontrados nas seções do tipo “PL”, Figura 5.19 (c).

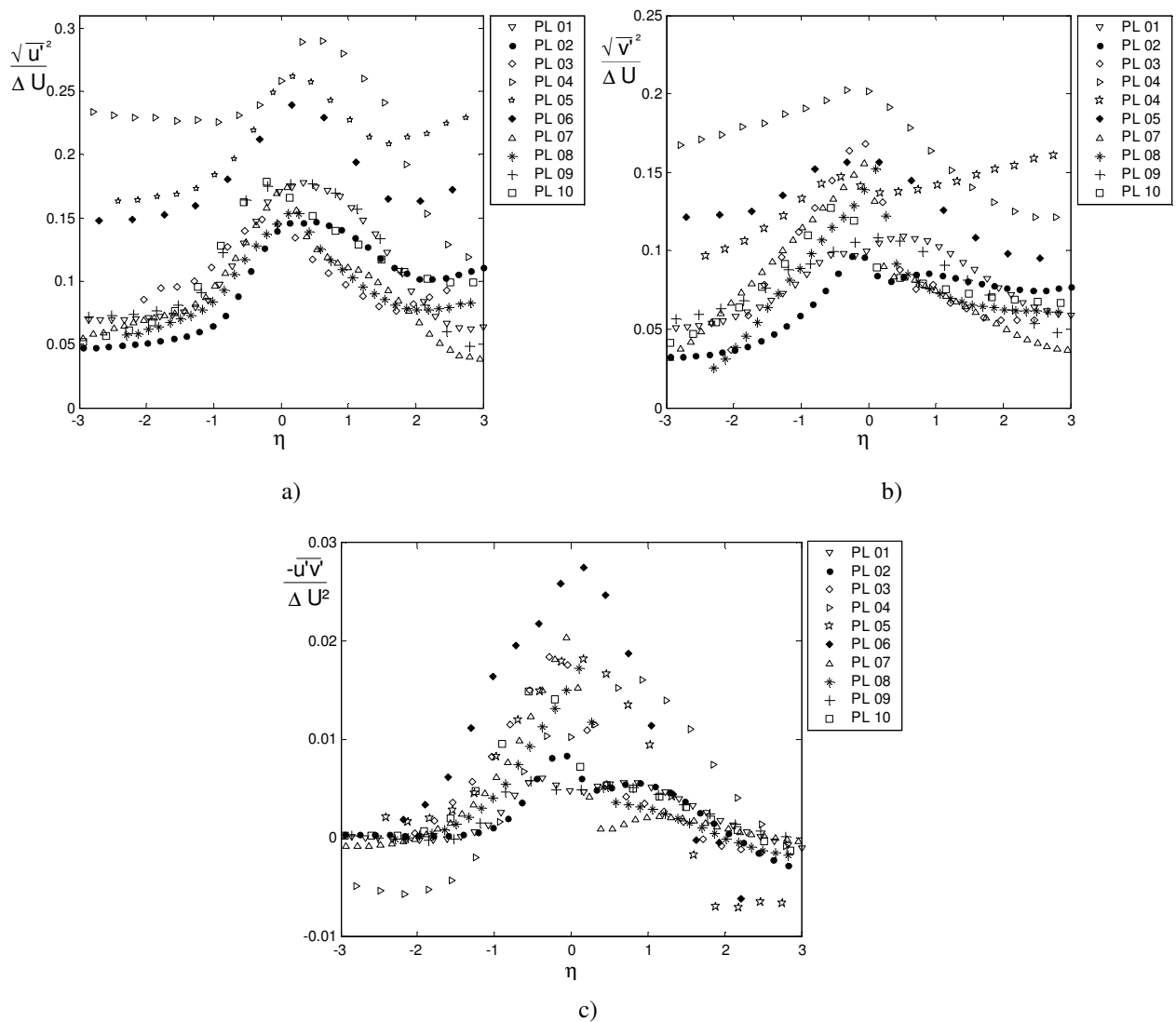


Figura 5.19 – Distribuição das tensões normais e cisalhantes nas seções tipo "PL". a) tensões na direção principal, “x”. b) Tensões na direção transversal, “y”. c) Termo cruzado.

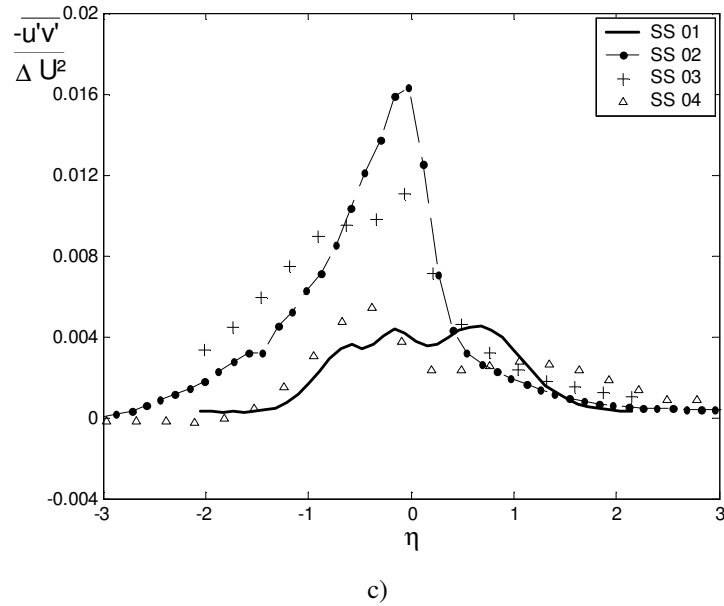
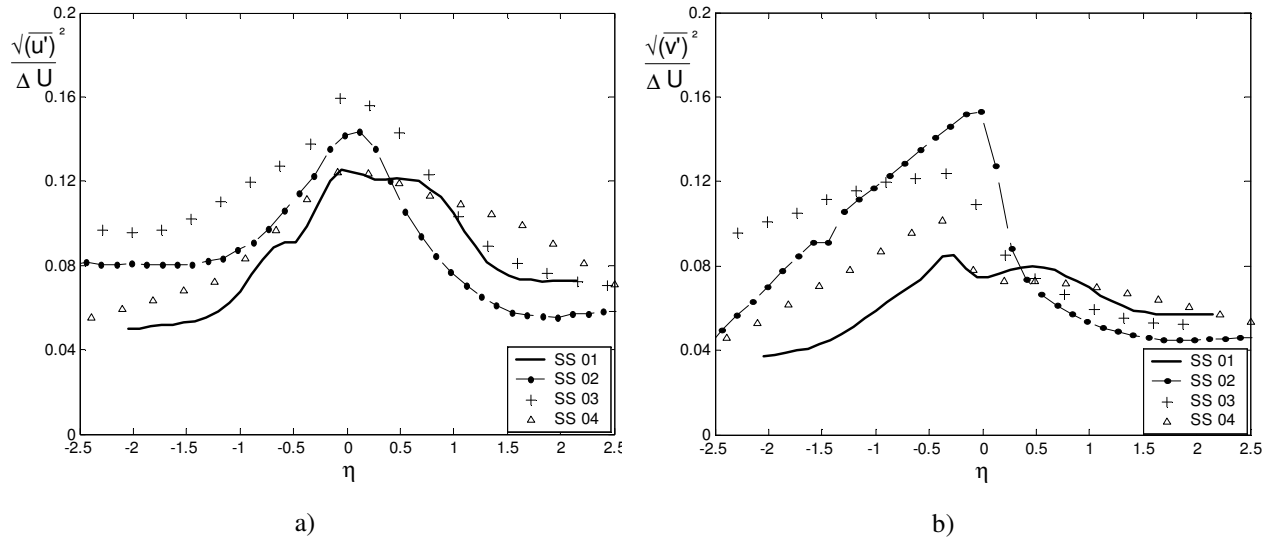
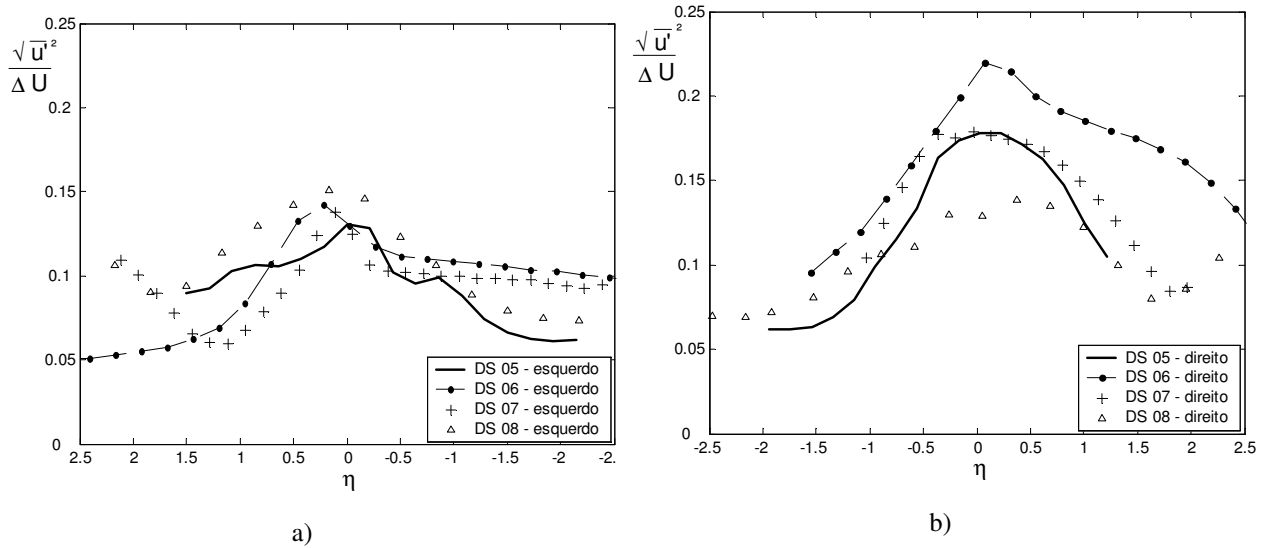
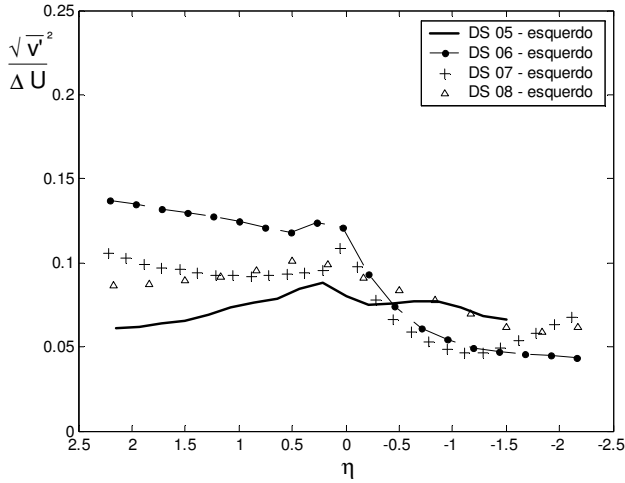
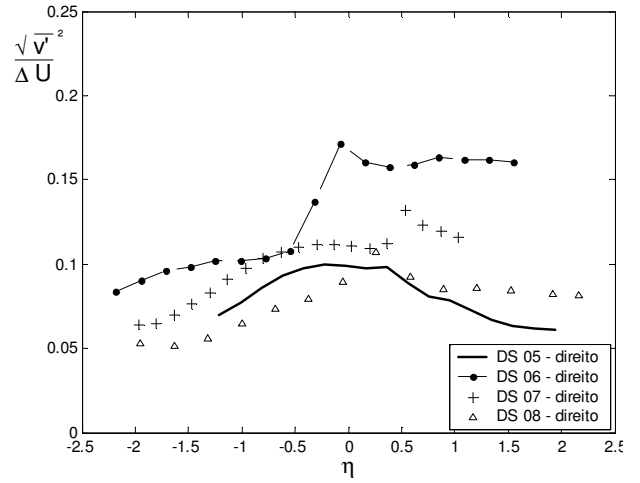


Figura 5.20 - Distribuição das tensões normais e cisalhantes nas seções tipo "SS". a) tensões na direção principal, "x". b) Tensões na direção transversal, "y". c) Termo cruzado.

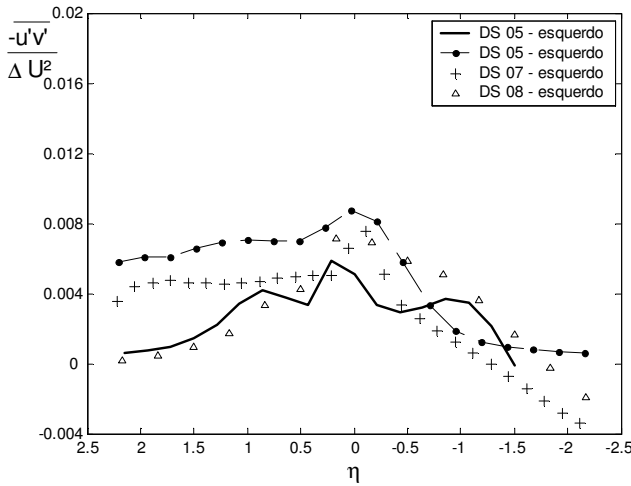




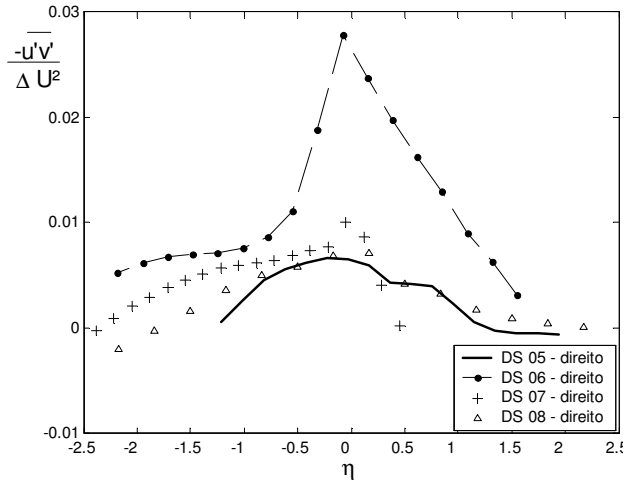
c)



d)

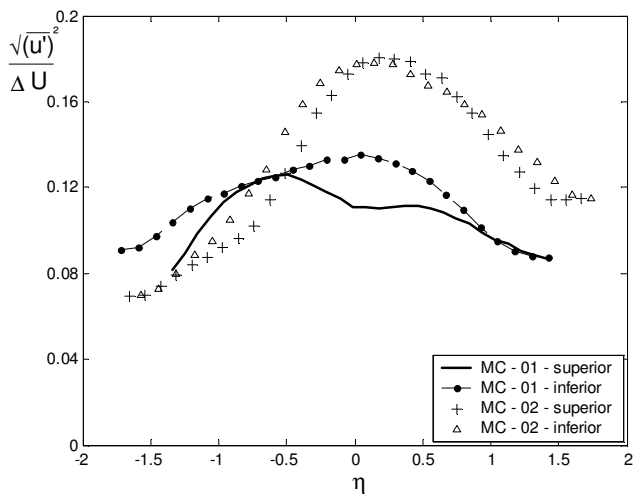


e)

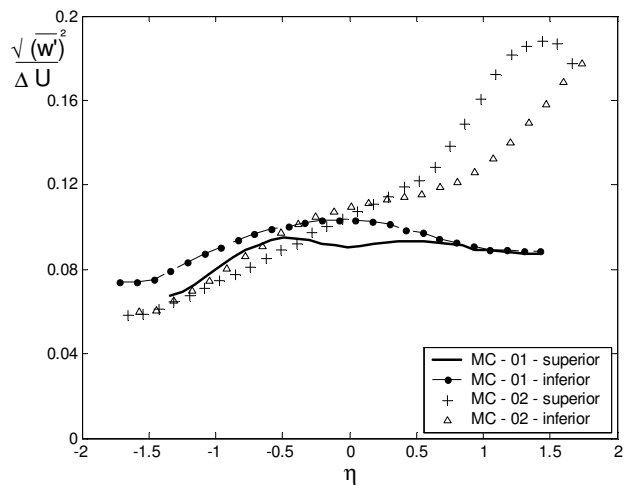


f)

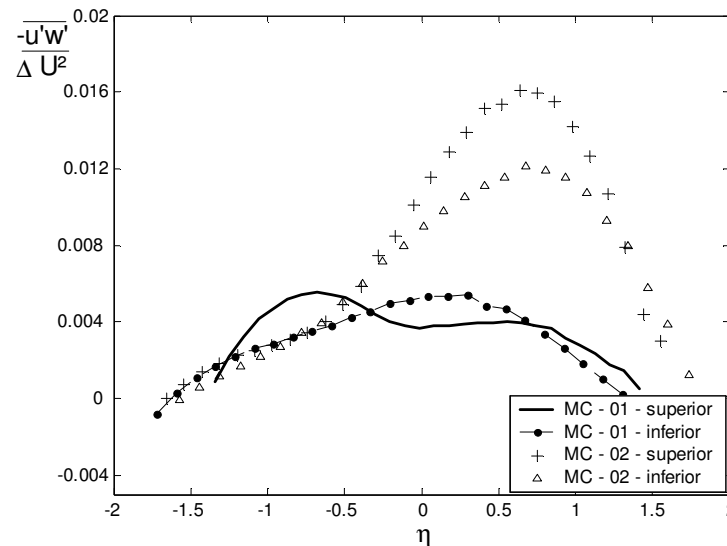
Figura 5.21 - Distribuição das tensões normais e cisalhantes nas seções tipo "DS". Lados esquerdo e direito.



a)



b)



c)

Figura 5.22 - Distribuição das tensões normais e cisalhantes nas seções tipo "MC". Lados inferior e superior.

Uma comparação quantitativa entre os resultados encontrados neste trabalho e aqueles obtidos por experimentos em canais compostos e feixes de barras, tais como os que foram realizados por Hooper, 1980, Meyer e Rehme, 1994 e 1995 e Guellouz e Tavoulares, 2000, não é possível. Nesses trabalhos, a aproximação via camada de mistura não foi feita, não havendo, portanto, o conceito de variáveis locais, tal como empregado aqui. Entretanto, algum paralelo qualitativo pode ser traçado.

Assim como nos trabalhos de Knight e Shiono, 1990, os trabalhos dos autores descritos acima, apontaram para o fato de que os picos das tensões de Reynolds localizavam-se na fronteira entre o subcanal principal e secundário e um progressivo decrescimento destas quantidades ao canal principal. O mesmo fato também acontece quando foram medidas essas quantidades em feixes de barras. Hooper e Rehme, 1984, mediram a intensidade de turbulência axial e azimutal na região das fendas em um feixe de barras. A relação adimensional, P/D , foi mantida a mesma, 1,071, enquanto a distância entre a parede e os tubos era variada, W/D . Foram avaliadas seções com 5 diferentes relações W/D . Quanto a distribuição das intensidades turbulentas, todas elas tiveram o mesmo comportamento, alcançaram seus máximos valores próximo a região da fenda, decrescendo em seguida.

Ao longo das medições realizadas nesse trabalho, esta tem sido uma característica comum para as seções estudadas.

Outra questão, ainda que timidamente abordada pelos autores, é a presença de picos de vorticidade nessa região de fronteira, bem como a relação da localização deste ponto e o ponto onde as tensões de Reynolds alcançam seus máximos valores.

A única exceção para o ponto de ocorrência dos valores máximos das tensões ocorre na seção “MC – 02”, Figura 5.22 (b) e (c). Nessas figuras tanto a distribuição de $\overline{w'^2}$, quanto $-\overline{u'w'}$, não alcançam seus máximos no centro da camada de mistura, $\eta = 0$. Entretanto, é na Figura 5.22 (b), que a maior discrepância acontece, seus valores tendem a crescer em direção ao canal principal, em ambos os lados.

5.5.1 Valores máximos das tensões cisalhantes, $-\overline{u'v'}$ (ou $-\overline{u'w'}$)

Entretanto, é a quantidade $-\overline{u'v'}$ (ou $-\overline{u'w'}$), que produz características mais marcantes. A distribuição ao longo da linha de simetria é bastante próxima àquela obtida pelo gradiente de velocidade. Uma vez utilizadas variáveis locais pode-se inferir que as curvas de $-\overline{u'v'} = f(\eta)$, irão colapsar em uma mesma distribuição.

Quanto aos seus valores máximos, Townsend, 1976, propõe que as tensões cisalhantes geradas na camada de mistura guardem uma certa relação com as variáveis locais do escoamento principal, na forma da equação (5.4).

$$\frac{\overline{u'v'}}{\delta_{(x)}} \approx \frac{(U_2 - U_1)^2}{X} \quad (5.4)$$

A Figura 5.23, mostra a relação proposta por Townsend, 1976, para todas as seções estudadas.

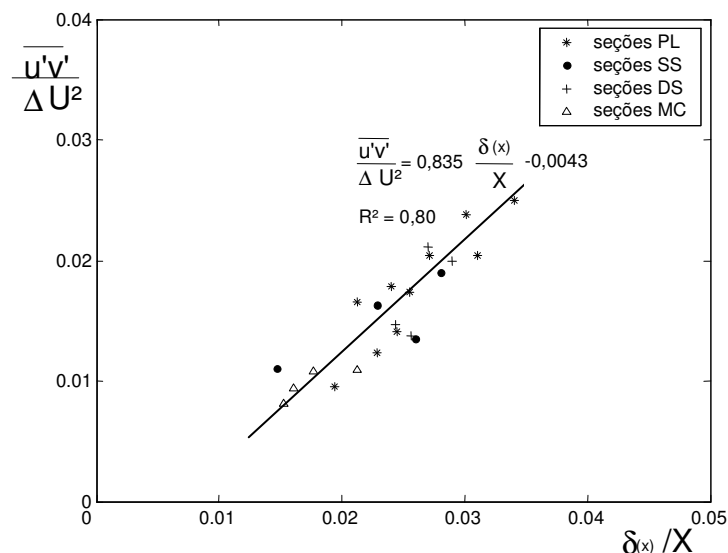


Figura 5.23 – Tensões cisalhantes como função da diferença de velocidade e do crescimento da camada de mistura.

Pode-se notar que quando os valores máximos das tensões cisalhantes, adimensionalizados pela diferença de velocidade, são plotados como uma função do crescimento da camada de mistura, $\delta_{(x)}/X$, os dados tem uma melhor organização e uma função do tipo

$$\frac{-\overline{u'v'}}{\Delta U^2} = f\left(\frac{\delta_{(x)}}{X}\right) \quad (5.5)$$

pode ser obtida.

Uma vez que a relação na forma da equação (5.5), tenha sido construída e considerando a nulidade dos valores das tensões cisalhantes, $-\overline{u'v'}$, fora da camada de mistura, é possível descrever matematicamente a distribuição das tensões turbulentas na região de interesse. Para tanto a formulação da equação (3.27), necessita uma aproximação para os valores de viscosidade turbulenta, ν_t . Tais valores podem ser aproximados por um comprimento e uma velocidade característica do escoamento. Portanto, rearranjando os termos da equação (3.30), tem-se

$$-\frac{\overline{u'v'}}{\Delta U^2} = c \frac{\delta_{(x)}}{\Delta U} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (5.6)$$

Na solução da equação (5.6), quase todos os termos podem ser medidos do escoamento principal e o perfil de velocidades pode ser obtido através da função tangente-hiperbólica, como demonstrado no Item 5.4.

Aplicando-se a regra da cadeia na diferenciação da equação (3.24), que descreve o perfil de velocidade tem-se:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\Delta U}{\delta_{(x)}} \cdot \sec h^2(\eta)$$

Substituindo a equação (5.7) em (5.6), pode-se obter a seguinte expressão para a distribuição das tensões cisalhantes dentro da camada de mistura

$$-\overline{u'v'} = c \Delta U^2 \sec h^2(\eta) \quad (5.8)$$

onde uma função, c , para a relação entre os termos $\overline{u'v'}/\Delta U^2$, pode ser aproximada pelos pontos da Figura 5.23.

A Figura 5.24 (a) e (b), mostra a distribuição das tensões cisalhantes na camada de mistura gerada na seção PL – 05 e SS – 02.. Os dados experimentais foram confrontados com os valores gerados pela equação (5.8). De forma geral, as distribuições experimentais e teóricas têm uma boa relação, exceto por algumas discrepâncias, que na maioria das vezes estão relacionadas a uma queda brusca das tensões cisalhantes após o centro da camada de mistura.

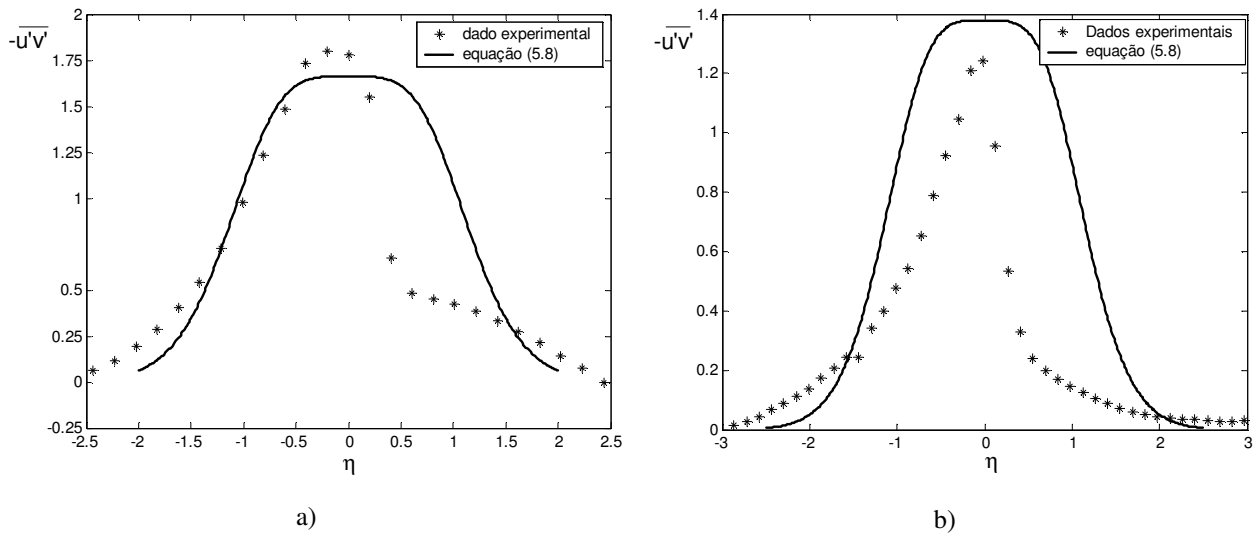


Figura 5.24 – Distribuição teórica e experimental de tensões cisalhantes. a) Seção PL 05. b) Seção SS – 02.

Essa queda brusca dos valores de $-\overline{u'v'}$, quando $\eta > 0$, pode ser explicada pela componente secundária do escoamento nesse tipo de canal. Nessa posição os valores de $-\overline{u'w'}$, tornam-se elevados.

Uma investigação comum entre os diferentes autores que trabalham na caracterização da turbulência em camadas de mistura é a tentativa de correlação entre as máximas tensões cisalhantes com as condições de entrada. Em escoamentos cisalhantes gerados por uma placa separadora, Bell e Metha, 1986, correlacionaram os valores máximos das tensões cisalhantes com o crescimento da camada de mistura e um parâmetro “ λ ” na forma

$$-\frac{\overline{u'v'}}{\Delta U^2} = c \frac{\delta_{(x)}}{X} \lambda \quad (5.9)$$

$$\lambda = \frac{U_{\infty 2} + U_{\infty 1}}{2(U_{\infty 2} - U_{\infty 1})} \quad (5.10)$$

onde “ c ” é uma constante experimental igual a 0,281. As velocidades $U_{\infty 2}$ e $U_{\infty 1}$, são velocidades não perturbadas de cada lado da placa separadora. Nesse trabalho a predição das máximas tensões cisalhantes foi no máximo 20% maior do que os valores realmente medidos.

Uma abordagem tal qual os autores citados acima realizaram é bastante complicada no presente trabalho. Visto que não há placas separadoras e a origem da camada de mistura se dá por outro mecanismo, que não a junção de duas correntes livres. Mas, sim, pela redistribuição de massas dentro do canal devido as forças viscosas dentro do subcanal secundário.

Embora pouco usual, em se tratando de problemas envolvendo camadas de mistura, o caminho tomado na tentativa de correlacionar os máximos valores de tensão turbulenta e o crescimento da camada cisalhante pode ser uma alternativa para problemas onde as condições de entrada não são bem estabelecidas.

5.6 Detecção de Estruturas Coerentes

O processo de desenvolvimento das instabilidades em camadas cisalhantes pode ser entendido como o produto da amplificação de perturbações oriundas de uma faixa cisalhante entre duas correntes de diferentes velocidades. Nessa faixa, picos de vorticidade têm origem, injetando perturbações no escoamento, levando a manifestação de oscilações (ondas) que se desenvolverão e serão amplificadas na direção principal do escoamento. A amplificação dessas instabilidades colapsa em um processo de enrolamento dessas ondas que formam as instabilidades de Kelvin-Helmholtz.

Segundo Bonnet e Delville, 2001, a caracterização e identificação de tais estruturas no escoamento turbulento seguem a vários propósitos. Contudo, são os propósitos práticos relacionados com a presença ou não dessas estruturas que chamam mais atenção.

Estruturas coerentes têm essencial influência nos processos de mistura (troca de calor, dispersão de poluentes entre outros processos difusivos), arrasto, emissão de ruídos e no campo da interação fluido-estrutura. Nesse último, as características dinâmicas desses turbilhões devem ser bem conhecidas a fim de evitar vibrações induzida pelo escoamento principal, tal como escoamento cruzado em bancos de tubos, por exemplo.

As flutuações de velocidade no espaço de Fourier são analisadas neste capítulo. As séries de velocidade foram tomadas ao longo de toda a camada de mistura. No caso das topologias “DS” e “MC”, que dão origem a duas camadas de mistura, as séries de flutuação de velocidade foram adquiridas em ambas as camadas. Os autoespectros mostrados nessas figuras são dimensionais, para uma primeira análise. A adimensionalização de suas frequências fundamentais será discutida posteriormente.

As séries de velocidades são endereçadas dentro da camada de mistura por meio coordenadas de similaridade “ η ”. Na impossibilidade de mostrar os quase 1400 autoespectros de flutuação de velocidade e aproveitando características comuns, serão mostrados alguns casos para cada uma das seções estudadas.

As figuras 5.25 à 5.28, mostram autoespectros de ambas as componentes de velocidade, todas nas coordenadas adimensionais $\eta = 0$. Nas seções tipo “DS” e “MC”, também são mostrados os autoespectros no centro do canal (menor distância entre as barras).

As figuras 5.25 (a), 5.26 (a) e 5.27 (a), mostram os autoespectros de flutuação de velocidade em seções que produziram um padrão coerente de flutuação de velocidade, caracterizado pela periodicidade dos sinais nas séries de velocidade. Sendo esse padrão um indício da presença de estruturas vorticiais de grande escala no escoamento.

No primeiro caso, seções tipo “PL”, somente 03 das seções estudadas apresentaram este padrão. Dentre essas seções, um padrão geometricamente adimensional para ocorrência ou não dessas estruturas não foi detectado. Note que quando são observadas os auto espectros das 3 primeiras seções “PL”, PL - 01, PL - 02, e PL - 03, somente a terceira possui picos no espectro, muito embora as relações adimensionais que possam ser construídas com seus parâmetros geométricos sejam iguais, Tabela 1.

Quanto às frequências encontradas nesse tipo de seção, estas são bastante similares entre si. No entanto, as de flutuações de velocidade na direção principal do escoamento possuem frequências ligeiramente menores que as encontradas na direção transversal, Figura 5.25 (a). Esse resultado não se repetiu nas outras seções estudadas e não possui registro nos trabalhos de outros pesquisadores, quando estudadas as características dinâmicas do escoamento turbulento tipo de canal. Entretanto, Bonnet e Delville, 2001, chamam a atenção para alguns resultados de número de Strouhal em camadas de mistura geradas por uma placa separadora. Em seus resultados os autores encontraram diferentes números de Strouhal quando avaliadas as componentes axial e transversal do escoamento. Os números de Strouhal eram constituídos de iguais escalas de comprimento e velocidade para ambas as componentes, mudando somente a frequência fundamental do espectro.

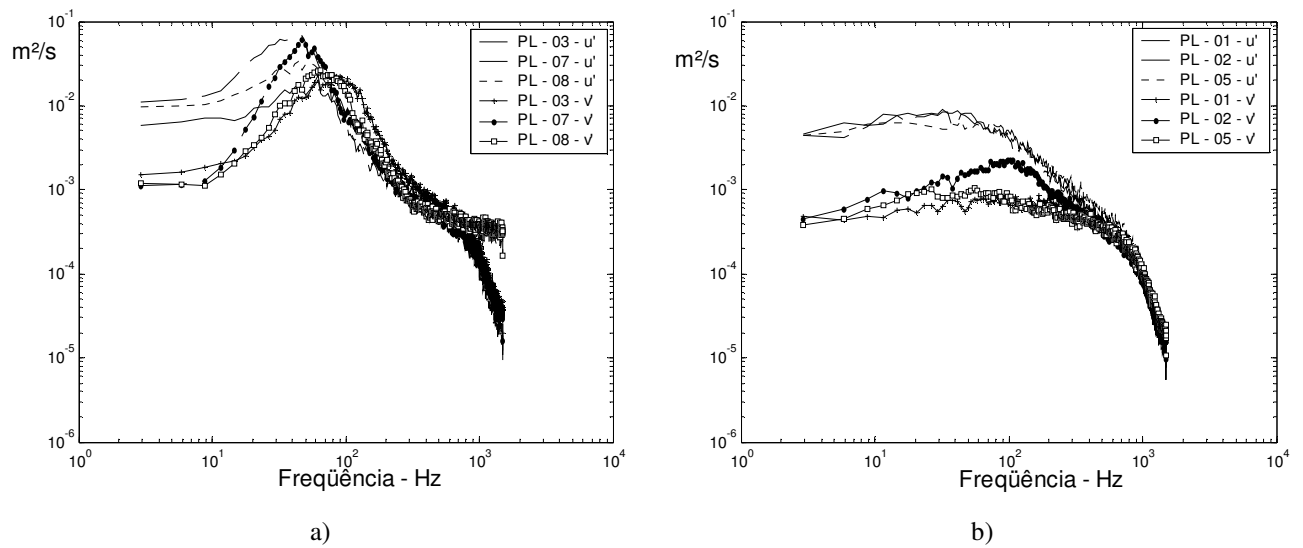


Figura 5.25 – Auto espectros de potência das flutuações de velocidade das seções tipo PL. a) Auto espectros mostrando frequências características. b) Espectros sem frequências características.

Os parâmetros dimensionais das seções “SS” e “DS” foram escolhidos com base nos resultados dinâmicos das seções tipo PL. Desta forma, era esperado que todas as seções destes tipos, exceto SS – 01 e DS – 05, possuíssem frequências fundamentais em seus auto espectros. De fato, as figuras 5.26 (a) e 5.27 (a), mostram frequências dominantes nos autoespectros de velocidade. No entanto também mostram que nas seções SS - 04 e DS – 08, não foram detectados picos relevantes em seus espectros. Essas seções possuíam como única diferença dimensional, em relação as seção PL – 03, sua profundidade “p”, que era 5 mm maior. Nas seções SS -04 e DS – 08, a profundidade do subcanal é 25 mm e na seção PL – 03, 20 mm. Este fato é bastante interessante e mostra o quão sensível é a formação (ou detecção) dessas estruturas, às condições de entrono.

Essa característica também pode ser vista quando são examinadas as flutuação de velocidade das duas seções tipo MC.

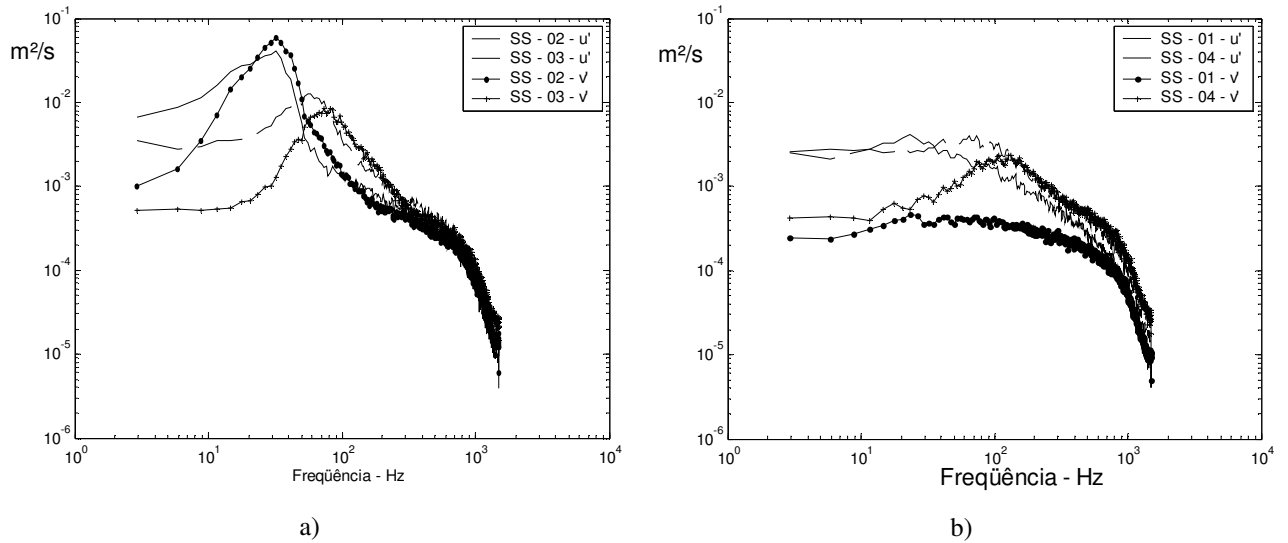
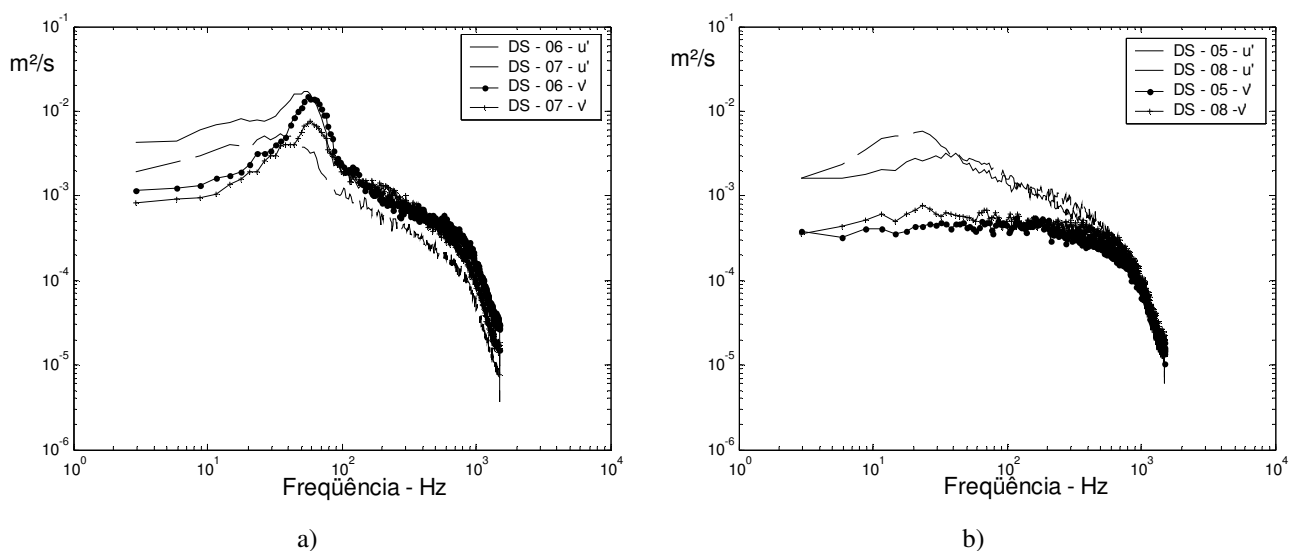
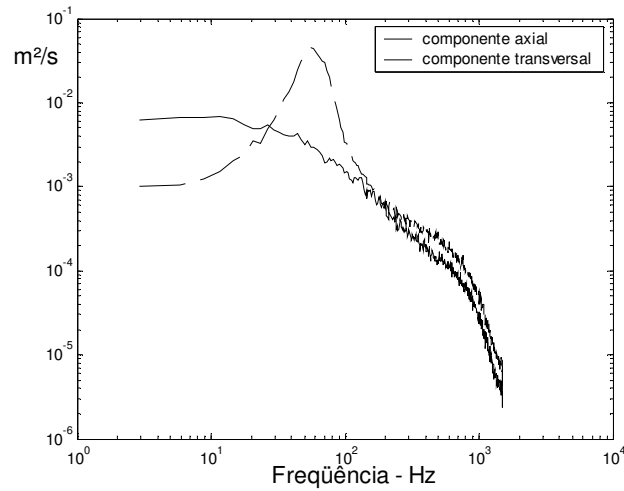


Figura 5.26 – Autoespectros das flutuações de velocidade nas seções tipo “SS”

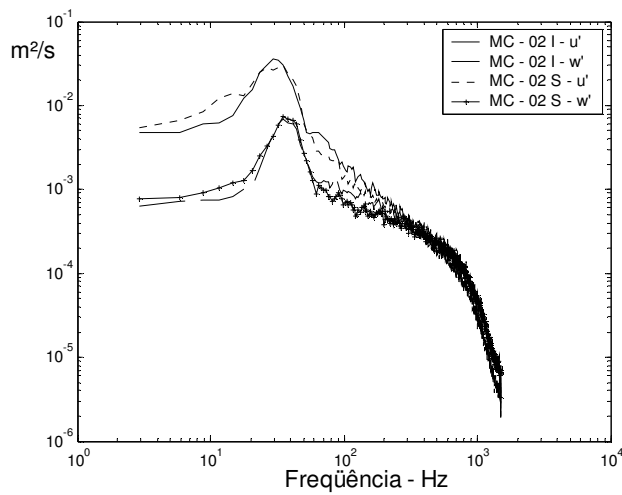
Os autoespectros de flutuação de velocidade nas seções “MC” são mostrados na Figura 5.28 (a), (b) e (c). Nessas seções o comprimento de desenvolvimento do escoamento, a velocidade de referência e o diâmetro dos feixes são os mesmos. No entanto, a distância entre os feixes que no primeiro caso era de 10 mm, foi reduzida para 4 mm (MC – 02). Em termos dinâmicos essa foi uma mudança bastante significativa. Enquanto na primeira seção não são observados picos nos autoespectros, na segunda, picos em torno de 40 Hz, demonstram a formação de estruturas coerentes de grande escala, dominando a região da fenda.



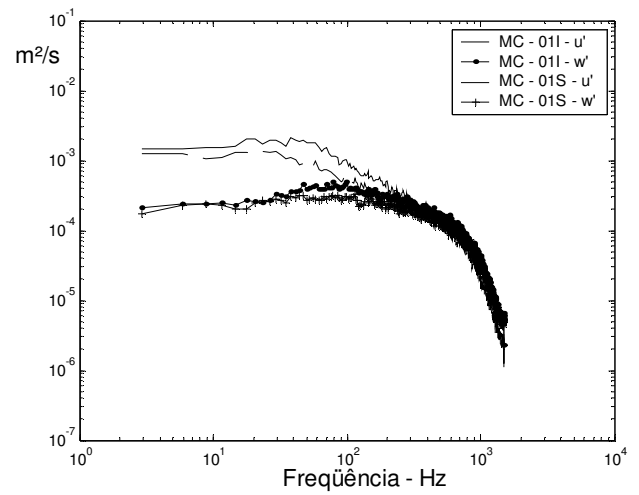


c)

Figura 5.27 – Autoespectros das flutuações de velocidade nas seções tipo “DS”.



a)



b)

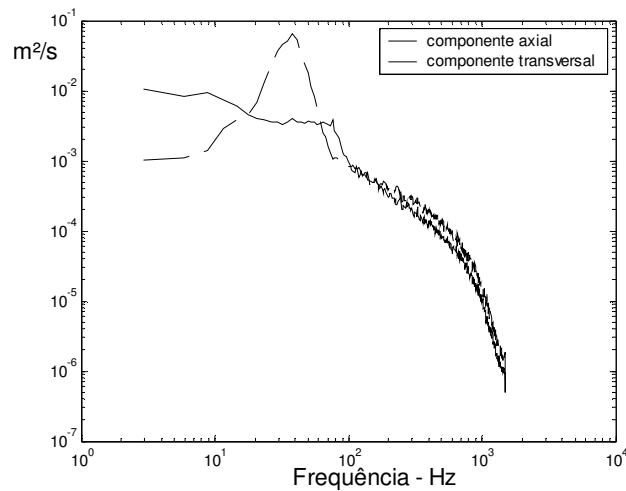


Figura 5.28 – Autoespectros de flutuação de velocidade nas seções “MC”. a) MC -01. b) MC - 02, no centro do canal.

Meyer e Rehme (Meyer e Rehme, 1994 e 1995), estudaram as características de escoamento turbulento em canais compostos com o objetivo de simplificar a análise em feixe de barras e tentar demonstrar a equivalência dos resultados. De fato, quando comparadas as duas últimas seções, “DS” e “MC”, com aquelas estudadas por Möller, 1991 e Guellouz e Tavoularis, 2000 alguns resultados espectrais são bastante similares. Um claro exemplo é a ausência de frequências fundamentais na fenda estreita entre os tubos (centro do canal), quando são avaliadas as flutuações de velocidade na direção principal do escoamento, figura 5.27 (c) e 5.28 (c).

Embora os autores não tenham endereçado os autoespectros de flutuação de velocidade a uma variável de similaridade, tal como é feito nesse trabalho, Meyer e Rehme chamam a atenção para o comportamento dos autoespectros de flutuação de velocidade. Em todas as seções estudadas, os autores enfatizaram o fato de que, ao encontrarem picos nos espectros de velocidade, estes desaparecem a partir da borda das placas, na interface entre os dois subcanais.

A região de fronteira entre os dois subcanais coincide (aproximadamente), com a posição $\eta = 0$. De fato, nas duas primeiras seções “PL” e “SS”, quando foram encontrados picos nos autoespectros estes somente foram identificados nas séries de velocidade tomadas até $\eta = 0$, após essa coordenada os picos tendem a desaparecer. Quando as seções “DS” e “MC” são avaliadas com base nesse critério o mesmo acontece. Os picos nos autoespectros nessas seções, quando encontrados, somente são detectados nas posições adimensionais $\eta \leq 0$, para valores imediatamente superiores tendem a desaparecerem.

5.7 O número de Strouhal

A seção precedente mostrou que algumas configurações dão origem a estruturas coerentes de grandes escalas. Essas estruturas possuem como características principais uma frequência fundamental e uma velocidade característica, denominada por alguns autores como velocidade de convecção.

A análise dos autoespectros de velocidade mostrou frequências distintas para seções de testes geometricamente muito semelhantes. Frequências que variaram de 40 à aproximadamente 100 Hz, muito embora a velocidade de referência tenha sido praticamente igual em todas as seções (exceto as seções “MC”). Essa gama de frequências sugere que as características principais dessas estruturas, frequência, velocidade e o diâmetro dessas estruturas vorticiais, possuem uma certa relação com as escalas locais, e não unicamente com as características geométricas das seções, ou uma velocidade de referência.

Assim como Browand e Ho, 1982, Bonnet et al., 1998, sugere uma adimensionalização das frequências utilizando escalas locais de velocidade e comprimento. Dessa forma, autoespectros que apresentaram padrões sinusoidais de flutuação de velocidade, são mostrados

todos juntos, independentemente do tipo de seção, sendo suas frequências características adimensionalizadas em forma de número de Strouhal, equação (5.11).

$$\text{Str} = \frac{f \cdot \delta_{(x)}}{U_c} \quad (5.11)$$

onde,

f = é a frequência fundamental do autoespectro.

Para todos os autoespectros mostrados, a largura de banda é a mesma, $B_e = 2.92$ Hz, e o erro total inserido no número de Strouhal situa-se na faixa de 3 a 7%, ver Apêndice, Item 7. A energia dos autoespectros, no eixo das ordenadas, foi adimensionalizada pela diferença de velocidade e a espessura da camada de mistura, equação (5.12).

$$\Phi = \frac{\overline{u'^2}}{\delta_{(x)} \Delta U \text{Hz}} \quad (5.12)$$

As figuras 5.29 (a) e 5.30 (a), mostram os autoespectros de potência adimensionalizados em escala linear para ambas as componentes de velocidade. Ao lado, os mesmos espectros são mostrados, na mesma escala, porém em forma dimensional. Pode-se ver que a adimensionalização proposta via equação (5.11), consegue de forma satisfatória organizar todas as frequências em números de Strouhal bastante similares. Pequenas diferenças podem ser vistas quando comparadas todas as seções estudadas. As seções tipo “PL” produziram números de Strouhal ligeiramente maiores que as demais seções. Para essa topologia o número de Strouhal foi de aproximadamente 0,17, enquanto nas demais os valores oscilaram entre 0,14 e 0,15.

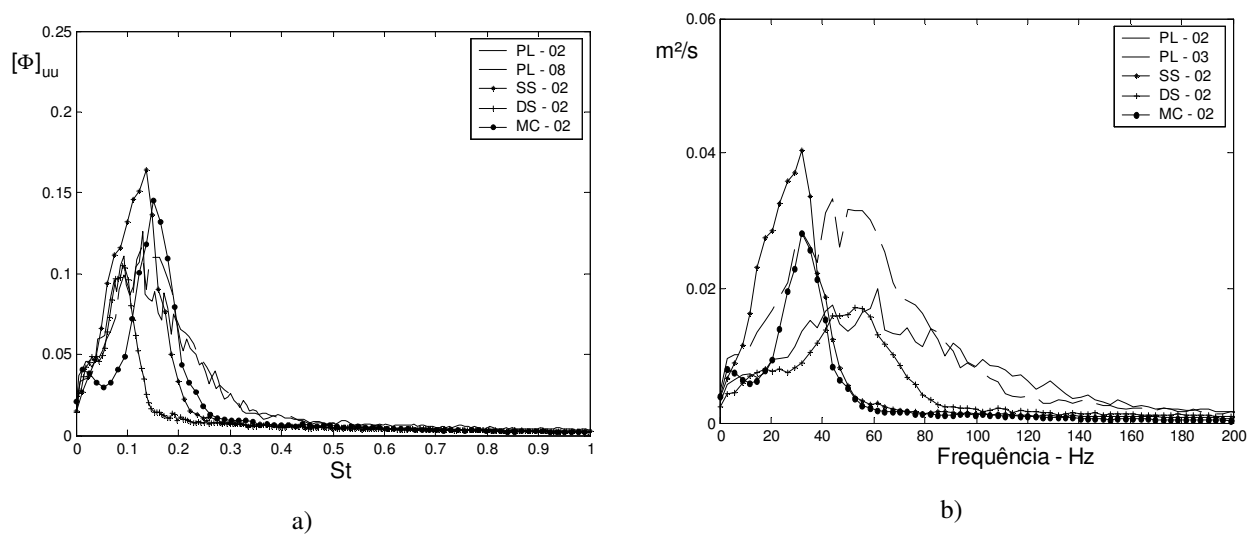


Figura 5.29 – Autoespectros da componente principal de flutuação de velocidade. a) Autoespectro adimensional. b) Autoespectro não adimensionalizado.

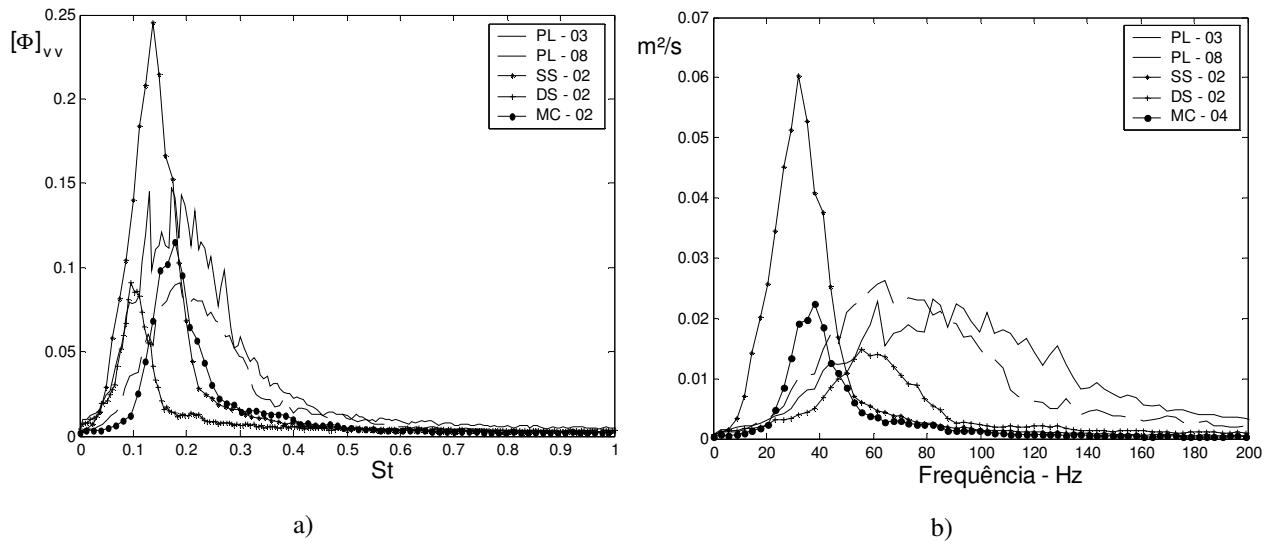


Figura 5.30 - Autoespectros da componente principal de flutuação de velocidade. a) Autoespectro adimensional. b) Autoespectro não adimensionalizado.

A análise dinâmica de problemas envolvendo camadas de mistura tem mostrado uma certa diversidade na definição um número de Strouhal. Os resultados espectrais de Browand e Ho, 1983, mostraram espectros muito semelhantes aqueles encontrados nas seções tipo “PL”, números de Strouhal aproximadamente 0,20 e picos bastante largos, cobrindo uma faixa maior de frequências, Figura 5.31.

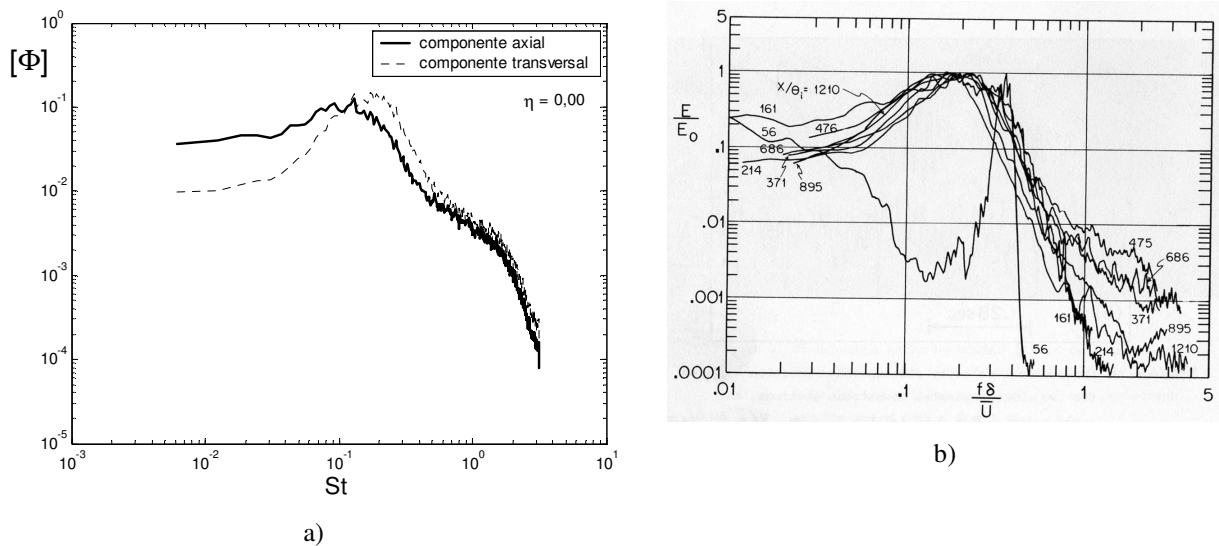


Figura 5.31 – Análise espectral de flutuação de velocidade. a) presente trabalho. b) Browand e Ho, 1983.

Entretanto, outros valores de número de Strouhal têm sido sugeridos. Bonnet et al., 1998, encontraram experimentalmente outros valores para números de Strouhal. Além de diferentes valores para as componentes axial e transversal de flutuação de velocidade, os autores, utilizando as mesmas escalas aqui utilizadas, apresentam valores em torno de 0,30 para a componente

transversal. Já a componente axial apresentou uma variação desse valor entre 0,20 e 0,30, dependendo da onde as series de velocidade foram tomadas dentro da camada de mistura.

A pesar da pequena discrepância dos números de Strouhal, a adimensionalização da freqüência tal como proposta parece descrever bem o fenômeno. Não foram encontrados números de Strouhal com o dobro ou a metade do valor do que era esperado.

Nos trabalhos de Meyer e Rehme, 1994 e 1995, foram avaliadas exatamente as três primeiras topologias estudadas neste trabalho, seções tipo “PL”, “SS”, e “DS”. Os autores propuseram que o número de Strouhal fosse formado com a freqüência fundamental do espectro, a velocidade da borda, e a raiz quadrada do produto entre a profundidade, “p” da seção e a largura da fenda, “d”. Para cada uma dessas seções, os autores encontraram diferentes valores de números de Strouhal, 0,066, 0,080 e 0,050, respectivamente. Entretanto, os autores comentam que a adimensionalização proposta mostrava considerável desvio do resultado esperado quando a relação profundidade “p” e largura, “d”, era maior que 7. Nos experimentos aqui realizados o número de Strouhal se manteve praticamente constante mesmo para as seções onde $p/d = 12,50$, tais como PL – 07, PL - 09, DS – 07.

Uma relação entre os parâmetros geométricos das seções e a ocorrência ou não dessas intabilidades não pode ser detectada neste trabalho. Embora Meyer e Rehme, 1995, tenham afirmado estruturas de grande escala se formariam toda a vez que a profundidade das seções, dimensão “p”, fosse maior ou igual ao dobro da largura, “d”, os resultados aqui obtidos não confirmaram essa afirmação. Entretanto, pode haver uma relação entre o número de Reynolds e a ocorrência dessas estruturas no escoamento principal, desde que sejam avaliadas as escalas certas de velocidade e comprimento. Quando são observadas as tabelas das páginas 32 e 34, na última coluna, os valores de Reynolds são formados por escalas locais, utilizando a espessura da camada de mistura e diferença de velocidade em sua composição. Em todas as seções onde a presença de estruturas coerentes foi detectada o número de Reynolds, descrito por essas variáveis, foi maior ou igual a 10^4 .

Contudo, quando são comparados resultados clássicos em camadas de mistura oriundas de placas separadora, Browand e Ho, 1983, por meio de técnicas de visualização, mostraram que essas estruturas eram visíveis a partir de Reynolds 1000. Sendo o número de Reynolds calculado via escalas locais.

6 Conclusões

Este trabalho apresenta um estudo experimental da distribuição das quantidades médias e flutuantes do escoamento turbulento em quatro tipos de canais compostos.

Os objetivos deste trabalho são as investigações acerca das distribuições das quantidades médias estatísticas do escoamento turbulento quando este acontece em canais onde há um ou mais subcanais ligados conectados, bem como o comportamento dinâmico desse tipo de escoamento. Como focos da atenção, estão os estudos a respeito da formação e caracterização, através de um número de Strouhal, de estruturas coerentes de grande escala, bem como a tentativa de estabelecer escalas representativas do escoamento que possam unificar esses valores, independente da topologia estudada. Para tanto, os dados da distribuição experimental das velocidades médias e tensões de Reynolds foram confrontados com os valores preditos pela teoria de camada de mistura, na tentativa de estabelecer uma correlação entre elas. Essa tentativa tem como objetivo a simplificação das análises em feixes de barras, bem como mostrar uma equivalência entre os escoamentos no interior dessas estruturas, ligando-os por meio de uma teoria já estabelecida.

Em linhas gerais, as distribuições de velocidade média e tensões de Reynolds têm o mesmo comportamento em todas as seções estudadas. Picos de vorticidade e tensões de Reynolds são encontrados na região da fenda. Em todas as seções estudadas a distribuição dessas quantidades é bastante similar, um crescimento até a fronteira entre os dois subcanais, alcançando seu valor máximo nesta região, seguido por um decréscimo dessas quantidades. Os picos de tensões de Reynolds estão localizados nos pontos de maior vorticidade. A localização desse ponto muda consideravelmente na última seção “MC”. Nas três primeiras seções a largura da fenda “d” se estende por toda a profundidade, dimensão “p”, nessas seções o ponto de maior vorticidade encontra-se na fronteira entre o subcanal principal e a região da fenda. Entretanto, quando avaliada a seção “MC”, o pico de vorticidade não se encontra na região da fenda e sim a alguma distância dela.

A investigação dos perfis de velocidade axial revelou que estes podem ser divididos em três diferentes zonas. Nas zonas laterais do canal os perfis de velocidade são governados pelas tensões de cisalhamento na parede. Quanto à parte central, os dados mostraram que a redistribuição de massa entre os subcanais leva a formação de uma camada de mistura. A forma desigual com que a massa se distribui nos canais deve-se aos efeitos viscosos que são maiores nos subcanais secundários (divido ao menor espaço físico). Nas regiões mais estreitas o escoamento é desacelerado levando a um conseqüente aumento da velocidade na região mais larga (subcanal principal). Essa redistribuição do escoamento dá origem a componentes

transversais de velocidade (paralelas ao eixo “y” nas primeiras três seções e “z” na última), que atravessam a fenda entre os tubos e gerando aumento da intensidade de turbulência naquela direção.

A correlação entre o escoamento em canais compostos e a teoria de camada de mistura passa pela distribuição e quantificação das velocidades médias e tensões de Reynolds, bem como da espessura da camada nas seções estudadas. Os experimentos mostraram uma camada de mistura em desenvolvimento espacial, com crescimento linear ao longo da direção principal do escoamento. Embora, algum espalhamento dos dados tenha sido observado, uma função linear é a que melhor aproxima a relação entre a espessura da camada de mistura e o comprimento das seções.

A distribuição das quantidades médias e flutuantes na região de interesse evidenciou o aspecto auto-preservante do escoamento, característica marcante em camadas de mistura. A utilização de variáveis de similaridade na adimensionalização dos dados mostrou uma distribuição bastante similar àquela encontrada em camadas de mistura.

Cada uma das diferentes seções produziu diferentes resultados absolutos de intensidade de turbulência (em ambas as direções), velocidade média e tensões cisalhantes. Tanto os perfis de velocidade média quanto de intensidade de turbulência e tensões cisalhantes revelaram-se funções da posição onde foram tomadas. Quando adimensionalizados por escalas representativas daquela posição tendiam a colapsar em uma mesma curva. Entretanto, as intensidades de turbulência na direção transversal ao escoamento principal possuíam valores menores quando nenhum padrão sinusoidal de velocidade era detectado.

O uso de soluções auto-similares na predição dos perfis de velocidade, através de quantidades locais, é satisfatoriamente descrito por uma função tangente hiperbólica. No entanto, em algumas seções onde a espessura da camada de mistura era pequena em relação à profundidade do subcanal secundário, dimensão “p”, houve alguma dificuldade de aproximação numérica nas bordas do perfil de velocidade.

A relação entre os valores máximos das tensões cisalhantes, $\overline{u'v'}$ (ou $\overline{u'w'}$), o crescimento da camada de mistura, $d\delta_{(x)}/X$, e a diferença local de velocidade, ΔU , foi tal como predito por Townsend, 1976. Uma relação direta para todas as seções avaliadas. Uma vez conhecida uma função que relacione essas grandezas e a distribuição de velocidade média axial na região da camada de mistura (por meio de perfis auto-similares), a determinação analítica da distribuição das tensões cisalhantes na região pode ser encontrada. Os resultados não foram completamente satisfatórios apresentando os maiores problemas na parte positiva da curva,

quando $\eta > 0$. Entretanto, a utilização de escalas locais de comprimento e velocidade evidenciou uma relação direta com os picos de tensões cisalhantes.

Os autoespectros de flutuação de velocidade mostraram características dinâmicas em algumas seções. A frequência dos picos variou de 40 a 100 Hz (aproximadamente). A definição de um número de Strouhal utilizando escalas locais de velocidade e comprimento trouxe resultados satisfatórios na adimensionalização dessas frequências. O número de Strouhal definido com estas variáveis conseguiu aproximar os picos nos autoespectros, situando-os em torno de $St = 0,15$. A maior diferença ocorreu no número de Strouhal da componente transversal de velocidade nas seções tipo “PL”. Nessas seções os valores de Strouhal foram 0,17. Ainda, com relação as escalas utilizadas, estas mostraram-se representativas do problema e foram capazes de unificar a resposta dinâmica de 04 diferentes topologias de canais compostos em um único número de Strouhal (praticamente).

Os resultados autoespectrais mostraram que a formação de grandes vórtices nas fenda não é somente função de parâmetros adimensionais. A investigação em seções que possuíam todos os parâmetros adimensionais iguais conduziu a diferentes resultados dinâmicos do escoamento. Entretanto, os resultados também mostraram que a largura da fenda tem um importante papel na formação dessas instabilidades. Visto que não foram encontrados picos relevantes nos autoespectros para $d > 4$ mm.

Com relação ao processo de formação de instabilidades em canais compostos, os resultados apresentados neste trabalho apontam para a formação de uma camada de mistura, associada a picos de vorticidade na região da fenda. Esses resultados sugerem que os mecanismos de instabilidades nessa região sejam, ao menos, bastante similares aqueles ocorridos em camadas de mistura não confinada.

7 Continuação dos trabalhos

Como proposta de continuidade deste trabalho, apresentam-se alguns tópicos.

1 – Aprimoramento da metodologia utilizada no sentido de se conhecer as reais condições de entrada do escoamento na seção de teste.

2 – Medição do campo de velocidades e tensões de Reynolds na saída das seções. Assim como foi feito por Wiecek e Mehta, 1998, essas medições ajudariam na quantificação dos efeitos tridimensionais causados pela geometria da seção.

3 – Estudar a influência de variações mais amplas dos parâmetros geométricos e das condições de entrada sobre o campo de velocidades, tensões de Reynolds e o número de Strouhal.

4 – Voltar a atenção ao estudo em feixes de barras no intuito de descobrir se as simplificações feitas neste trabalho são válidas quando há camadas de mistura geradas por fendas dispostas tanto no sentido horizontal quanto vertical.

8 Referências Bibliográficas

Aubrun, S., Boisson, H. C. e Bonnet, J. P. 2002, Further Characterization of Large-Scale Coherent Structure Signatures in a Turbulent-Plane Mixing Layer, *Experiments in Fluids*, v. 32, pp. 136-142.

Bernard, P. S., Wallace, J. M. 1998, Turbulent Flows, *Encyclopedia of Applied Physics*, v. 22, pp. 399-430.

Biemüller, M., Meyer, L. e Rehme, K. 1996, Large Eddy Simulation and Measurement of the Structure of Turbulence in Two Rectangular Channels Connected by the Gap, *Engineering Turbulence Modeling and Experiments 3*, Editors: Rodi, W. and Bergeles, G., 249-258.

Bendat, J. S. e Piersol, A. G., 1986. *Random Data: Analysis and Measurement Procedures*. 2nd ed. New York: John Wiley & Sons.

Bell, J.H., Mehta, R. D. 1990, Two-Stream Mixing Layer from Boundary Layers, *AIAA Journal*, v. 28, pp: 2034-2042.

Bonnet, J. P., Delville, J., Glauser, M. N., Antonia, R. A., Bisset, D. K., Cole, D. R., Fiedler, H. E., Garem J. H., Hilberg, H., Jeong, J., Kevlahan, N. K. R., Ukeiley, L. S., Vincendeau, E. 1998, Collaborative Testing of Eddy Structure Identification Methods in Free Turbulent Shear Flows, *Exp. Fluids*, v. 25, pp. 197-225.

Bonnet, J. P. e Delville, J. 2001, Review of Coherent Structures in Turbulent Free Shear Flows and Their Possible Influence on Computational Methods, *Flow, Turbulence and Combustion*, v. 66, pp. 333-353.

Browand, F. K. e Ho, Chih-Ming. 1983, The mixing layer: An example of quasi two-dimensional turbulence, *Journal de Mécanique théorique et appliquée*, Numéro spécial, pp. 99-120.

Carajilescov, P. e Todreas, N. E. 1976, Experimental and Analytical Study of Axial Turbulent Flows in a Interior Subchannel of a Bare Rod Bundle, *J. Heat Transfer*, v. 98, pp. 262-268.

Collis, D. C. e Willians, M. J. 1959, Two-Dimensional Convection from Heated Wires at Low Reynolds Numbers, *J. Fluid Mech.* v. 6, pp. 357.

Guellouz, M.S. e Tavoularis, S. 2000, The Structure of the Turbulent Flow in a Rectangular Channel Containing a Single Rod – Part 1: Reynolds-Average measurements, *Exp. Thermal and Fluid Sci.*, v. 23, pp. 59-73.

Harbaoui, M. e Guellouz, M. S. 2008, Large Scale Structures in Laminar Flow Through Parallel Fins, www.aisst.org.tn/pdf/document/harbaoui.pdf.

Hinze, J. O. 1975, *Turbulence*, New York, MacGraw-Hill.

Hooper, J. D. 1980, Fully Developed Turbulent Flow Through a Rod Cluster, Ph.D.Thesis, Univ. New South Wales.

Hooper, J. D., e Rehme, K. 1984, Large-Scale Structural Effects in Developed Turbulent Flow Through Closed-Spaced Rod Arrays, *J. Fluid Mech.* v. 145, pp. 305-337.

Indrisiak, M. L., 2004. Caracterização de escoamento Turbulentos Transientes Usando a Transformada de Ondas. Tese de Doutorado, Porto Alegre. PROMEC/UFRGS, Brasil.

Knight, D., W. e Shiono, B. K. 1990, Turbulence Measurements in a Shear Layer region of a Compound Channel, *J. of Hydraulic Research*, v. 28, pp. 175-196.

Lesieur, M. 1997, *Turbulence in Fluids*. Third Edition, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands.

Meyer, L. e Rehme, K. 1994, Large-Scale Turbulence Phenomena in Compound Rectangular Channels, *Exp. Thermal Fluid Sci.*, v. 8, pp. 286-304.

Meyer, L. e Rehme, K. 1995, Periodic Vortices in Flow Through Channels with Longitudinal Slots or Fins, 10th Symposium on Turbulent Shear Flows, The Pennsylvania State University, University Park, August 14-16.

Moffat, R. J. 1988, Describing the Uncertainties in Experimental Results, *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 1, pp. 3-17.

Möller, S. V. 1991, On Phenomena of Turbulent Flow Through Rod Bundles. *Experimental Thermal and Fluid Science*, v. 4, pp. 25-35.

Möller, S. V., 2003. Experimentação em Turbulência. *Turbulência*, v. 2, Editores: A. Silveira Neto e S. S. Mansur, pp. 207-243, ABCM, Rio de Janeiro, RJ.

Möller, S. V. e Silvestrini, J. H., 2004. *Turbulência: Fundamentos*. *Turbulência*, v. 4, Editores: S. Viçosa Möller e J. Hugo Silvestrini, pp. 1-33, ABCM, Rio de Janeiro, RJ.

Olinto, C. R. e Möller, S. V. 2004, X-Probe Calibration using Collis and William's Equation. In: 10º Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas - ENCIT, 2004, Rio de Janeiro.

Parizzi, A., 1998. Desenvolvimento do escoamento Axial Turbulento nos Subcanais de Feixes de Barras. Dissertação de Mestrado, Porto Alegre. PROMEC/UFRGS, Brasil.

Prooijen, B. C. van e Uijttewaal, W. S. J. 2002, A linear Approach for the Evolution of Coherent Structures in Shallow Mixing Layers, *Physics of Fluids*, v. 14, pp. 4105-4114.

Rehme, K. 1987 (a), The Structure of Turbulent Flow Through Rod Bundles. *Nuclear Engineering and Design*, v. 99, pp. 141-154.

Rehme, K. 1987 (b) On the Development of Turbulent Flow in Wall Subchannels of a Rod Bundle, *Nuclear Technology*, v. 77, pp. 331-342.

Roshko, A. 1976, Structure of turbulent shear flow: A new look, *Flow, AIAA Journal*, v. 14, pp:1349-1357.

Rowe, D.S. 1973, Measurement of Turbulent Velocity, Intensity and Scale in Rod Bundle Flow Channels, BNWL 1736.

Rowe, D.S., Johnson, B.M. e Knudsen, J. G. 1974, Implications Concerning Rod Bundle Crossflow Mixing Based on Measurements of Turbulent Flow Structure, *Int. J. Heat Mass Transfer*, v. 17, pp. 407-419.

Schlichting, H. 1968. *Boundary Layer Theory*. New York: McGraw Hill.

Shiono, B., K. e Knight, D., W. 1991, Turbulent Open-Channel Flows with Variable Depth Across the Channel, *J. Fluid Mech.* v. 222, pp. 617-646.

Soldini, L., Piattella, A., Brocchini, M., Mancinelli, A. and Bernetti, R. 2004, Macrovortices-Induced Horizontal Mixing in Compound Channels, *Ocean Dynamics*, v. 54, pp. 333–339.

Tenneks, H. e Lumley, J. L. 1972, *A First Course in Turbulence*, Cambridge MA: MIT Press.

Townsend, A. A. 1976, *The structure of Turbulent Shear Flow*. Cambridge University Press, Cambridge, England, pp. 188-230.

Vicari, K. F. F., 1996. Análise Experimental do escoamento Turbulento em Dutos Circulares com Promotores de Turbulência Internos Tipo Helicóides. Dissertação de Mestrado, Porto Alegre. PROMEC/UFRGS, Brasil.

Vosáhló, L., 1984. Computer programs for the evaluation of turbulence characteristics from hot wire measurements. KfK 3743, Kernforschungszentrum Karlsruhe.

Wiecek, K. C. e Mehta, R. D., 1998, Effects of velocity ratio on mixing layer three-dimensionality, *Experimental and Fluid Science*, v.16, pp. 165-176.

Willmarth, W. W., 1975. Pressure Fluctuations Beneath Turbulent Boundary Layers. *Annual Review Mechanics*, v. 7, pp. 13-38.

Wu, X. e Trupp, A. C. 1994, Spectral Measurements and Mixing Correlations in a Simulated Rod Bundle Subchannels, *Int. J. Heat Transfer*, v. 37, pp. 1277-1281.

Yang, W. B., Zhang, H. Q., Chan, C. K., Lau, K. S., Lin, W. Y. 2004, Investigation of Plane Mixing Layer Using Large Eddy Simulation, *Computational Mechanics*, v. 34, pp. 423-429.

Apêndice

Análise de Incertezas dos Equipamentos Utilizados

Este apêndice apresenta as características dos equipamentos utilizados na pesquisa desta dissertação, abordando a faixa de variação dos valores medidos, valores típicos dos resultados, bem como a resolução apresentada na leitura dos instrumentos e o erro percentual entre os valores medidos e calculados no processo de calibração dos sensores.

Foram também incluídas informações sobre as características técnicas dos equipamentos fornecidas em catálogos e manuais pelo fabricante, dizendo respeito a exatidão (“accuracy”), desvio de leituras causados pela variação de temperatura e desvios de linearidade e histerese.

Condições Atmosféricas e Propriedades Termodinâmicas

Temperatura

Faixa de valores	5 a 40 °C
valor típico de temperatura.....	20 °C
resolução empregada na leitura	0,25 °C
erro devido a resolução sobre a faixa	5 a 0,6 %
erro devido a resolução sobre o valor típico	1,25 %

Pressão Atmosférica

Faixa de valores	750 a 765 mm Hg
valor típico de pressão atmosférica.....	757 mm Hg
resolução empregada na leitura	1mm Hg
erro devido a resolução sobre o valor típico	0,13 %

Propriedades Físicas dos Fluidos

Massa Específica

valor típico.....	1,1876 Kg/m ³
erro devido as resoluções , 1.1.1 e 1.1.2.....	0,02 %

Viscosidade Cinemática

valor típico.....	$1,5393 \times 10^{-5}$
erro devido as resoluções, 1.1.1 e 1.1.2.....	0,02 %

Amperímetros, voltímetros e manômetros utilizados na calibração de sondas de fio quente

Amperímetros

Faixa de medição	4 a 20 mA
resolução empregada na leitura	0,005 mA
erro devido a resolução sobre a faixa	0,125 Pa

Voltímetros

Faixa de medição	0 a 3 V
resolução empregada na leitura	0,0005 V
erro devido a resolução sobre a faixa	0,017 %

Manômetros

Manômetro de líquido (DWYER) - faixa de medição	0,6 a 6,0 mmca
resolução empregada na leitura	0,20 mmca
erro devido a resolução sobre a faixa	33,33 a 3,33 %
Manômetro de líquido (coluna d'água) -faixa de medição	40 a 190 mmca
resolução empregada na leitura	1,0 mmca
erro devido a resolução sobre a faixa	2,50 a 0,52 %
Manômetro de Eletrônico – Dados do Fabricante	40 a 190 mmca
exatidão	0,20 % f.e
desvio com a temperatura	0,08 % f.e

Curvas de Calibração de Velocidade

Sonda Reta

Na calibração de sondas retas, determinou-se uma relação entre tensão e velocidade. A bancada a qual permite a realização da calibração é a mesma descrita por Vicari, 1996.

Tabela A 1 - Registro de uma calibração típica do sensor de velocidade.

Eo =		1,274			
Eo(Vel.zero)=		1,270			
Vel	E corr	ln (E ² -Eo ²)	ln(Vr)	Vel	Erro (%)
real (m/s)	(Volts)			calc(m/s)	100((vr-Vcal)/Vr)
3,116	1,764	0,406	1,137	3,064	1,671
4,760	1,850	0,594	1,560	4,809	-1,046
6,967	1,932	0,752	1,941	7,023	-0,795
12,160	2,069	0,982	2,498	12,179	-0,159
18,659	2,195	1,165	2,926	18,897	-1,276
22,885	2,258	1,249	3,130	23,103	-0,953
26,984	2,301	1,303	3,295	26,337	2,397
29,832	2,343	1,355	3,396	29,803	0,097
32,431	2,372	1,389	3,479	32,383	0,148

Dados do Fabricante:

A sonda reta utilizada nesta pesquisa é uma sonda 55P36, e as informações abaixo referem-se são dadas pelo fabricante.

desvio com a temperatura (entrada e saída)±500 & ± 15 mV/°C
 exatidão no voltímetro interno2% f.e
 exatidão para resistências0,1 % ±3 mW

Sonda de fio reto-Inclinado

Esta calibração necessita de duas informações, a primeira diz respeito a relação entre tensões e velocidades e a segunda entre tensões e ângulos médios.

Dados do Fabricante:

A sonda inclinada utilizada nesta pesquisa é uma sonda 55P12, e as informações abaixo referem-se são dadas pelo fabricante.

desvio com a temperatura (entrada e saída)±500 & ± 15 mV/°C
 exatidão no voltímetro interno2% f.e
 exatidão para resistências0,1 % ±3 mW

Os ângulos maiores que 30°, apresentam grandes incertezas, devido ao fato de que a partir desta inclinação a sonda a sonda não possui sensibilidade para fazer a distinção de leitura, em volts. Outro fator que contribui para que o erro aumente em ângulos maior que 30°, é o fato de que da utilização de coeficientes de calibração “m” ser igual a “n”, como explanado no item 4.5.1.

Tabela A 2 - Registro de calibração de uma sonda de fio inclinado.

E ₀ =	1,290
E ₀ (corr)=	1,2896

Vel real (m/s)	E corr (Volts)	log(E ² -E ₀ ²)	log(V)	Vel calc(m/s)	Erro (%) 100(V _r -V _{cal})/V _r
3,126	1,711	0,102	0,495	3,106	0,615
5,104	1,800	0,198	0,708	5,074	0,599
6,989	1,877	0,270	0,844	7,322	-4,765
9,692	1,934	0,318	0,986	9,359	3,433
14,124	2,041	0,399	1,150	14,158	-0,236
19,384	2,127	0,457	1,287	19,063	1,655
24,182	2,203	0,504	1,383	24,281	-0,409
27,664	2,250	0,532	1,442	27,965	-1,086
33,030	2,298	0,559	1,519	32,113	2,775
37,638	2,370	0,597	1,576	39,124	-3,946

Velocidade = 12,781 m/s						
ângulo δ (°)	E δ (corr)	log(Eδ ² -E ₀ ²)	cos(a-d)	log(cos(a-d))	V (calc)	erro (%)
30	2,108	0,444	0,966	-0,015	12,854	-0,568
25	2,100	0,439	0,940	-0,027	12,881	-0,782
20	2,085	0,429	0,906	-0,043	12,714	0,522
15	2,071	0,419	0,866	-0,062	12,708	0,571
10	2,058	0,410	0,819	-0,087	12,876	-0,741
5	2,032	0,392	0,766	-0,116	12,586	1,525
0	2,012	0,378	0,707	-0,151	12,723	0,458
-5	1,978	0,352	0,643	-0,192	12,359	3,304
-10	1,953	0,333	0,574	-0,241	12,628	1,199
-15	1,911	0,299	0,500	-0,301	12,270	3,997
-20	1,869	0,263	0,423	-0,374	12,190	4,625
-25	1,837	0,234	0,342	-0,466	13,146	-2,856
-30	1,775	0,173	0,259	-0,587	12,938	-1,225

Conversão de velocidade com ganho

Faixa de tensão0 a 10 V
 resolução empregada na leitura0,00244 V/nível
 erro devido a resolução sobre a faixa0,024 %

Placa Conversora Analógico Digital - Dados do fabricante

exatidão.....2 “bits” menos significativo. (max.)
 desvio com a temperatura (linearidade)1,50 ppm/°C

Posicionamento das Sondas

Medidas Lineares

Resolução empregada nas medições.....0,1 mm

Comprimento característico na direção axial.....	250 e 1250 mm
Comprimento característico na direção transversal.....	20 e 50 mm
Comprimento característico na direção vertical (dimensão “d”).....	04 e 10 mm
erro devido a resolução sobre a direção axial	0,33 e 0,25 %

Análise de Incerteza das Medições de Velocidade, Tensões Cisalhantes e Comprimento de Camadas de Mistura

A equação básica para o cálculo de incertezas de um resultado, para o qual é combinada as incertezas provenientes das diferentes variáveis envolvidas, é dado por:

$$\delta R = \left\{ \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial x_i} \delta x_i \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{A.1})$$

onde $R = R(x_1, x_2, \dots, x_n)$, é o resultado em análise e δx_i , é a incerteza da variável x_i .

O termo, $\frac{\partial R}{\partial x_i}$, representa a derivada parcial da função R em relação a variável x_i , fornecendo o coeficiente de sensibilidade da função R com respeito a x_i .

Incertezas Associadas a Tubos de Pitot e Sondas de Fio Quente

Tubos de Pitot

A equação que relaciona a variação de pressão entre dois pontos, localizados em uma mesma seção transversal, e a velocidade imposta pelo gradiente é dada por

$$U_{\text{Pitot}} = \sqrt{\frac{2 \times \Delta p}{\rho}} \quad (\text{A.2})$$

onde

Δp = variação de pressão entre dois pontos;

ρ = massa específica do fluido.

A incerteza do cálculo das velocidades obtidas por tubos de Pitot, é dada por

$$\delta U = \frac{U}{\rho} \left[\left(\frac{\rho^2}{U} \delta \Delta p \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \delta \rho \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.3})$$

As incertezas isoladas da variação de pressão, $\delta\Delta p$, e da massa específica, $\delta\rho$, reportam-se as incertezas de leitura dos amperímetros utilizados, e dos equipamentos utilizados na inferição das condições ambientais, termômetros e barômetro.

A solução da equação (A.3), para todos os valores medidos leva a incertezas que situam-se entre 1,0 e 6,0%.

Sonda de Fio reto-inclinado

Para a sonda de fio reto, a relação entre a tensão e a velocidade é dada por

$$U = \left(\frac{E_r^2 - E_0^2}{B_r} \right)^{1/n_x} \quad (\text{A.4})$$

Utilizando-se a equação (A.1), obtém-se o grau de incerteza para a sonda reta, dado por

$$\delta U_r = \frac{U_r}{n_x} \left[(\ln U_r \delta n_x)^2 + \left(\frac{1}{B_r} \delta B_r \right)^2 + \left(\frac{2 \times E_0}{E_r^2 - E_0^2} \delta E_0 \right)^2 + \left(\frac{2 \times E_r}{E_r^2 - E_0^2} \delta E_r \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.5})$$

Como a componente transversal de velocidade é calculada pela equação (A.6), com as simplificações descritas em 4.5.1

$$w = U_r \times \text{tg} \delta = U_r \left[\sqrt{2} \left(\frac{E_x^2 - E_{0x}^2}{B_x U_r^{n_x}} \right)^{1/m_x} - 1 \right] \quad (\text{A.6})$$

a incerteza na leitura é definida por

$$\begin{aligned} \delta \text{tg} \delta^2 &= \frac{\text{tg} \delta - 1}{m_x} \left[(\ln \text{tg} \delta \times \delta m_x)^2 + \left(\frac{1}{B_x} \delta B_x \right)^2 + \dots \right. \\ &\quad \left. \dots + \left(\frac{2 \times E_{0x}}{E_x^2 - E_{0x}^2} \delta E_{0x} \right)^2 + \left(\frac{2 \times E_x}{E_x^2 - E_{0x}^2} \delta E_x \right)^2 \right] \quad (\text{A.7}) \end{aligned}$$

O erro na leitura dos valores de tensão, E_r , E_0 , E_x e E_{0x} , foi calculado a partir dos dados do fabricante:

$$\delta E = \left(\frac{OS}{1000} + 0,0005 \right) \text{mv} \quad (\text{A.8})$$

onde OS, é o fator de compensação (offset), ajustado em cada medição.

O erro nas leituras de n_x , m_x , B_r e B_x , são calculados conforme Moffat, 1988, seguindo os passos abaixo.

Calcula-se os resultados de R_0 a partir dos dados obtidos (calibração);

Para cada pondo de calibração (variável x_i), calcula-se os valores de R_{i+} e R_{i-} , incrementando ou subtraindo-se a incerteza de medição a cada variável x_i .

3) Calcula-se o valor atribuído a cada variável, dado por

$$\delta x_i = \frac{(|R_{i+} - R_0| + |R_{i-} - R_0|)}{2} \quad (\text{A.9})$$

4) Através da equação (A.9), calcula-se o valor combinado da incerteza de R.

Seguindo os pontos 1, 2 e 3, chega-se as incertezas dos coeficientes de calibração, que são:

$$\delta n_x = 0,026;$$

$$\delta B_x = 0,022;$$

$$\delta B_\alpha = 0,031;$$

$$\delta n_\alpha = 0,031;$$

$$\delta m = 0,010;$$

Portanto das equações (A.5) e (A.6), chega-se que a incerteza relacionada com às medições da sonda reto-inclinada vão de 4,0 a 10%.

Determinação das Funções de Densidade Auto-Espectral

Frequência de aquisição dos dados	3,0 KHz
Número de pontos.....	131072
Tempo de aquisição (t_s).....	43,69 s
Largura de Banda – freq. de aq./pontos por bloco (B_e).....	2,93 Hz
Erro médio estatístico do espectro	8,83 %

$$\text{erro} = \left(\sqrt{\frac{1}{(B_e)_{\text{Hz}} \times t_s}} \right) \times 100 \quad (\text{A.10})$$

Incertezas no Cálculo de Espessura da Camada Cisalhante

A equação que determina a espessura da camada cisalhante, é dada por

$$\delta_{(x)} = \frac{U_2 - U_1}{\frac{\partial u}{\partial y} |_{\text{max}}} \quad (\text{A.11})$$

Utilizando a equação (A.1), a incerteza total na medição da espessura da camada cisalhante pode ser calculada por

$$\delta(\delta_{(x)}) = \left(\frac{\partial u}{\partial y} |_{\text{max}} \right)^{-1} \left\{ (\delta U_2)^2 + (\delta U_1)^2 + \left[\delta_{(x)} \left(\frac{\partial u}{\partial y} |_{\text{max}} \right)^{-2} \left(\delta \left(\frac{\partial u}{\partial y} |_{\text{max}} \right) \right) \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (\text{A.12})$$

O erro encontrado variou de 0,33 a 0,91 mm, isto representa uma faixa de 2 a 7% dos valores medidos.

Determinação do erro referente ao número de Strouhal

Sendo o número de Strouhal definido por

$$\text{Str} = \frac{f \cdot \delta}{U_c} \quad (\text{A.13})$$

onde f , δ e U_c , são respectivamente a frequência fundamental do espectro, o comprimento da camada de mistura e a velocidade de convecção. A incerteza na determinação dos valores de Strouhal, pela utilização da equação (A.1), é dada por

$$\delta \text{Str} = \text{Str} \left[\left(\frac{\delta f}{f} \right)^2 + \left(\frac{\delta U_c}{U_c} \right)^2 + \left(\frac{\delta \delta_{(x)}}{\delta_{(x)}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.14})$$

A solução da equação (A.14), passa, primeiramente pelas soluções das equações (A.3), pois a velocidade de convecção é obtida através de um tubo de Pitot e pela equação

(A.12), que avalia a incerteza nas medições da espessura da camada de mistura. Quanto a incerteza na medição da frequência, esta pode ser calculada pela largura de banda, B_c , dos autoespectros de flutuação de velocidade, para todos os autoespectros mostrados $B_c = 2,92$ Hz.

Portanto a solução da equação (A.14) leva a incertezas no cálculo do número de Strouhal que vão de 3,0 à 7,0 %.