

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
FACULDADE GAMA / FACULDADE DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE  
MATERIAIS DA ENGENHARIA.**

**CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA/EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO  
TURBULENTO EM UM CANAL CONTENDO UM DUTO CIRCULAR**

**HERBERT ANTÔNIO MOREIRA SEVERINO**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS DA ENGENHARIA DA FACULDADE GAMA E FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS DA ENGENHARIA.**

**APROVADA POR:**

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Dr. Jhon Nero Vaz Goulart**  
(Orientador)

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Dr. Rodrigo Cerda Miranda**  
(Examinador Interno)

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Dr. Luciano Gonçalves Noletto**  
(Examinador Externo)

**UnB - UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
FACULDADE GAMA/FACULDADE DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DOS  
MATERIAIS DA ENGENHARIA**

**CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA/EXPERIMENTAL DO  
ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL CONTENDO UM  
DUTO CIRCULAR**

**HERBERT ANTÔNIO MOREIRA SEVERINO**

**ORIENTADOR: Prof. Dr. Jhon Nero Vaz Goulart.**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS  
DA ENGENHARIA**

**PUBLICAÇÃO: FGA.058-A/ 2018**

**BRASÍLIA/DF: MAIO- 2018**

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
FACULDADE GAMA/ FACULDADE DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE  
MATERIAIS DA ENGENHARIA**

**HERBERT ANTÔNIO MOREIRA SEVERINO**

**CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA/EXPERIMENTAL DO  
ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL CONTENDO UM  
DUTO CIRCULAR**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS DA ENGENHARIA DA FACULDADE GAMA E FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS DA ENGENHARIA.**

Orientador: Prof. Dr. Jhon Nero Vaz Goulart.

BRASÍLIA

2018

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
FACULDADE GAMA/ FACULDADE DE TECNOLOGIA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE  
MATERIAIS DA ENGENHARIA**

**CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA/EXPERIMENTAL DO  
ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL CONTENDO UM  
DUTO CIRCULAR**

**HERBERT ANTÔNIO MOREIRA SEVERINO**

**DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA AO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS DA ENGENHARIA DA FACULDADE GAMA E FACULDADE DE TECNOLOGIA DA UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA, COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM INTEGRIDADE DE MATERIAIS DA ENGENHARIA.**

**APROVADA POR:**

---

**Prof. Dr. Jhon Nero Vaz Goulart**  
**(Orientador)**

---

**Prof. Dr. Rodrigo Miranda**  
**(Examinador Interno)**

---

**Prof. Dr. Luciano Gonçalves Noletto**  
**(Examinador Externo)**

## **FICHA CATALOGRÁFICA**

HERBERT ANTONIO MOREIRA SEVERINO  
CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA/ EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO  
TURBULENTO EM UM CANAL CONTENDO UM DUTO CIRCULAR, [Distrito Federal]  
2017.

101 p. 210 x 297 mm (FGA/UnB Gama, Mestre, Integridade de Materiais da Engenharia, 2018).  
Dissertação de Mestrado - Universidade de Brasília. Faculdade Gama. Programa de Pós-  
Graduação em Integridade de Materiais da Engenharia.

- |                               |                              |
|-------------------------------|------------------------------|
| 1. VISUALIZAÇÃO DO ESCOAMENTO | 2. ESTUTURAS DE LARGA ESCALA |
| 3. FEIXES DE TUBOS            | 4. MODELO SST                |
| 5. ANEMOMETRIA DE FIO-QUENTE  |                              |
| I. FGA/FT/ UnB.               | II. Título (série)           |

## **REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA**

SEVERINO, H. A. M. (2017). CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA/ EXPERIMENTAL DO  
ESCOAMENTO TURBULENTO EM UM CANAL CONTENDO UM DUTO CIRCULAR.  
Dissertação de Mestrado em Integridade de Materiais da Engenharia, Publicação N° .58A/2018.  
Faculdade UnB Gama/ FT /Universidade de Brasília, Brasília, DF, 80 p.

## **CESSÃO DE DIREITOS**

AUTOR: HERBERT ANTÔNIO MOREIRA SEVERINO

TÍTULO: CARACTERIZAÇÃO NUMÉRICA/ EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO  
TURBULENTO EM UM CANAL CONTENDO UM DUTO CIRCULAR

GRAU: Mestre ANO: 2018

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta dissertação de  
mestrado e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e  
científicos. O autor reserva outros direitos de publicação e nenhuma parte desta dissertação de  
mestrado pode ser reproduzida sem a autorização por escrito do autor.

---

NOME: HERBERT SEVERINO

E-mail: herbert.ams@gmail.com

Brasília, DF – Brasil.

## DEDICATÓRIA

*A Deus, toda Honra e Glória. Família e amigos.*

*Então, ele me disse: A minha graça te basta, porque o poder se aperfeiçoa na fraqueza. De boa vontade, pois, mais me gloriarei nas fraquezas, para que sobre mim repouse o poder de Cristo.*

*II Coríntios 12 : 9.*

## AGRADECIMENTOS

A gratidão por estar concluindo um curso *Stricto Sensu* é imensurável. Impossível de ser descrita, tão pouco em uma página. Mas tento modestamente resumir em palavras todo esse sentimento.

Primeiramente agradeço a Deus por ter me dado a vida, força, saúde, paz nos momentos de aflição e por tudo que Ele tem feito na minha história. A minha mãe Margarida, mulher que não desistiu de mim e sempre fez um esforço tremendo para que eu pudesse prosseguir em meus estudos. Quero agradecer a Professora Dr. Carla Anflor, por todos os conselhos, e ao meu orientador Prof. Dr. Jhon, por ter confiado esse tema de dissertação e despendido tempo para compartilhar de toda sua expertise. Aos meus colegas do GMEC, Diana, Adrian, Jalusa, Allan, Thiago Gomes, Rolan, Niécio e em especial ao Tiago de Melo, por ter me apresentado ao Prof. Dr. Jhon.

Agradecer aos funcionários da UFRGS, por todo o suporte fornecido. Ao Prof. Dr. Alexandre de Paula, do LAEFT, pela atenção ao chegar no Rio Grande do Sul e orientação. A Igreja do Rio Grande do Sul, em especial ao Felipe, Elisandra e Gabriela Mattos, por me acolherem. Agradeço a todos os meus amigos e a Igreja em Brasília que estiveram do meu lado, nos meus altos e baixos em especial ao Fabiano, Nádia e Bernardo Borges.

Agradeço a CAPES/ CNPQ e a FAP-DF pelo auxílio a pesquisa, que possibilitou dedicação exclusiva a este trabalho.

## RESUMO

O escoamento interno turbulento em tubulações com canais compostos, pode transportar estruturas de grande escala quase-periódicas. Essas pulsações são o movimento responsável pelo transporte de massa energia e quantidade de movimento entre sub canais adjacentes. Elas estão presentes principalmente em reatores nucleares e trocadores de calor. A correta avaliação desse fenômeno, presente também em escoamentos laminares, é importante para predição da troca de calor convectivo, troca de massa e na avaliação da vibração gerada pelo escoamento. Portanto o estudo da dinâmica do escoamento é um fator de projeto que engloba eficiência e segurança de tais equipamentos.

O presente trabalho tem como objetivo caracterizar de maneira experimental e numérica o escoamento turbulento em um canal com seção retangular, contendo um duto circular em seu interior com uma fenda estreita entre a parede superior do canal. Avaliar a distribuição das médias e RMS da flutuação de velocidade axial em função da largura da fenda. Também pretende-se compreender a influência da variação do número de Reynolds, largura de fenda e diâmetro do tubo na dinâmica do escoamento. Com esse fim o trabalho é dividido em três etapas: Visualização do escoamento, Simulação numérica do escoamento e Caracterização das flutuações de velocidade utilizando anemometria de fio-quente.

Com a técnica de visualização analisou-se duas relações  $W/D$  de 1,10 e 1,20, onde  $W$  é o diâmetro do tubo mais a largura da fenda e  $D$  o diâmetro. O fluido de trabalho foi a água em temperatura ambiente,  $\approx 25\text{ }^\circ\text{C}$ . O número de Reynolds baseado no diâmetro do tubo, velocidade média e viscosidade cinemática, sendo equivalente à 4.400. Em seguida desenvolveu-se o trabalho numérico baseado no trabalho de visualização, mas somente uma relação ( $W/D$  1,10) foi simulada. Na simulação foi utilizado o *software* comercial ANSYS® CFX, aplicou-se o modelo de turbulência URANS/ SST, e para redução do domínio computacional recorreu-se a técnica de periodicidade translacional no domínio.

Os experimentos com a anemometria de fio-quente o fluido de trabalho foi o ar a temperatura ambiente. Foi realizado experimentos com tubos de diâmetros  $D = 60\text{ mm}$  e  $101,6\text{ mm}$  de diâmetro. Analisou-se três números de Reynolds,  $Re_D$  14.500, 28.600 e 44.100, para o tubo de  $60\text{ mm}$  e dois  $Re_D$  28.600 e 44.100 para o de  $101,6\text{ mm}$  baseado nas mesmas escalas que os trabalhos anteriores. Além da influência do número de Reynolds, estudou-se três relações  $W/D$  1,05, 1,10, 1,17 e quatro comprimentos de seção  $L_{sc}/D$ , 8,33, 16,67, 25,00 e 33,33, onde  $L_{sc}$  é o comprimento da seção de testes.



No primeiro experimento, que consistia na visualização foi possível ver claramente a presença de estruturas de larga escala na região da fenda. Para a relação  $W/D = 1,10$  a formação das estruturas iniciou-se a aproximadamente  $6D$  a jusante do início da seção de testes. Não foi possível observar nenhuma estrutura ao aumentar a largura da fenda para  $W/D = 1,20$ , com um tubo de  $33,33D$ . Com a simulação numérica obteve-se os campos médios de velocidade axial e energia cinética turbulenta adimensionalizados que mostram os menores valores na região da fenda. Na caracterização dinâmica, determinou-se o número de Strouhal equivalente a  $0,15$ , velocidade convectiva normalizada com a velocidade média  $0,54$  e comprimento de onda equivalente a  $3,6D$ , com uma diferença de 13%, 31% e 14%, respectivamente, em relação aos dados experimentais disponibilizados na literatura.

Com a anemometria de fio-quente foi possível observar que para os menores números de Reynolds, foi possível detectar estruturas coerentes com comprimentos de tubos menores. Isso é visível principalmente para o tubo de menor diâmetro. O diâmetro do tubo, parece ter o mesmo efeito do número de Reynolds: necessita de menor comprimento de tubo para a formação de instabilidades a medida que o diâmetro aumenta. A largura de fenda proporciona um aumento das flutuações de velocidade na região próximo a fenda e é o principal fator para que ocorra ou não as instabilidades, conforme previsto na literatura.

**Palavras Chave:** Visualização do escoamento, Estruturas de grande escala, Feixe de tubos, Modelo SST, Anemometria de fio-quente.

## ABSTRACT

Turbulent internal flow in ducts with composite channels can carry quasi-periodic large-scale structures. These pulsations are the movement responsible for mass transport energy and momentum between adjacent sub-channels. They are mainly present in nuclear reactors and heat exchangers. The correct evaluation of this phenomenon, also present in laminar flows, is important for the prediction of the convective heat exchange, mass exchange and the evaluation of the vibration generated by the flow. Therefore, the study of flow dynamics is a design factor that encompasses the efficiency and safety of such equipment.

The present work aims to characterize in an experimental and numerical way the turbulent flow in a channel with rectangular section, containing a circular duct in its interior with a narrow gap between the upper wall of the channel. Evaluate the distribution of the means and RMS of the axial velocity fluctuation as a function of the gap width. It is also intended to understand the influence of Reynolds number variation, gap width and tube diameter on the flow dynamics. With this purpose the work is divided into three stages: Flow visualization; Numerical flow simulation; and Characterization of velocity fluctuations using hot wire anemometry.

With the visualization technique two  $W/D$  ratios of 1.10 and 1.20 were analyzed, where  $W$  is the pipe diameter plus the slot width and  $D$  the diameter. The working fluid was water at room temperature,  $\approx 25^\circ \text{C}$ . The Reynolds number based on tube diameter, mean velocity and kinematic viscosity, being equivalent to 4,400. Then the numerical work was developed based on the visualization work, but only one relation ( $W/D = 1,10$ ) was simulated. In the simulation, the commercial software ANSYS® CFX was used, the URANS/SST turbulence model was applied, and for the reduction of the computational domain the technique of translational periodicity in the domain was used.

In the experiment with hot wire anemometry the working fluid was air at room temperature. Experiments were performed with tubes with diameters  $D = 60 \text{ mm}$  and  $101.6 \text{ mm}$  in diameter. Three Reynolds numbers,  $Re_D$  14,500, 28,600 and 44,100, were analyzed for the  $60 \text{ mm}$  tube and two  $Re_D$  28,600 and 44,100 for the  $101.6 \text{ mm}$  tube based on the same scales as the previous experiments. In addition to the influence of the Reynolds number, we studied three  $W/D$  ratios of 1.05, 1.10, 1.17 and four lengths  $L_{sc}/D$  section, 8.33, 16.67, 25.00 and 33.33, where  $L_{sc}$  is the length of the test section.

In the first experiment, which consisted of visualization, it was possible to clearly see the presence of large scale structures in the region of the slit. For the  $W/D$  ratio = 1.10 the

formation of the structures started at approximately  $6D$  downstream of the beginning of the test section. No structure could be observed by increasing the width of the slit to  $W/D = 1.20$ , with a  $33.33D$  tube. With the numerical simulation, the axial velocity and kinetic dimensionless fields were obtained, showing the smallest values in the gap region. In the dynamic characterization, the Strouhal number equivalent to 0.15, normalized convective velocity with a mean velocity of 0.54 and a wavelength equivalent to  $3.6 D$ , with a difference of 13%, 31% and 14%, was determined. respectively, in relation to the experimental data available in the literature.

It was observed with the anemometry of hot wire that, for the smaller numbers of Reynolds, it was possible detect coherent structures with lengths of smaller tubes. This is mainly visible to the smaller diameter tube. The diameter of the tube seems to have the same effect as the Reynolds number: it requires a smaller tube length for the formation of instabilities than the mean that the diameter increases. The gap width provides an increase in velocity fluctuations in the region near the gap and is the main factor for instability occurrences, as predicted in the literature.

**Keywords:** Flow visualization, Large scale structures, Rod bundle, SST Model, Hot-wire Anemometry

## SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO .....	20
1.1 Motivação .....	20
1.2 Objetivos .....	21
1.2.1 Objetivos específicos .....	22
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....	23
3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....	37
3.1 Análise estatística da turbulência.....	37
3.1.1 Média .....	37
3.1.2 Momento de segunda ordem da turbulência .....	38
3.1.3 Valor médio quadrático e RMS.....	39
3.2 Conservação da massa .....	39
3.3 Conservação da quantidade de movimento e Hipótese de Boussinesq .....	39
4 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA .....	42
4.1 Modelo $k-\varepsilon$ .....	42
4.2 Modelo $k-\omega$ .....	42
4.3 Modelo <i>Shear Stress Transport</i> (SST).....	43
5 METODOLOGIA.....	45
5.1 Visualização do escoamento .....	45
5.2 Metodologia computacional .....	47
5.3 Caracterização experimental – Anemometria de Fio-quente.....	50
5.3.1 Configuração da seção de testes.....	50
5.3.2 Anemometria de Temperatura Constante.....	52
6 RESULTADOS .....	55
6.1 Simulação numérica.....	55
6.1.1 Distribuição da velocidade média axial .....	55
6.1.2 Energia cinética turbulenta.....	57

6.1.3 Caracterização de estruturas coerentes.....	59
6.2 Visualização de estruturas coerentes .....	62
6.3 Resultados Experimentais.....	63
6.3.1 Influência da fenda nos valores médios. ....	63
6.3.2 Sinais de flutuação da velocidade .....	71
6.3.3 Densidade Espectral de Potência .....	75
6.3.4 Número de Strouhal .....	81
7 CONCLUSÃO.....	87
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	90
ANEXO 1 – Mapa de Velocidades no túnel de vento.....	95
ANEXO 2 – CALIBRAÇÃO DA SONDA E ANÁLISE DE INCERTEZAS .....	97
ANEXO 3 – ARTIGOS PUBLICADOS E ACEITOS PARA A PUBLICAÇÃO. ....	101

## LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1 – Variáveis do experimento não adimensionalizados.....	51
Tabela 5.2 – Variáveis adimensionalizadas pelo diâmetro do tubo.....	52
Tabela 6.1 – Seções de estudo da velocidade média no canal. $Re=44.100$ e $D=101,6$ mm. ....	64
Tabela 6.2 – Experimentos em função do diâmetro .....	72
Tabela A.1 – Tabela de calibração da sonda reta TSI F2525 .....	97
Tabela A.2 – Resumo dos dados de tratamento do sinal via PSD.....	100

## LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – Camada de mistura em desenvolvimento temporal. (a) Faixa cisalhante entre a velocidade $U_1$ e $U_2$ . (b) Oscilações periódicas. (Freire et al., 2002 Adaptado).....	23
Figura 2.2 – Seção cruzada do trabalho experimental. (Möller, 1991 e 1992). .....	24
Figura 2.3 – Número de Strouhal em função da largura de fenda adimensional. (Möller, 1991) .....	25
Figura 2.4 – (a) Seção transversal do canal (Guellouz e Tavoularis, 2000a e b). (b) Visualização da dinâmica do escoamento para $Re\ 1,6\times 10^4$ (Guellouz e Tavoularis, 2000a). .....	26
Figura 2.5 - Forma de onda das componentes de velocidade coerentes Guellouz e Tavoularis 2000 b. (a) $z/D = 0,000$ . (b) $z/D = -0,400$ .....	26
Figura 2.6 – Isocontornos da velocidade coerente ao quadrado normalizado com a velocidade média ao quadrado (Guellouz e Tavoularis, 2000b). (a) $\tilde{U}^2/U_b^2$ . (b) $\tilde{W}^2/U_b^2$ no plano localizado no centro entre a barra e a parede inferior do canal.....	27
Figura 2.7 – Simulação numérica desenvolvida por Souza e Goulart (2011). (a) Seção transversal com as características geométricas e malha. (b) Domínio computacional marcando o início das estruturas de grande escala no escoamento.....	28
Figura 2.8 – Jato Bickley. (a) Velocidade com amostras das linhas de corrente. (b) trajetória das partículas para partículas com CSC mais altos (preta) e mais baixos (vermelho). .....	30
Figura 2.9 - Canal de testes anular, (Esquerda) seção transversal; (Direita) vista lateral. (Choueiri e Tavoularis, 2014) Adaptado .....	31
Figura 2.10 – Contorno da velocidade axial nas sub-regiões NE, PE e região FG e RM. (Choueiri e Tavoularis, 2014).....	32
Figura 2.11 – Traços temporais de velocidade do (a) transversal e (b) axial. (Choueiri e Tavoularis, 2014).....	33
Figura 2.12 – Variação do número de Strouhal ao longo do comprimento do canal meio da fenda escoamento cruzado. (Choueiri e Tavoularis, 2014) .....	33
Figura 2.13 – Mapa de velocidade axial em canal com seção anular em plano localizado no centro da fenda estreita. $Re \approx 7800$ . (Superior) Vetores de velocidade (Inferior) Linhas do escoamento. (Choueiri e Tavoularis, 2014).....	34
Figura 2.14 – Efeito condição de entrada em canal anular. $d/D = 50$ , $e = 0,80$ e $Re = 75000$ . (Choueiri e Tavoularis, 2015 Adaptado). .....	35

Figura 2.15 – Mapa do escoamento próximo à saída do canal anular ( $z/D_h \approx 53$ ) com $d/D=50$ e uma gestão de entrada moderada. (Choueiri e Tavoularis, 2015) .....	35
Figura 2.16 – Seção de testes, Melo et al., 2017. ....	36
Figura 2.17 – Número de Strouhal em função da relação $L/D_h$ .....	36
Figura 3.1 – Parte instantânea ( $u$ ), flutuação ( $u'$ ) e média ( $\bar{u}$ ) da velocidade na direção $x$ . (Adaptado, Stull, 2012) .....	37
Figura 5.1 – Desenho isométrico do canal hidráulico .....	45
Figura 5.2 - Dimensões do canal hidráulico. (a) Vista superior e comprimentos. (b) Vista transversal com as dimensões utilizadas. ....	46
Figura 5.3 – (a) Domínio computacional com periodicidade. (b) Seção transversal com plano equidistante tubo/parede superior.....	48
Figura 5.4 – (a) Malha na seção transversal com ênfase na fenda estreita. (b) Lei da parede obtida na parede do tubo.....	49
Figura 5.5 – Vista isométrica do túnel de vento.....	50
Figura 5.6 - Dimensões do túnel de vento. (a) Vista lateral. (b) Seção transversal.....	52
Figura 5.7 – Ponte de <i>Wheatstone</i> de um anemômetro a Temperatura de Fio Constante. (Adaptado, Catálogo de sondas TSI).....	53
Figura 5.8 - Dimensões da sonda Modelo 1201 (TSI Catálogo de sonda).....	54
Figura 6.1 - Velocidade axial média normalizada. (a) e (b) Resultados do presente trabalho. (c) e (d) Resultados do Guellouz e Tavoularis (2000a). ....	56
Figura 6.2 - Isocontornos da Energia cinética turbulenta normalizada com a velocidade média ao quadrado. (a) e (b) Resultados do presente trabalho. (c) e (d) Trabalho do Guellouz e Tavoularis (2000a).....	58
Figura 6.3 - (a) Perfil de velocidade axial média normalizada com a velocidade média $W/U_b$ . (b) Perfil de energia cinética turbulenta normalizada com a velocidade média $k/U_b^2$ .....	59
Figura 6.4 – Mapeamento de pontos na seção transversal. .... <b>Erro! Indicador não definido.</b>	
Figura 6.5 - Traços temporais nos pontos posicionados em $L_x/D=0; 0,08; 0,17; 0,25; 0,33; 0,42; 0,50; 0,67$ ; no centro do gap ( $L_y = 0.5d$ ; $L_z = 4D$ ). (a) Velocidade axial $W/U_b$ . (b) Velocidade transversal $U/U_b$ .....	60
Figura 6.6 – Auto correlação e correlação cruzada dos traços temporais da velocidade axial normalizada com a velocidade média $W/U_b^2$ .....	61



Figura 6.7 - Visualização das estruturas coerentes. (a) Trabalho experimental de visualização com relação $W/D = 1,10$ . (b) Trabalho experimental com relação $W/D = 1,20$ . (c) Trabalho numérico. (d) Visualização obtida por Guellouz e Tavoularis 2000a com $Re=16.000$ . ....	63
Figura 6.8 – Isocontornos do canal retangular. (a) Velocidade média (b) RMS da velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento $U_b$ ...	66
Figura 6.9 - Isocontornos com duto na configuração 1. (a) Velocidade média (b) Flutuações de velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento $U_b$ .....	67
Figura 6.10 - Isocontornos com duto na configuração 2. (a) Velocidade média (b) Flutuações de velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento $U_b$ .....	68
Figura 6.11- Isocontornos com duto na configuração 3. Velocidade média e Flutuações de velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento $U_b$ . (a) Trabalho experimental (b) Guellouz e Tavoularis, 2000a .....	69
Figura 6.12 - Isocontornos com duto na configuração 4. (a) Velocidade média (b) Flutuações de velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento $U_b$ .....	70
Figura 6.13 - Posição da sonda em relação ao centro do gap.....	71
Figura 6.14 - Flutuação de velocidade $w'/U_b$ para $D= 60\text{ mm}$ (a) Relação $W/D= 1,05$ . (b) $W/D=1,10$ . (d) $W/D=1,17$ . ....	73
Figura 6.15 - Flutuação de velocidade $w'/U_b$ para $D= 101,6\text{ mm}$ (a) Fenda/Diâmetro $W/D= 1,05$ . (b) $W/D=1,10$ . (d) $W/D=1,17$ .....	75
Figura 6.16 - Espectro de potência em função da frequência para $D= 60\text{ mm}$ (a) Relação $W/D=1,05$ . (a) Relação $W/D=1,10$ . (a) Relação $W/D=1,17$ .....	77
Figura 6.17 - Espectro de potência em função da frequência para $D= 60\text{ mm}$ (a) Relação $W/D=1,05$ . (a) Relação $W/D=1,10$ . (a) Relação $W/D=1,17$ .....	80
Figura 6.18 – Autoespectros da flutuação de velocidade na direção axial ( $L_{sc} = 33,3D$ ; $D = 60\text{ mm}$ ) (Esquerda) Autoespectro adimensional. (Direita) Autoespectro não adimensionalizado. (a) $Re=14.500$ . (b) $Re=28.600$ e (c) $Re=44.100$ .....	83
Figura 6.19 – Autoespectros da flutuação de velocidade na direção axial com diâmetro $D = 101,6\text{ mm}$ (Esquerda) Autoespectro adimensional. (Direita) Autoespectro não adimensionalizado. (a) $L_{sc} = 25,0D$ ; $Re=28.600$ . (b) $L_{sc} = 33,3D$ ; $Re = 44.100$ .....	85

Figura 6.20 – Relação W/D em função do número de Reynolds. (a) Diâmetro 60mm. (b) Diâmetro 101,6mm.....	86
Figura A.1 – Mapa de velocidades do canal aerodinâmico.....	95
Figura A.2 – Mapa da intensidade turbulenta em percentagem. ....	96
Figura A.3 – Relação entre tensão corrigida e velocidade resultante do processo de calibração da sonda reta. ....	98

## LISTA DE SÍMBOLOS, NOMENCLATURAS E ABREVIACÕES

$A$	Área
C.F.L	Número de <i>Courant-Friederichs-Lewy</i>
$d$	Comprimento da fenda
$D$	Diâmetro do tubo
$I$	Intensidade Turbulenta
$L$	Largura da seção transversal no canal hidráulico
$L_c$	Largura da seção transversal do túnel de vento
$L_h$	Distância do centro do homogeneizador até o início da seção de testes do Canal Hidráulico
$L_{hc}$	Distância entre o homogeneizador e o início da seção de testes do Túnel de Vento
$L_p$	Distância medida do centro do homogeneizador até a entrada do Canal Hidráulico
$L_{pc}$	Distância medida do centro do homogeneizador até a entrada do Túnel de Vento
$L_s$	Comprimento da seção de testes do Canal Hidráulico
$L_{sc}$	Comprimento da seção de testes no Túnel de Vento
$L_t$	Comprimento total do Canal Hidráulico
$L_{tc}$	Comprimento total do Túnel de Vento
$L_z$	Comprimento do domínio computacional
PSD	Densidade Espectral de Potência
$Q$	Vazão volumétrica
$Re_D$	Número de Reynolds baseado no diâmetro do tubo
$Re_{Dh}$	Número de Reynolds baseado no diâmetro hidráulico
SST	<i>Shear Stress Transport</i>
$T_c$	Tempo convectivo
$u$	Velocidade direção transversal (x)
$u^*$	Velocidade de fricção
$U_b$	Velocidade média
URANS	<i>Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes</i>
$U_{ref}$	Velocidade de Referência
$v$	Velocidade direção transversal (y)

$W$	Diâmetro do tubo somado ao comprimento da fenda
$w$	Velocidade direção axial ( $z$ )

### **Símbolos Gregos**

$\mu$	Viscosidade dinâmica
$\mu_t$	Viscosidade dinâmica turbulenta
$k$	Energia cinética turbulenta
$\Psi$	Função densidade auto espectral de potência
$\varepsilon$	Taxa de dissipação
$\nu_t$	Viscosidade cinemática turbulenta
$\omega$	Frequência turbulenta

### **Outras siglas**

$( )$	Valor instantâneo de uma grandeza
$( \bar{ } )$	Média de uma grandeza
$( )'$	Flutuação de uma grandeza
$( )^+$	Grandeza adimensional

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 Motivação

Canais cuja forma apresenta um canal principal contendo subcanais conectados por fendas é denominado como canal composto (Goulart et al., 2016; Melo et al., 2017). Escoamento em estruturas com seções compostas são conhecidos por instabilidades e altos valores de tensões turbulentas no escoamento que não são encontrados em outros canais simples. Essas instabilidades geram padrões quase-periódicos, principalmente nas fendas estreitas, e são representados por fortes movimentos transversais e de grande escala. Os fenômenos são os principais responsáveis pelo aumento substancial da mistura entre os escoamentos em subcanais vizinhos (Meyer, 2010).

Segundo Meyer (2010) a presença de instabilidades que formam estruturas quase periódicas no escoamento, em regiões de fendas estreitas presentes em feixes de tubos e canais compostos foi identificado a quase meio século. A teoria atribuindo o surgimento dessas pulsações à escoamentos secundários gerados pela anisotropia das tensões de Reynolds, foi negada por medidas diretas realizadas em trabalhos experimentais como em Trupp e Azad (1975); Carajilescov e Todreas (1976); Seale (1979); Hooper (1980); Hooper *et al.* (1983); Hooper e Rheme (1984). No entanto, agora é amplamente aceito que as flutuações quase-periódicas do escoamento próximas das regiões que tem uma fenda estreita estão associadas a estruturas coerentes de grande escala.

Rowe (1974), foi um dos pioneiros 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 com objetivo de determinar os coeficientes convectivos de transferência de calor em uma das barras. A conclusão mais relevante foi mostrar que na vizinhança dos subcanais as funções de autocorrelação das séries temporais de flutuação de velocidade eram similares a funções senoidais amortecidas, sugerindo assim a presença de grandes vórtices atravessando a fenda estreita entre os subcanais.

Entre os efeitos do escoamento com flutuações de intervalo cruzado está uma redução do coeficiente de fricção,  $C_f$ , enquanto que a energia cinética turbulenta na região da fenda aumenta de forma significativa à medida que a fenda diminui (Rowe (1974); Hooper (1983); Hooper e Rheme (1984); Möller (1992); Guellouz e Tavoularis (2000a); Chang e Tavoularis (2012)). Isso ocorre até um comprimento de fenda ser pequeno, ao ponto de as forças

viscosas predominarem na região, ou grande de modo os efeitos viscosos não predominarem sob a energia cinética. Adicionalmente, as flutuações geram grandes intensidades de turbulência na região da fenda (Rehme, 1987; Wu e Trupp, 1993; Guellouz e Tavoularis, 2000a). A frequência dominante dessas flutuações possui alta dependência a largura da fenda.

Durante as últimas quatro décadas, a origem dessas flutuações através das regiões de fenda estreita entre os subcanais adjacentes, tem sido alvo de pesquisas. A correta avaliação e o controle da distribuição do escoamento são essenciais para o projeto de reatores nucleares e envolve a segurança dos mesmos. É um tema pesquisado em todo o mundo, principalmente após o acidente nuclear em Chernobyl (1986) e o mais recente em *Fukushima* (2011)<sup>1</sup>. A Conferência Internacional sobre Reatores Nucleares (NURETH-17)<sup>2</sup> separou uma sessão especialmente dedicada a estudos de dinâmicas no escoamento, com o fim citado anteriormente.

Vendo os amplos estudos desenvolvidos para entender a influência dos fatores geométricos e número de Reynolds nos campos médios e dinâmico do escoamento; bem como a presença de estruturas de larga escala, responsáveis por uma forte quantidade de movimento e transporte de massa através de fendas estreitas. Esse trabalho vem contribuir com o estudo do escoamento turbulento em um canal composto de seção retangular, visando oferecer base para análise de geometrias mais complexas caracterizando a parte média e dinâmica e relacionar os fatores geométricos que podem influenciar no aparecimento de instabilidades.

## 1.2 Objetivos

O objetivo deste trabalho é caracterizar o escoamento turbulento em um canal composto contendo um tubo cilíndrico próximo a parede superior do canal. Um experimento de visualização do escoamento utilizando um canal hidráulico, e um estudo numérico com modelo de turbulência de baixo custo computacional serão utilizados

Avaliar a distribuição das médias e RMS da flutuação de velocidade axial em função da largura da fenda. Também pretende-se compreender a influência da variação do número de Reynolds, largura de fenda e diâmetro do tubo na dinâmica do escoamento. A anemometria de fio-quente será a técnica empregada para avaliação das variáveis em questão.

---

<sup>1</sup> Maiores desastres da história da energia nuclear, classificados como nível 7 pela Escala Internacional de Eventos Nucleares (INES)

<sup>2</sup> Em inglês *17th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*. Ocorreu em 2017 na China.

### 1.2.1 Objetivos específicos

- Visualizar a formação de instabilidades (estruturas coerentes) utilizando a metodologia de linhas de emissão;
- Avaliar numericamente a parte média e dinâmica do escoamento e determinando a frequência, velocidade convectiva e comprimento de onda;
- Avaliar o campo médio e RMS da flutuação da velocidade axial, variando a largura da fenda e comprimento do tubo;
- Avaliar a interdependência do escoamento turbulento com o número de Reynolds, largura da fenda, diâmetro e comprimento do tubo. O foco é determinar a influência de cada um no escoamento turbulento.

### 1.3 Organização do trabalho

Após a Introdução, onde foi abordado o que motivou a pesquisa, sua justificativa e o esclarecimento dos objetivos, por diante segue do seguinte modo:

O Capítulo 2 – Revisão Bibliográfica será exibido o estado da arte do tema.

O Capítulo 3 – Irá abordar os Fundamentos teóricos para municiar o leitor com os conhecimentos necessários para melhor compreensão dos resultados

O Capítulo 4 uma síntese dos modelos numéricos de turbulência:  $k-\varepsilon$ ,  $k-\omega$  e SST.

O Capítulo 5 está a Metodologia do Experimento de Visualização, anemometria de fio quente e numérica.

O Capítulo 6 estão os Resultados experimentais e numéricos.

O Capítulo 7 visa concluir o trabalho, tratando os pontos mais relevantes e o que o trabalho contribuiu com a comunidade científica.

O Capítulo 8 aborda propostas para continuação dessa pesquisa.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Em um canal composto a forte difusão turbulenta não poderia ser atribuída somente as características do escoamento turbulento. A primeira tentativa de justificar esse fenômeno foi atribuída a presença do Escoamento Secundário, porém esse tipo de escoamento muitas vezes não foi detectado, e quando encontravam alguma variação, o fenômeno não ultrapassava 2% da velocidade na direção axial (e.g., Skinner *et al.*, 1969; Tachibana *et al.*, 1969; Rowe, 1973; Rowe *et al.*, 1974; Seale, 1982, Rapley e Gosman, 1986).

Sabe-se que as instabilidades são as principais responsáveis pela forte difusão do escoamento turbulento. Essa parte determinística compõe aproximadamente 10% em forma de estruturas coerentes, e são responsáveis por aproximadamente 90% do transporte de energia (Melo, 2015). Elas são o resultado do processo de amplificação de perturbações injetadas no seu interior por fontes externas, possui uma frequência fundamental.

O processo de transição se inicia a partir de uma faixa cisalhante gerada por duas correntes de velocidade uniformes de magnitudes  $U_1$  e  $U_2$ , conforme Figura 2.1 (a). Destaca-se que a condição necessária para que o escoamento paralelo seja instável é a presença de uma região inflexional. Na Figura 2.1 (b), nota-se o ponto de inflexão. O parâmetro  $(U_1+U_2)/2$  permite caracterizar o comportamento dinâmico da camada de mistura. Observa-se na Figura 2.1 (b) a manifestação de oscilações com comprimento de onda  $\lambda_{max}$  que se desenvolvem com máxima taxa de amplificação.

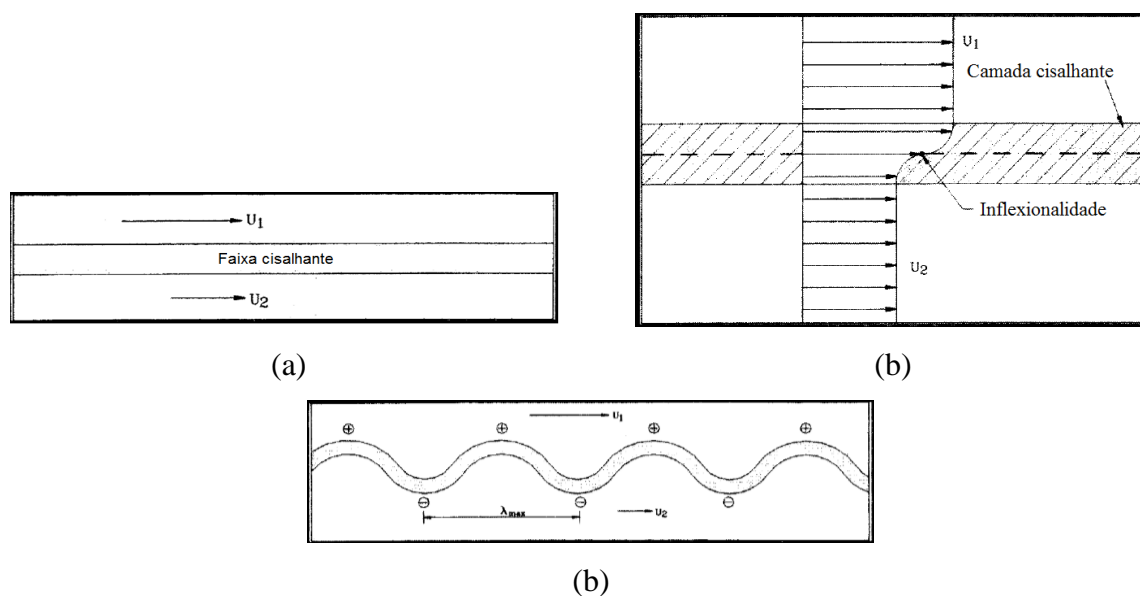


Figura 2.1 – Camada de mistura em desenvolvimento temporal. (a) Faixa cisalhante entre a velocidade  $U_1$  e  $U_2$ . (b) Oscilações periódicas. (Freire et al., 2002 Adaptado).



Escoamentos dessa natureza apresenta uma alta complexidade em seu tratamento e concepção. Devido à elevada complexidade do escoamento turbulento, usualmente, são utilizadas de ferramentas estatísticas para a análise e medição das tensões de Reynolds. Os primeiros trabalhos a medir todas as tensões de Reynolds foi desenvolvido por (Hooper, 1980; Hooper *et al.*, 1983). No trabalho de 1983, os autores investigaram experimentalmente a estrutura do escoamento turbulento monofásico desenvolvido entre o espaçamento de uma matriz de tubos dispostos em uma seção quadrada. O espaçamento dos tubos dispunha de uma relação  $P/D$  igual à 1,107. A dependência da distribuição da velocidade média, distribuição da tensão de cisalhamento e tensões de Reynolds em relação ao número de Reynolds,  $Re$ , foi investigada para  $Re$  no intervalo de  $2,260 \times 10^4$  e  $2,076 \times 10^5$ .

Os resultados para a variação da tensão de cisalhamento na parede do tubo, e os perfis de velocidade axial normalizados pelos valores médios, tem uma considerável independência do número de Reynolds. Entretanto, as tensões de Reynolds mostram uma maior relação com essa grandeza adimensional no menor valor  $Re = 2,26 \times 10^4$ . Para o menor valor as seis componentes das tensões apresentaram magnitudes inferiores comparado com os demais  $Re$ .

O estudo experimental de Möller, (1991), determinou a origem das pulsações e suas características em função da geometria do feixe e do número de Reynolds. No ano seguinte, em 1992, o pesquisador determinou a interdependência entre o caráter quase-periódico do escoamento e o processo de mistura. A seção de testes consistia em quatro tubos em disposição axial ao regime do escoamento, conforme Figura 2.2. As relações estudadas foram  $1,045 \leq W/D \leq 1,223$  e  $1,007 \leq P/D \leq 1,224$  com arranjos simétricos e assimétricos. A velocidade de referência foi adquirida com um tubo de Pitot e as flutuações da velocidade através da anemometria de fio-quente.

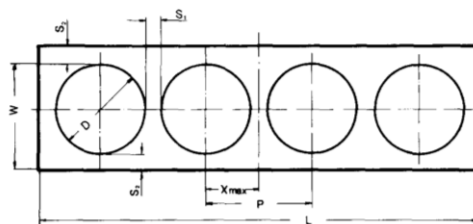


Figura 2.2 – Seção cruzada do trabalho experimental. (Möller, 1991 e 1992).

Os resultados mostraram que o número de Strouhal, calculado com a frequência, diâmetro do tubo e a velocidade de fricção, não depende do número de Reynolds, mas é altamente dependente à largura da fenda. Para um menor comprimento  $S/D$ , onde  $S$  é a largura da fenda, o número de Strouhal é maior e a relação dos fatores adimensionais pode ser expresso

por uma regressão linear inversamente proporcional ao número de Strouhal, conforme Figura 2.3. Outra importante conclusão: as pulsações do escoamento é o principal fenômeno responsável pelo processo de mistura em feixes de tubos.

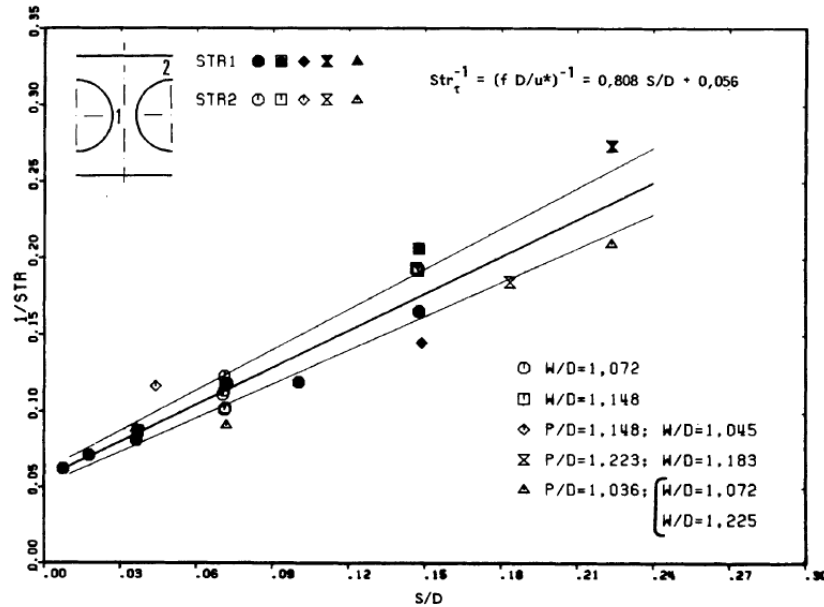


Figura 2.3 – Número de Strouhal em função da largura de fenda adimensional. (Möller, 1991)

Guellouz e Tavoularis (2000a), fez um trabalho contribuindo com a caracterização experimental de estruturas do escoamento turbulento em um canal retangular contendo uma fenda estreita entre uma barra cilíndrica e a parede inferior, conforme a Figura 2.4 (a). O escoamento turbulento tinha um número de Reynolds igual  $1,08 \times 10^5$  baseados no diâmetro hidráulico, velocidade média e viscosidade do ar. Foram medidos os valores médios da velocidade axial, as tensões de Reynolds, a intensidade de turbulência e o coeficiente de fricção na parede do tubo. Com o fim de caracterizar as estruturas de larga escala presentes no escoamento turbulento, os autores calcularam o número de Strouhal, comprimento de onda e a velocidade convectiva.

Na análise das isocontornos das flutuações de velocidade nas três dimensões,  $u$ ,  $v$  e  $w$ , e da energia cinética turbulenta pode-se especular a presença do escoamento secundário. No entanto, a forma das isocontornos da tensão turbulenta é claramente incompatível com os efeitos do escoamento secundário. A tensão turbulenta axial e a energia cinética turbulenta encontra seus valores máximos a  $0,5D$  do plano de simetria, enquanto a tensão turbulenta transversal encontra no plano, no centro da fenda. Embora os escoamentos secundários possam transportar a turbulência e alterar a localização das tensões máximas, eles não explicam a produção de novas turbulências de alta intensidade na região da fenda.

A Figura 2.4 (b) mostra o comportamento da dinâmica do escoamento para uma relação  $W/D = 1.10$  na região da fenda, com  $Re\ 1,6 \times 10^4$ . O caráter quase-periódico sugere a presença de estruturas de grande escala dominando a região, tornando factível a compreensão do escoamento turbulento, típico em seções compostas.

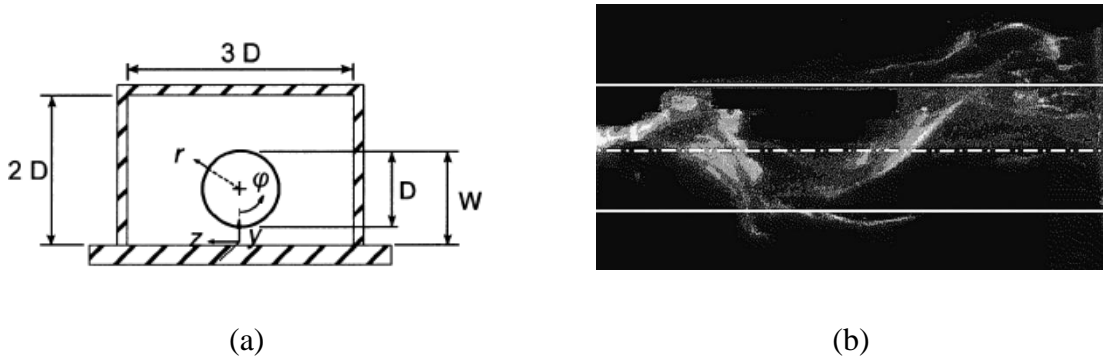


Figura 2.4 – (a) Seção transversal do canal (Guellouz e Tavoularis, 2000a e b).  
 (b) Visualização da dinâmica do escoamento para  $Re\ 1,6 \times 10^4$  (Guellouz e Tavoularis, 2000a).

Guellouz e Tavoularis, 2000b, reproduziram o escoamento na mesma seção da Figura 2.4 (a) e  $Re\ 1,08 \times 10^5$ . O foco desse trabalho é a concepção física das estruturas coerentes. Para tanto foi aplicado a técnica de amostragem condicional, que permite separar as estruturas de grande daquelas de menor escala do escoamento. Na Figura 2.5 (a) pode-se avaliar que a maior amplitude é gerada pela componente de velocidade axial no plano de simetria ( $z/D = 0,0$ ). Nessa região, a componente coerente axial e transversal tem um padrão quase senoidal. O comprimento de onda da componente coerente axial tem a metade do comprimento de onda da componente transversal. A Figura 2.5 (b) tem-se as componentes coerentes na posição ( $z/D = -0,4$ ) onde a axial e transversal possui a uma pequena variação na amplitude e mesma frequência.

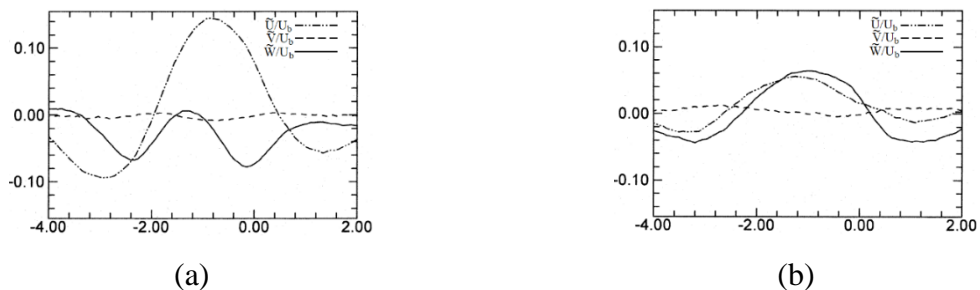


Figura 2.5 - Forma de onda das componentes de velocidade coerentes Guellouz e Tavoularis 2000 b. (a)  $z/D = 0,000$ . (b)  $z/D = -0,400$

Isso é consistente com um campo de vórtices escalonados e contra rotacionais, com eixos de ambos os lados do plano de simetria. Isso acarretaria em um pico positivo da velocidade transversal entre os dois vórtices da velocidade axial em cada vórtice. A Figura 2.6 (a) pode-se avaliar um vórtice sinalizado com o eixo no plano de simetria, e na Figura 2.6 (b) duas pulsações sinalizadas. Nota-se que na posição ( $z/D = -0,4$ ,  $\Delta x/D = -1$ ), tanto a axial como a transversal tem aproximadamente o mesmo modulo 0,003, confirmando as informações da Figura 2.5.

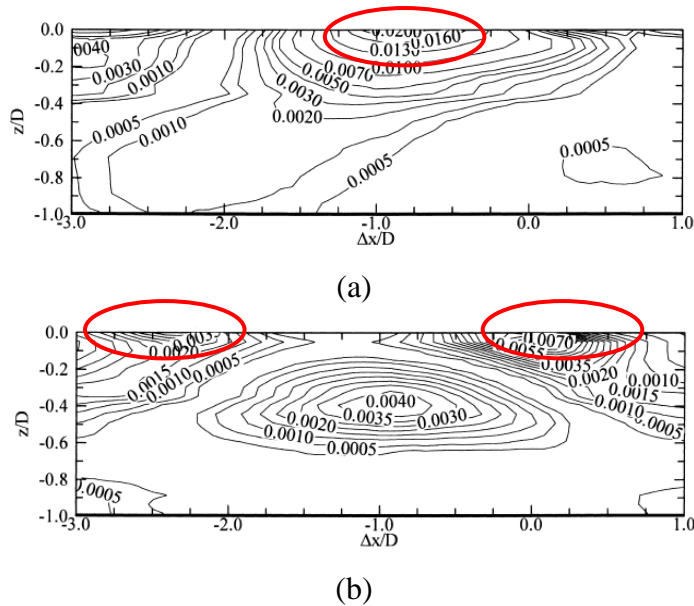


Figura 2.6 – Isocontornos da velocidade coerente ao quadrado normalizado com a velocidade média ao quadrado (Guellouz e Tavoularis, 2000b). (a)  $\tilde{U}^2/U_b^2$ . (b)  $\tilde{W}^2/U_b^2$  no plano localizado no centro entre a barra e a parede inferior do canal.

Chang e Tavoularis, 2005, fizeram um trabalho numérico para comparar com os resultados obtidos pelo Guellouz e Tavoularis, 2000a, onde eles aplicaram para a mesma seção, Figura 2.4, com relação  $W/D=1.10$ . Para tanto fizeram uso da abordagem *Unsteady Reynolds Average Navier-Stokes* - URANS e para reduzir o custo computacional fez uso da periodicidade translacional. Os autores conseguiram identificar as estruturas coerentes utilizando o critério Q, porém os valores médios de velocidade e as tensões turbulentas apresentaram discrepâncias consideráveis comparados aos resultados experimentais.

In *et al.*, 2004 investigaram o escoamento turbulento e a transferência de calor em feixe de tubos com arranjo triangular, com duas relações  $P/D = 1,06$  e  $1,12$ . Os autores aplicaram vários modelos de turbulência e compararam com resultados experimentais do Instituto

de pesquisa de energia atômica da Coreia<sup>3</sup>. O trabalho mostrou boa concordância com os modelos anisotrópicos não-linear  $k-\varepsilon$  e modelos de fechamento de segunda-ordem. Para uma grande relação  $P/D = 1,12$  os resultados foram bem-sucedidos, mas não predisseram a alta intensidade turbulenta da velocidade azimutal na fenda com a menor relação  $P/D = 1,06$ .

Souza e Goulart, 2011 simularam as características do escoamento turbulento em um canal composto. A Figura 2.7 (a) mostra a seção transversal, que consiste em uma região principal com largura,  $W = 50 \text{ mm}$  e altura,  $H = 54 \text{ mm}$  acrescido de um subcanal na lateral com largura e altura,  $P = 25 \text{ mm}$ ,  $D = 4 \text{ mm}$ . O domínio computacional possui um comprimento total de  $2600 \text{ mm}$  ( $60D_h$ ). Foi empregado o modelo de turbulência URANS de uma equação *Spalart-Allmaras*, e o número de Reynolds, baseado no diâmetro hidráulico, velocidade média e viscosidade cinemática foi equivalente a  $8,43 \times 10^4$ . Os resultados mostram que após  $1000 \text{ mm}$  ( $L/D_h = 15$ ) a jusante da entrada, o perfil de velocidade não apresenta grandes alterações. Na Figura 2.7 (b) pode-se visualizar que após  $650 \text{ mm}$  as estruturas de grande escala começaram a se formar. Essas estruturas são transportadas pelo escoamento principal e rotaciona em sentidos opostos.

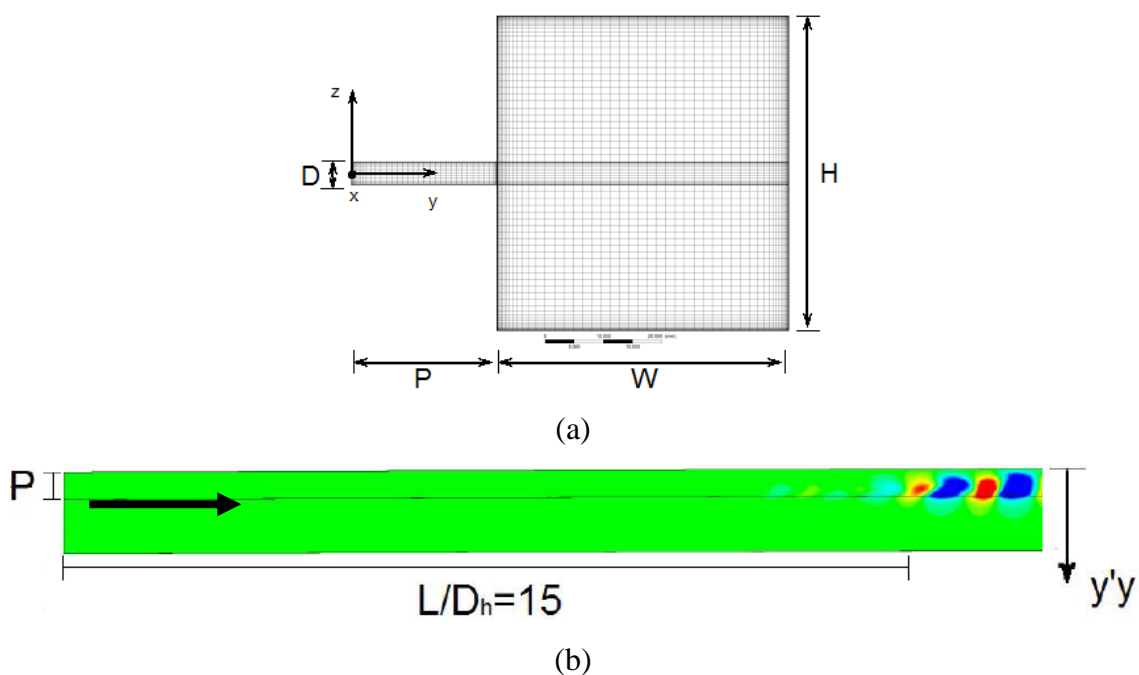


Figura 2.7 – Simulação numérica desenvolvida por Souza e Goulart (2011). (a) Seção transversal com as características geométricas e malha. (b) Domínio computacional marcando o início das estruturas de grande escala no escoamento.

<sup>3</sup> em inglês, *Korea Atomic Energy Research Institute - KAERI*

Chang e Tavoularis (2012) simularam o desenvolvimento do escoamento isotérmico turbulento na mesma seção transversal da Figura 2.4 (a), e aferiu com o trabalho experimental do Guellouz e Tavoularis (2000a). Diferente dos estudos anteriores, não foi aplicado periodicidade como condição de contorno, e o comprimento do domínio computacional é equivalente a  $54D$ . O trabalho foi realizado com o objetivo de investigar a sensibilidade dos resultados em relação as condições de contorno da entrada e modelos de turbulência. O destaque vem para a ampla gama de simulações numéricas, são eles *Reynolds Averaged Navier-Stokes* (RANS), *Unsteady RANS* (URANS), *Scale Adaptive Simulation* (SAS), *Improved Delayed Detached Eddy Simulations* (IDDES) e simulação híbrida zonal onde foi usado o modelo SAS a montante e *Large Eddy Simulations* (LES) a jusante do domínio computacional.

O modelo RANS proporcionou resultados com grande discrepância entre os obtidos experimentalmente, e não avaliou adequadamente as características das Isocontornos da velocidade na direção axial e energia cinética turbulenta. O modelo URANS, por outro lado, mostrou-se mais eficiente. Como não foi aplicado a periodicidade, é possível visualizar o desenvolvimento do escoamento e a evidência de fortes pulsações periódicas na velocidade transversal. A intensidade de turbulência aplicada na entrada pouco influenciou nos resultados e a condição de entrada totalmente desenvolvido<sup>4</sup> é melhor aplicado nos modelos URANS. Os modelos SAS e IDDES foram bastante precisos e ambos preveem que as instabilidades começam mais rapidamente quando comparado ao URANS. O resultado do híbrido SAS/LES apresentou melhor solução comparados ao resultado experimental, pois conseguiu prever com precisão as características médias da velocidade axial e energia cinética turbulenta e as propriedades das estruturas de larga escala, porém o autor sugere a aplicação do URANS devido ao custo benefício, qualidade dos resultados e baixo custo computacional.

Kuck *et al.*, 2017, utilizou ferramentas computacionais de análise gráfica para melhor visualização das estruturas coerentes em um escoamento turbulento. O método proposto resulta na coloração de estruturas coerentes (CSC)<sup>5</sup>. A Figura 2.8 mostra a simulação do jato Bickley, frequentemente usado como modelo analítico de jatos zonais, na atmosfera terrestre. Nessa imagem pode-se avaliar o comportamento quase-periódico do escoamento, evidência da presença de estruturas coerentes com grande energia.

---

<sup>4</sup> em inglês *fully developed inlet*.

<sup>5</sup> em inglês *Coherent Structure Colouring - CSC*

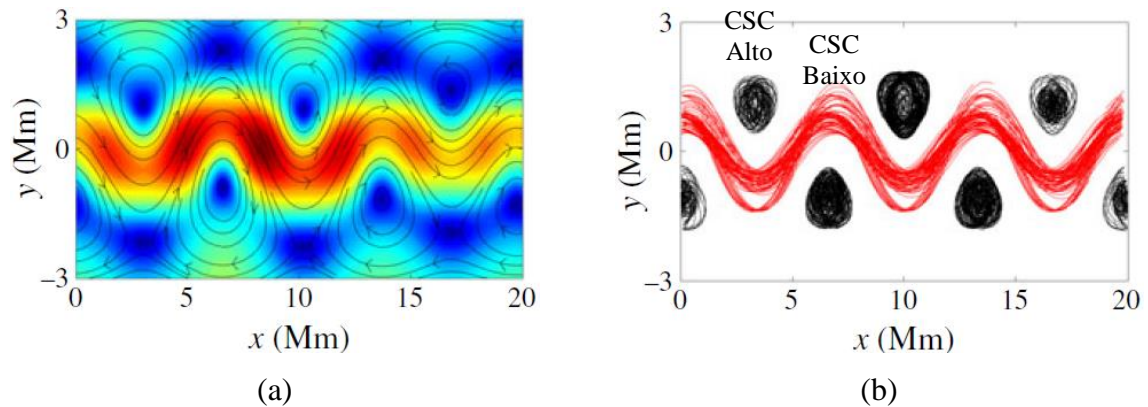


Figura 2.8 – Jato Bickley. (a) Velocidade com amostras das linhas de corrente. (b) trajetória das partículas para partículas com CSC mais altos (preta) e mais baixos (vermelho).

Goulart et al., (2016), desenvolveram uma simulação transiente para prever os fatores médios do escoamento turbulento dentro de um canal principal com um pequeno subcanal na parede lateral. O escoamento turbulento incompressível foi abordado usando um modelo híbrido *Detached Eddy Simulation* (DES), que usa um LES/URANS como abordagem para prever a turbulência. O número de Reynolds, baseado no diâmetro hidráulico, velocidade média e viscosidade cinemática no canal principal é  $Re_{Dh} = 2,25 \times 10^5$ . Para redução dos custos computacionais foi aplicado periodicidade no domínio computacional.

Qualitativamente, os resultados da simulação são compatíveis com os expostos no trabalho de Meyer e Rehme, 1994. A frequência e comprimento de onda das estruturas de grande escala foram reproduzidas com sucesso. A velocidade de convecção de grandes vórtices foi ligeiramente acima por um fator inferior a 10% em comparação com os valores experimentais. A aplicação da periodicidade na direção axial é uma ferramenta eficiente para redução do domínio em relação ao original, de 7000 mm para 730 mm. Em contraste com o que sugere Chang e Tavoularis, 2012, a condição de contorno periódico na direção principal do escoamento pode ser utilizada com sucesso para simulações de canais compostos, desde que o comprimento seja suficiente para acomodar as importantes estruturas do escoamento.

Choueri e Tavoularis, (2014) desenvolveram um trabalho experimental em uma seção de teste anular, conforme a Figura 2.9. Foi realizado a visualização do escoamento utilizando as técnicas não intrusivas *Lase Doppler Velocimetry* (LDV) e *Stereoscopic Particule Image Velocimetry* (SPIV). O canal anular excêntrico possui uma razão de diâmetro de 0,5 e uma excentricidade de 0.8 para um número de Reynolds de 7300. A principal contribuição desse trabalho foi a observação do desenvolvimento do escoamento onde os autores dividirão o

processo em três regiões: região de entrada, região de desenvolvimento das flutuações (FG), e região de mistura rápida (RM). A região de entrada foi dividida em duas sub-regiões, sub-região entrada não-periódica (NE) e sub-região entrada periódica (PE) onde inicia-se o escoamento periódico.

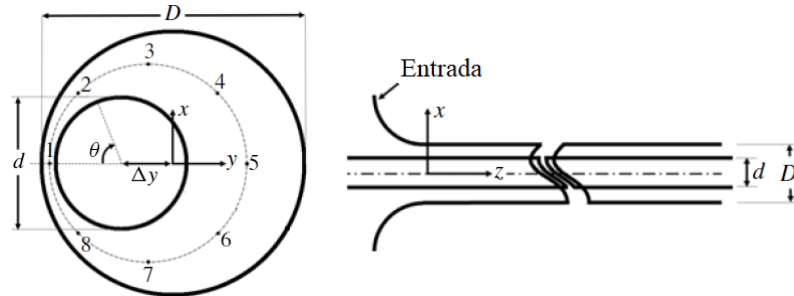


Figura 2.9 - Canal de testes anular, (Esquerda) seção transversal; (Direita) vista lateral.

(Choueiri e Tavoularis, 2014) Adaptado

Os vetores de velocidade axial são mostrados na Figura 2.10. Os mapas superiores são os valores médios e os do meio e inferiores são resultados instantâneos. As 4 colunas, da esquerda para a direita, mostram os mapas na sub-região de entrada NE e PE, em seguida das regiões FG e RM. Na posição NE ( $z/D_h=1,6$ ), nenhuma periodicidade do escoamento é detectada e as variações locais de velocidade foram pequenas. Os mapas instantâneos não apresentam nenhuma alteração. Por outro lado, na região PE ( $z/D_h=15,2$ ) foi detectado uma fraca periodicidade no escoamento e a velocidade no canal principal mostrou-se significativamente superior ao da fenda. Na região FG a distribuição do fluido é semelhante ao da posição anterior, nenhuma alteração relevante nos mapas instantâneos e médio. Fortes oscilações no escoamento começam a ser detectadas mas imperceptíveis nos gráficos instantâneos, assim pode-se conjecturar que as crescentes flutuações no escoamento não produzem mistura significativa no escoamento.

Na região RM é notável a diferença dos gráficos instantâneos e médios. Os gráficos instantâneos também são assimétricos e muito diferentes entre si. Uma porção grande do escoamento oscila de um flanco para o outro. As isocontornos nessa região é muito mais distorcido que as apresentadas a montante e apresentam evidências de turbulência em pequena escala e intensa mistura. Devido a mistura a velocidade na região da fenda apresenta é aumentada. Esses resultados é um exemplo de como as instabilidades aumentam significativamente a quantidade de movimento e transporte de massa na região da fenda e sub-canais principais.



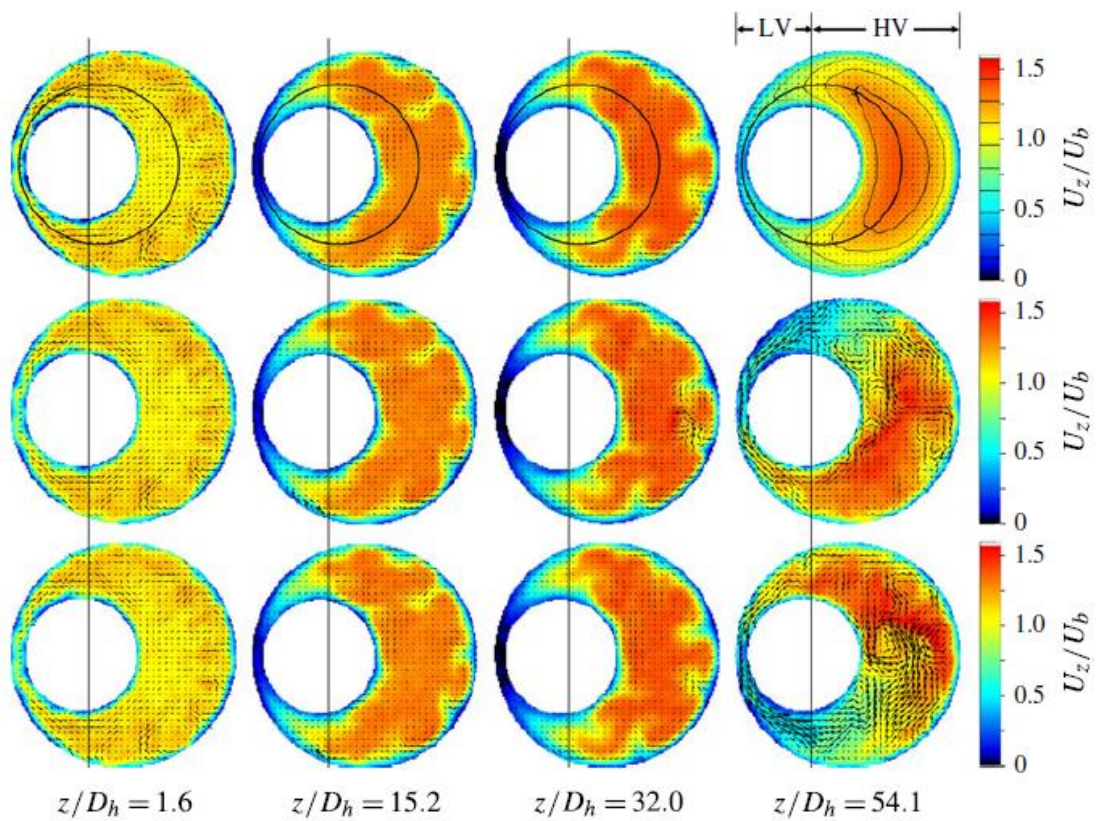


Figura 2.10 – Contorno da velocidade axial nas sub-regiões NE, PE e região FG e RM.  
(Choueiri e Tavoularis, 2014).

Os traços temporais do trabalho da Figura 2.11, permite visualizar o aparecimento de periodicidade logo na sub-região de entrada periódica, a um comprimento  $z/D_h = 14,4$ , onde demonstra pouca flutuação na velocidade. Na Figura 2.12 também se nota a variação do número de Strouhal,  $S_t$ , a medida que o escoamento se desenvolve. Observa-se que os autores conseguiram valores de  $S_t$ , muito próximos tanto na região de entrada quanto na região RM que possui um escoamento melhor desenvolvido.

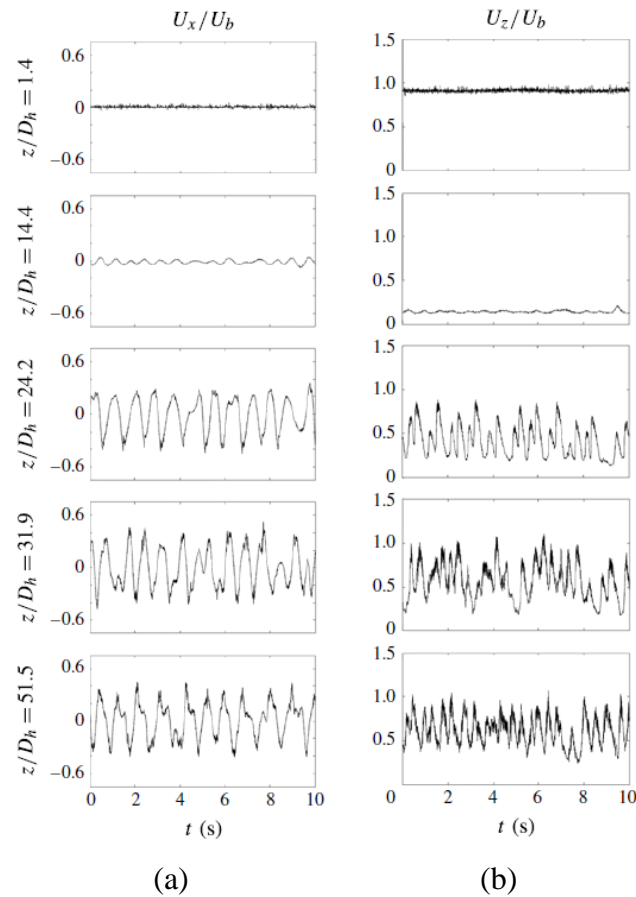


Figura 2.11 – Traços temporais de velocidade do (a) transversal e (b) axial. (Choueiri e Tavoularis, 2014)

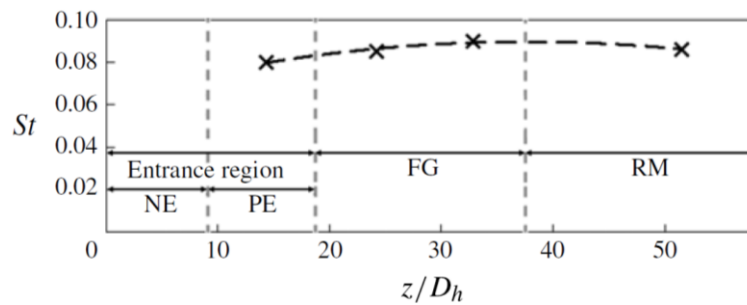


Figura 2.12 – Variação do número de Strouhal ao longo do comprimento do canal meio da fenda escoamento cruzado. (Choueiri e Tavoularis, 2014)

A Figura 2.13, mostra o comportamento do escoamento nas três regiões. Pode se notar que na região FG o fluido começa a aparecer vórtices que predominam por todo o comprimento RM. As linhas de escoamento mostram o comportamento de um fluxo com a presença de vórtices contra rotativos.

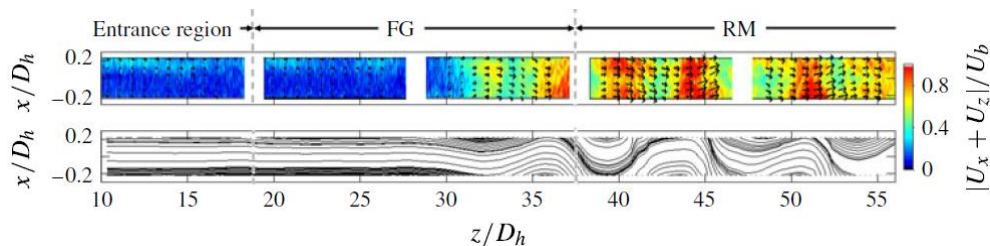


Figura 2.13 – Mapa de velocidade axial em canal com seção anular em plano localizado no centro da fenda estreita.  $Re \approx 7800$ . (Superior) Vetores de velocidade (Inferior) Linhas do escoamento. (Choueiri e Tavoularis, 2014)

No ano seguinte Choueiri e Tavoularis (2015) dão continuidade ao trabalho com o objetivo de avaliar a dependência do escoamento turbulento com os fatores: número de Reynolds, a excentricidade, as condições de entrada e a relação entre diâmetro interno e externo. A seção de testes trabalhadas foi a mesma do trabalho anterior que consiste em um canal anular excêntrico, conforme Figura 2.9. Foi testado três condições de entrada, como medidas qualitativas denominadas baixa, moderada e forte gestão do escoamento; três relações de diâmetros  $d/D=0,25, 0,50$  e  $0,75$ ; excentricidades de  $0$  à  $0,9$  em intervalos de  $0,1$  e número de Reynolds de  $0$  à  $19.000$ , onde foi possível analisar o escoamento no regime laminar, de transição e turbulento.

Para os fatores de condição de entrada foi possível avaliar que com a forte gestão da condição de entrada altera-se o início da região de altas flutuações (FG) para mais a montante do final da seção de testes. A moderada e a baixa gestão da entrada permitiu que o escoamento alcançasse a região de mistura rápida (RM). A forte gestão não permitiu que alcança-se a região mas a sensação é que se o tubo fosse maior ele alcançaria, conforme representa a Figura 2.14. Baseado nessas informações pode-se considerar que o escoamento não tem dependência assintótica, pelo menos qualitativamente, das condições de entrada.

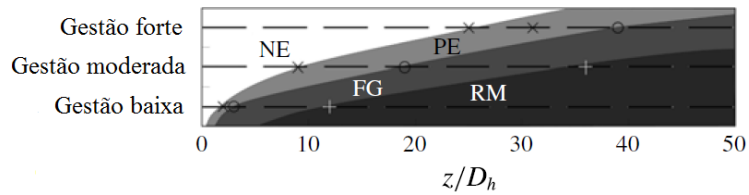


Figura 2.14 – Efeito condição de entrada em canal anular.  $d/D = 50$ ,  $e = 0,80$  e  $Re = 75000$ . (Choueiri e Tavoularis, 2015 Adaptado).

Com relação ao padrão do escoamento em função da excentricidade e número de Reynolds, Figura 2.15, nenhuma periodicidade é encontrada para uma  $e < 0,5$  para nenhum número de Reynolds. Pode-se concluir que essa é aproximadamente a excentricidade crítica. Nos intervalos  $1100 < Re < 3500$ , movimentos quase periódicos começam a ser mensuráveis para excentricidades intermediárias, a partir de 0,5 intervalos de fendas estreitas. Isso indica que as instabilidades na fenda são ativadas por essa condição. Para os casos que tinham uma região FG identificável, o comprimento de entrada era insensível ao número de Reynolds, embora varie com excentricidade

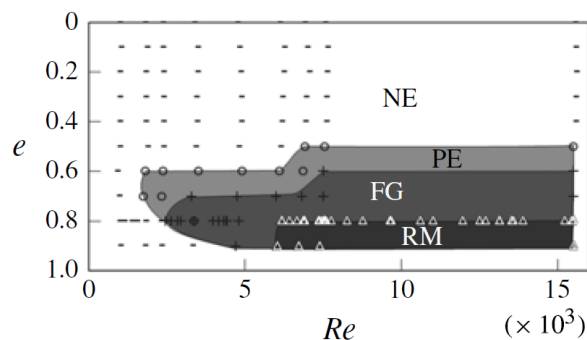


Figura 2.15 – Mapa do escoamento próximo à saída do canal anular ( $z/D_h \approx 53$ ) com  $d/D=50$  e uma gestão de entrada moderada. (Choueiri e Tavoularis, 2015)

Pode-se especular que, à medida que a excentricidade se aproxima de 1, os fluxos entre as lacunas seriam progressivamente obstruídos, e cessariam completamente quando o núcleo contactasse o canal externo). A excentricidade mínima (ou o tamanho mínimo do intervalo) para que os fluxos cruzados sejam significativos provavelmente diminuiria com o aumento do  $Re$ . No entanto, o autor adverte que a ausência de movimentos entre intervalos não exclui necessariamente a presença de instabilidade e mesmo a formação de vórtices nas duas camadas de mistura em ambos os lados do intervalo. Os experimentos variando o diâmetro do tubo revelam que aparentemente, a velocidade axial é mais dependente da largura da fenda do que da razão de diâmetros.

Melo (2017), propõe que a influência dos parâmetros geométricos no comportamento da dinâmica do escoamento turbulento tais como a geração das estruturas coerentes e número de Strouhal. Para essa investigação foi empregado a PSD e a ferramenta tempo-frequência para análise espectral da flutuação de velocidade. A anemometria de fio-quente foi empregada para medir as series de velocidade. As seções de testes consistiam em um canal retangular com duas placas paralelas ao escoamento, conforme Figura 2.16. As placas formam uma fenda de profundidade  $P$  e largura  $D$ , onde foi investigados 12 seções de testes com relação  $P/D$  que variam de 3,33 a 11,00. Quatro diferentes comprimentos de seção foram estudados, 250, 500, 1000 e 1500  $mm$ . O número de Reynolds foi  $7,98 \times 10^4$ .

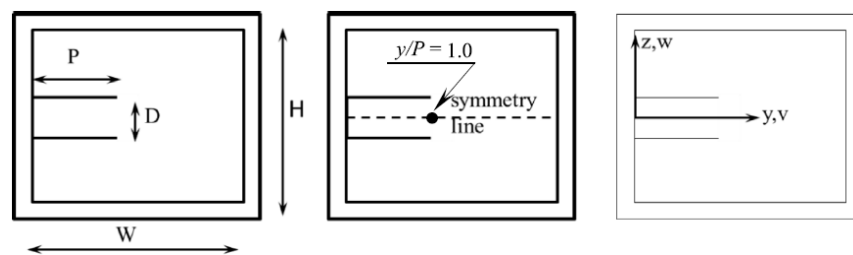


Figura 2.16 – Seção de testes, Melo et al., 2017.

Os resultados mostram que as características dinâmicas do escoamento turbulento não dependem somente da relação  $P/D$ , mas está em função do comprimento da seção e da relação  $P/D$ . A Figura 2.17, mostra os resultados do comprimento adimensionalizado com o diâmetro hidráulico, em função do número de Strouhal com três relações  $P/D$ . Onde nota-se que com o aumento da fenda reduz-se o número de Strouhal e quanto mais a seção de testes aumenta, o valor,  $Str = 0,08$  estipulado pela literatura. O autor ressalta que nenhuma instabilidade foi detectada para um comprimento  $L > 56\sqrt{PD}$ .

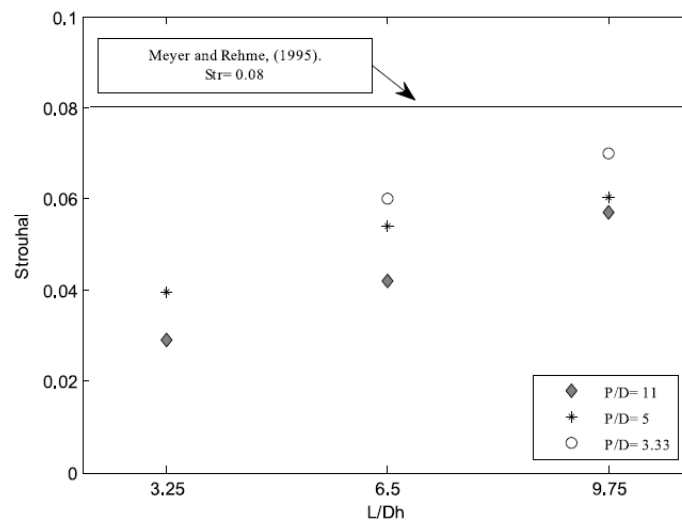


Figura 2.17 – Número de Strouhal em função da relação  $L/D_h$ .

### 3 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

#### 3.1 Análise estatística da turbulência

Define-se fenômeno de enfoque determinístico quando a solução deste fenômeno envolve a determinação direta do valor da grandeza que deve ser calculado. Já o fenômeno de enfoque estocástico é definido quando a solução envolve a determinação da probabilidade do valor que a grandeza deve assumir. Neste sentido, a turbulência é entendida como oriunda de flutuações irregulares da velocidade de um fluido em escoamento com equilíbrio estatístico (Goulart, 2009; Noletto, 2016). A velocidade será vista como uma variável aleatória, e as tendências do escoamento serão analisadas através do estudo do comportamento da velocidade

##### 3.1.1 Média

Em um escoamento turbulento, as médias vêm no sentido de se estabelecer grandezas estatísticas que tratarão informações do escoamento. A média será um operador linear, permitindo assim a propriedade comutativa. As médias mais usadas na turbulência são a Média Temporal onde faz-se a média no tempo de ocorrência do escoamento, a Espacial que é a média nas três direções do escoamento e a Média de Realizações. A Média de Realizações também conhecida como média estatística ou média de conjunto, calcula o valor médio de uma quantidade em função dos microestados físicos do escoamento (Noletto, 2016). Calcula-se a média através da Eq. (3.1)

$$\bar{u} = u - u' = \lim_{n \rightarrow 0} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N u_n(x, t) = \mu_x \quad (3.1)$$

Onde  $u$  é a velocidade instantânea,  $u'$  é a flutuação turbulenta. A Figura 3.1 ilustra cada parcela da velocidade instantânea na direção  $x$ . Logo pode-se dizer que a flutuação é o valor instantâneo da flutuação menos a respectiva média.

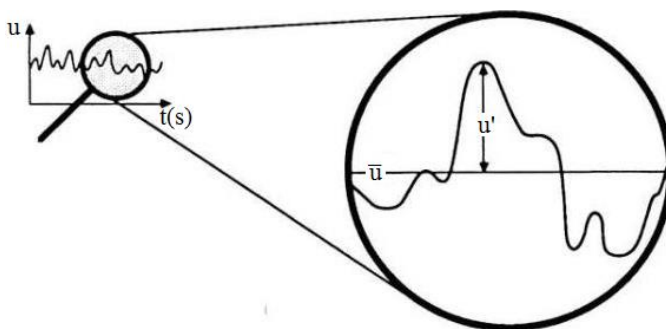


Figura 3.1 – Parte instantânea ( $u$ ), flutuação ( $u'$ ) e média ( $\bar{u}$ ) da velocidade na direção  $x$ .

(Adaptado, Stull, 2012)

### 3.1.2 Momento de segunda ordem da turbulência

O processo da decomposição de Reynolds traz o conceito de Momentos. Esses são funções estatísticas destinadas a caracterizar variáveis aleatórias centradas (Goulart, 2009; Noleto, 2016). O momento de segunda ordem é o principal, dado por:

$$\overline{u'^2}(x,t) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t [u(x,t) - \bar{u}]^2 dt = \sigma_x^2 \quad (3.2)$$

Onde  $\sigma_x^2$  é a variância. Da mesma forma, considerando um sistema de coordenadas cartesiano:

$$\begin{aligned} \overline{v'^2} &= \sigma_y^2 \\ \overline{w'^2} &= \sigma_z^2 \end{aligned} \quad (3.3)$$

O desvio padrão pode ser descrito como:

$$\begin{aligned} \sqrt{\overline{u'^2}} &= \sigma_x \\ \sqrt{\overline{v'^2}} &= \sigma_y \\ \sqrt{\overline{w'^2}} &= \sigma_z \end{aligned} \quad (3.4)$$

Com esta definição, pode-se estabelecer o conceito de energia cinética de turbulência. Este conceito é representado pela energia cinética média por unidade de massa associada com as escalas turbulentas no escoamento. Este escoamento será dado por:

$$k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = \frac{1}{2} (\sigma_x^2 + \sigma_y^2 + \sigma_z^2) \quad (3.5)$$

A intensidade de turbulência, que mede o “nível” de turbulência de um escoamento, sendo “x” a direção do escoamento:

$$I = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}} + \sqrt{\overline{v'^2}} + \sqrt{\overline{w'^2}}}{\bar{u}(x)} = \frac{\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z}{\bar{u}(x)} \quad (3.6)$$

Onde:

$$\begin{aligned} I_x &= \frac{\sigma_x}{\bar{u}(x)} \text{ Intensidade de turbulência longitudinal} \\ I_y &= \frac{\sigma_y}{\bar{u}(x)} \text{ Intensidade de turbulência transversal "y"} \\ I_z &= \frac{\sigma_z}{\bar{u}(x)} \text{ Intensidade de turbulência transversal "z"} \end{aligned} \quad (3.7)$$

O estudo dos escoamentos no regime turbulento é modelado, com maior frequência, através dos princípios de conservação de massa e conservação da quantidade de movimento.

### 3.1.3 Valor médio quadrático e RMS

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

$$\overline{u^2} = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{1}{t} \int_0^t (u(x))^2 dt = \gamma_x^2 \quad (3.8)$$

sendo a média do somatório do valor quadrático (Bendat e Piersol, 2011). O valor quadrático médio,  $\gamma_x^2$ , também pode ser descrito como a soma entre a variância e o quadrado da média

O valor RMS é definido como a soma da raiz quadrada do valor quadrático médio. Define uma média da dispersão da parte dinâmica da grandeza analisada, por:

$$u_{RMS} = \sqrt{\sigma_x^2 + \mu_x^2} = \gamma_x \quad (3.9)$$

### 3.2 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 incompressível pode ser escrita na forma

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i)}{\partial x_i} = 0 \quad (3.10)$$

O símbolo  $D/D_t$ , denota a derivada substantiva, que consiste da contribuição local (escoamento não permanente). O divergente de  $\mathbf{u}$  ( $\nabla \cdot \mathbf{u}$ ) é a contribuição advectiva da massa. Com o princípio de média, flutuação e grandeza instantânea na velocidade da Eq. (3.1), a conservação da massa da Eq. (3.10) pode ser rescrito:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.11)$$

O escoamento incompressível é aquele que não há taxa de variação e volume. Logo, em escoamentos incompressíveis tem-se que a equação da continuidade fica, simplesmente,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.12)$$

### 3.3 Conservação da quantidade de movimento e Hipótese de Boussinesq

As equações de balanço da quantidade de movimento poder 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 Cauchy, sendo dada:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + g_i \quad (3.13)$$

Aqui,  $u_i$  representa as componentes cartesianas do vetor velocidade e  $x_i$  representa as componentes das coordenadas cartesianas do sistema de origem do escoamento. O tensor de tensões  $\sigma_{ij}$  pode ser separado em uma porção relacionada com as tensões normais (isotrópica) e uma parte envolvendo as tensões cisalhantes (deviatórica) (Batchelor, 1983).

$$\sigma_{ij} = \tau_{ij} - \delta_{ij} p \quad (3.14)$$

Segundo Batchelor, 1983, a parte isotrópica se relaciona com a pressão, ao passo que a parte deviatórica envolve-se com os efeitos viscosos do escoamento. Inserindo a Eq. (3.14) na (3.13), tem-se:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \right) + g_i \quad (3.15)$$

A parte deviatórica do tensor de tensões é escrita através de uma relação tensão-taxa de deformação, definida por um modelo de fluido incompressível Newtoniano:

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.16)$$

Essas equações são capazes de descrever o escoamento contínuo de um fluido Newtoniano, isso deve-se ao fato de que todas as escalas turbulentas são significativamente maiores do que as escalas de movimento molecular, ou seja, essas equações regem escoamentos com um número de  $Mach < 15$  (Noletto, 2010). A maioria dos escoamentos turbulentos se enquadram nessa categoria.

Após aplicar o método de decomposição de Reynolds nas equações de *Navier-Stokes*, pode-se analisar o comportamento médio do escoamento e modelar as suas flutuações (Noletto, 2010). Esse procedimento é também conhecido como *Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes* – URANS.

$$\rho \left( \underbrace{\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t}}_1 + \underbrace{\bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_2 \right) = - \underbrace{\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i}}_3 + \underbrace{\mu \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right)}_4 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \underbrace{-\overline{\rho u'_i u'_j}}_5 \right) \quad (3.17)$$

1. **Termo transiente** – Média temporal (URANS); Filtragem espacial (LES);
2. **Termo convectivo**
3. **Termo de pressão** - Transferência de quantidade de movimento devido à gradientes de pressão, relativo às tensões normais;
4. **Termo difusivo** – Transferência de quantidade de movimento devido à viscosidade e aos gradientes de velocidade;
5. **Tensor de Reynolds** – Transferência de quantidade de movimento devido às flutuações de velocidades.

O termo 5, Tensor de Reynolds, representa a transferência de quantidade de movimento devido às flutuações de velocidade. Ele também pode ser entendido como a contribuição da turbulência no tensor de tensões. Este tensor é simétrico e é uma incógnita a mais no problema que aparece devido aos efeitos do escoamento instantâneo que não estão presentes no escoamento médio. Como resultado tem-se um sistema indeterminado, pois o número de equações não é suficiente para resolver o conjunto de incógnitas. Esse sistema é conhecido como o Problema de Fechamento da Decomposição de Reynolds.

Para solucionar esse problema, escreve-se o termo 5 através da Hipótese de Boussinesq, modificada por Kolmogorov em 1941 como:

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} k \quad (3.18)$$

Para que o sistema de equações se torne possível, é necessário o modelamento da viscosidade turbulenta  $\mu_t$ . A maneira que a viscosidade turbulenta é resolvida define os modelos de turbulência baseados na Hipótese de Boussinesq (HB).

Essa hipótese possui deficiências conceituais, conforme ressalta Noleto (2010):

1. A viscosidade turbulenta foi teorizada através de uma analogia a teoria cinética dos gases, como uma propriedade termodinâmica, quando na verdade, a viscosidade é uma variável que é função do escoamento;
2. A grandeza da viscosidade é escalar, quando deveria ser tensorial;

3. Na diagonal principal do tensor de Reynolds, a hipótese prevê valores nulos para a energia cinética turbulenta.

Apesar dessas anomalias, a hipótese de Boussinesq é utilizada atualmente devido ao fato de que os modelos baseados na mesma fornecem resultados consistentes, na maioria dos casos, com baixo custo computacional.

## 4 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

### 4.1 Modelo $k-\varepsilon$

O modelo de turbulência  $k-\varepsilon$  padrão, Launder e Sharma, 1974, dá-se através das equações de transporte da energia cinética turbulenta ( $k$ ) e da taxa de dissipação ( $\varepsilon$ ). A energia cinética turbulenta, e a taxa de dissipação, são obtidas das seguintes equações de transporte:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \varepsilon) = \frac{\varepsilon}{k} C_1 \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (4.2)$$

A viscosidade dinâmica turbulenta é dada por:

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho k^2}{\varepsilon} \quad (4.3)$$

As constantes normalmente assumem os valores a seguir:

$$C_1 = 1,44 \quad C_2 = 1,92 \quad C_\mu = 0,09 \quad \sigma_k = 1,0 \quad \sigma_\varepsilon = 1,3 \quad (4.4)$$

### 4.2 Modelo $k-\omega$

Como alternativa ao modelo  $k-\varepsilon$  tem-se o modelo de turbulência  $k-\omega$ , na forma apresentada por Wilcox, 1998. Este modelo em alternativa à equação da dissipação turbulenta,  $\varepsilon$ , apresenta a equação da frequência de turbulência,  $\omega$ .

A energia cinética turbulenta,  $k$ , e a sua frequência de turbulência,  $\omega$ , são obtidas das seguintes equações de transporte

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \sigma^* \mu_t \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} \mu_t \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \mu + \sigma \mu_t \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (4.6)$$

Onde a viscosidade turbulenta se obtém da seguinte forma:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \quad (4.7)$$

Sendo,

$$\beta^* = 0,09 \quad \alpha = 13/25 \quad \beta = 3/40 \quad \sigma_k = 0,5 \quad \sigma_\omega = 0,5 \quad (4.8)$$

### 4.3 Modelo *Shear Stress Transport* (SST)

O modelo  $k-\omega$  SST, Menter, 1994, é feito como forma de unir as vantagens do modelo  $k-\omega$  clássico na região próxima à parede com um bom funcionamento do modelo  $k-\varepsilon$  a partir da região externa da camada limite turbulenta. O modelo  $k-\omega$  SST, o qual incorpora um termo de amortecimento de difusão cruzada na equação  $\omega$ , resulta do modelo  $k-\varepsilon$  acoplado ao modelo  $k-\omega$  por funções de mistura de maneira que este último substitua o uso de leis de parede na modelagem do escoamento que acontece na vizinhança imediata das fronteiras sólidas. Os modelos  $k-\omega$  e  $k-\varepsilon$  são multiplicados por uma função de amortecimento e tem as suas equações somadas entre si. Na região dentro da camada limite, a função de mistura,  $F_1$ , tem valor igual a um, ativando o modelo  $k-\omega$  clássico. Fora da camada limite, a função de amortecimento tem o seu valor igual zero, ativando o modelo  $k-\varepsilon$  transformado. Também mostra a modificação da viscosidade dinâmica turbulenta,  $\mu_t$ , para levar em conta no cálculo das tensões de Reynolds.

As equações de transporte do modelo são:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i k)}{\partial x_i} = P_k + \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i \omega)}{\partial x_i} = \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \text{arg}_1 \quad (4.10)$$

$$\text{arg}_1 = 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \quad (4.11)$$

A definição da viscosidade turbulenta é feita de modo a contabilizar o transporte das tensões cisalhantes principais turbulentas:

A função de mistura  $F_1$  é definida como:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} y^2} \right] \right\}^4 \right\} \quad (4.12)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left( 2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\delta k}{\delta x_i} \frac{\delta \omega}{\delta x_i}, 10^{-10} \right) \quad (4.13)$$

Onde  $y$  é distância do primeiro nó em relação a parede do domínio.  $F_1$  é igual a 0 quando está longe da superfície (modelo  $k-\varepsilon$ ), e altera para 1 quando está próximo da superfície onde o modelo  $k-\omega$  é completamente recuperador.

A viscosidade turbulenta é definida como:

$$\nu_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(\alpha_1 \omega, S F_2)} \quad (4.14)$$

O termo  $S$  é uma medida invariante do tensor taxa de deformação  $F_2$  é a segunda função de mistura do modelo, definida como:

$$F_2 = \tanh \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right] \quad (4.15)$$

Um limitador de produção é usado para prevenir o crescimento da turbulência em regiões de estagnação:

$$P_k = \mu_t \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \rightarrow \tilde{P}_k = \min(P_k, 10\beta^* \rho k \omega) \quad (4.16)$$

Todas as constantes são calculadas por uma síntese dos primeiros modelos através da Eq. (4.17)

$$\alpha = \alpha_1 F_1 + \alpha_2 (1 - F_1) + \dots \quad (4.17)$$

As constantes do modelo são:

$$\begin{aligned} \beta^* &= 0,09 & \alpha_1 &= 5/9 & \beta_1 &= 0,075 \\ \sigma_{k1} &= 0,85 & \sigma_{\omega 1} &= 1/2 & \alpha_2 &= 0,44 \\ \beta_2 &= 0,0828 & \sigma_{\omega 2} &= 0,856 & \sigma_{k2} &= 1 \end{aligned} \quad (4.18)$$

## 5 METODOLOGIA

A seguir será abordado os procedimentos necessários para reprodução de cada experimento. A visualização de estruturas coerentes foi desenvolvida nas dependências do Laboratório de Aplicações em Energia e Fenômenos de Transporte – LAEFT, sediado na Universidade Federal do Rio Grande do Sul – UFRGS. Os demais experimentos e todos os recursos para implementação do trabalho numérico, foram realizados na Universidade de Brasília – UnB, *Campus Gama*.

### 5.1 Visualização do Escoamento

Para obter a visualização da dinâmica do escoamento através de um canal composto com fenda estreita, foi construído um túnel hidráulico conforme ilustrado na Figura 5.1. O canal foi inicialmente construído por Destefani (2016), que por sua vez baseou-se no projeto desenvolvido por Ássi *et al.* (2015), e foi ampliado para inserir a seção de testes do presente trabalho e obter um regime melhor desenvolvido.

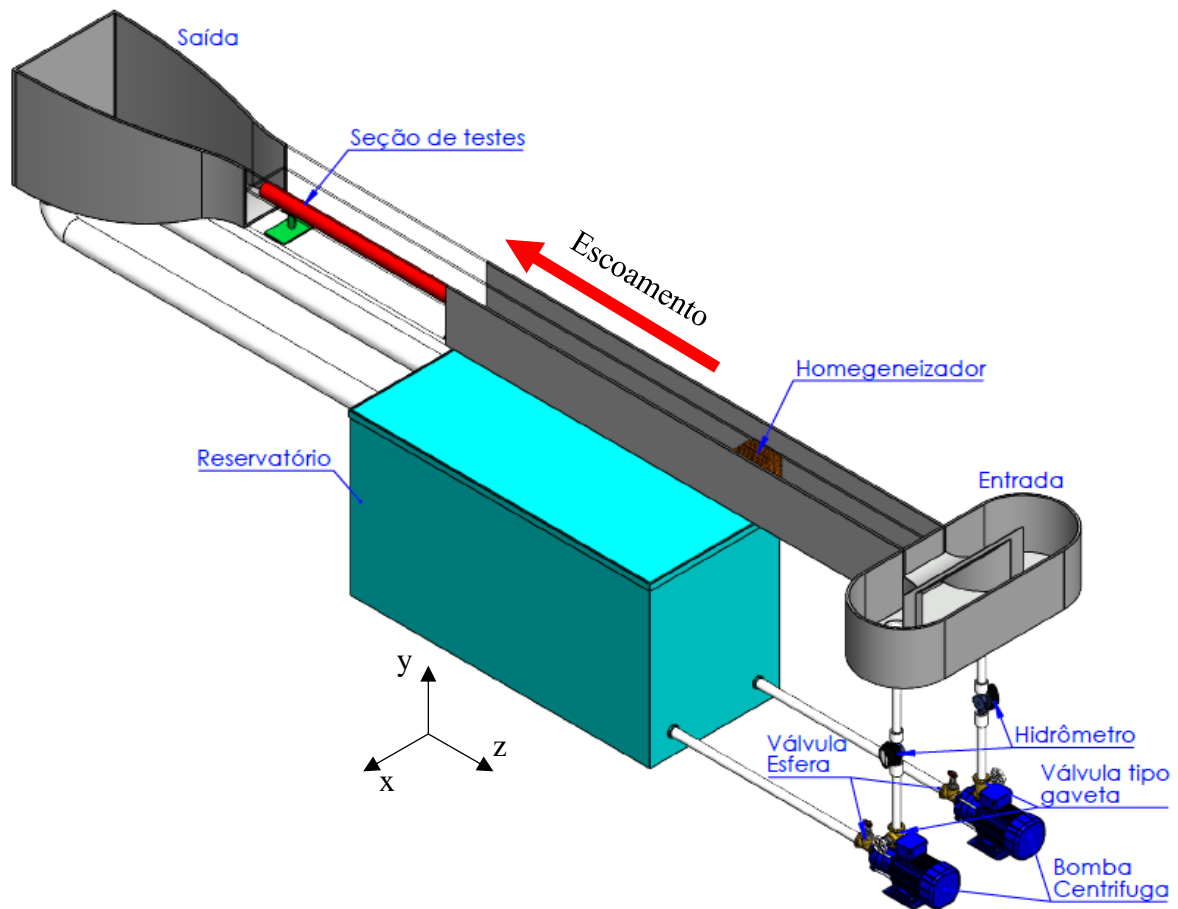


Figura 5.1 – Desenho isométrico do canal hidráulico

O canal é constituído por uma seção retangular com largura  $L = 193 \text{ mm}$  ( $L = 3,2D$ ), conforme Figura 5.2 (a), altura  $H = 151 \text{ mm}$  ( $H = 2,5D$ ) e comprimento total  $L_t = 3290 \text{ mm}$  ( $L_t = 54,8D$ ). A Figura 5.2 (a) e (b) mostra os devidos comprimentos. A água que está no reservatório é extraída por duas bombas centrífugas de 1/2 CV, logo após é direcionado para a entrada da estrutura que possui uma geometria capaz de reduzir a turbulência (Ássi *et al.*, 2015). Após a entrada há um homogeneizador do tipo colmeia posicionado a uma distância  $L_p = 800 \text{ mm}$  ( $L_p = 13,3D$ ) da entrada do canal. A seção de testes foi inserida como mostrado na Figura 5.2 (b). A seção de testes, constituída pelo tudo circular, possui um comprimento  $L_s = 2000 \text{ mm}$  ( $L_s = 33,3D$ ), conforme Figura 5.2 (b).

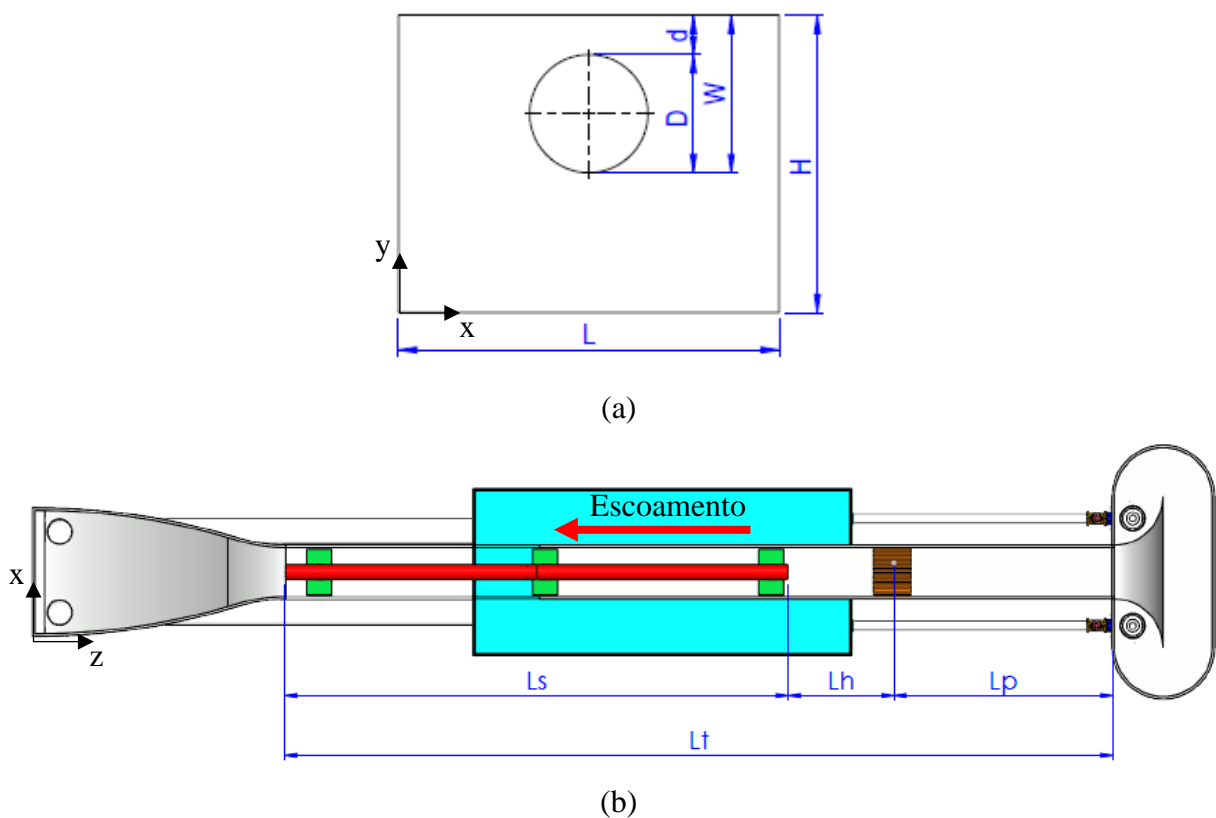


Figura 5.2 - Dimensões do canal hidráulico. (a) Vista superior e comprimentos. (b) Vista transversal com as dimensões utilizadas.

Para obter o circuito fechado e permanente, o canal foi completamente cheio até que toda a seção estivesse preenchida, em seguida ajustava a vazão com os registros tipo gaveta, posicionado depois das bombas, para que o escoamento atingisse o regime permanente. A vazão volumétrica foi medida através de hidrômetros, posicionados logo após a bomba. Após aferir a vazão foi utilizada a Equação (5.1) para o cálculo da velocidade.

$$U_b = \frac{Q}{A} \quad (5.1)$$

Onde  $Q$  é a vazão volumétrica e  $A$  a área da seção retangular. Todos os experimentos foram conduzidos a uma velocidade média  $U_b = 0.074 \text{ m/s}$

O diâmetro externo do tubo é  $D = 60 \text{ mm}$ . Foram avaliadas duas relações  $W/D - 1,10$  e  $1,20$  sendo  $W = D + d$  onde  $d$  é o tamanho da fenda, Figura 5.2 (b). O número de Reynolds foi calculado pela velocidade média  $U_b$ , diâmetro  $D$ , e viscosidade cinemática da água,  $\nu$ , conforme Equação (5.2). Todos os experimentos de visualização foram realizados com um  $Re_D = 4400$ .

$$Re_D = \frac{U_b D}{\nu} \quad (5.2)$$

Após o tempo para o regime ficar permanente, foi injetado tinta com alto teor de pigmentação e densidade equivalente o da água, para que ela pudesse escoar sem interferências. A injeção foi realizada antes do homogeneizador próximo a parede superior, onde está a fenda estreita. O homogeneizador é responsável por produzir filetes de tinta em toda a região da fenda. Antes de inserir a seção de teste foi verificado se após o comportamento dos filetes após o homogeneizador a tinta apresentava um comportamento linear, logo todo movimento captado era proveniente da dinâmica do escoamento na fenda estreita, objeto de estudo nesse trabalho.

## 5.2 Metodologia computacional

Após o trabalho experimental de visualização do escoamento, elaborou-se o estudo numérico com mesmo número de Reynolds. A seção transversal foi a mesma da Figura 5.2 e para redução do custo computacional foi reduzido o comprimento do domínio aplicando periodicidade translacional. Essa técnica tem sido aplicado com sucesso por vários pesquisadores (e.g. Merzari *et al.*, 2008; Home *et al.*, 2009; Derksen, 2010; Home e Ligstone, 2014; Goulart *et al.*, 2016; Duan e He, 2017)

Derksen, 2010 ressalta que o domínio computacional não pode ser pequeno, com o risco das instabilidades não se desenvolverem totalmente ou o comprimento de onda não comportar no domínio. O autor sugere que o comprimento seja calculado pela Equação (5.3)

$$L_z = \lambda m \quad (5.3)$$

Onde  $\lambda$  é o comprimento de onda esperado e  $m$  é um valor inteiro.

Para determinar o comprimento na direção principal, Figura 5.3 (a), foi realizado um estudo onde avaliou-se os comprimentos  $L_z = 360 \text{ mm}$ ,  $480 \text{ mm}$ ,  $720 \text{ mm}$  ( $L_z/\lambda = 3, 4$  e  $6$ ). Para



$L_z/\lambda = 3$  não foi possível resolver o balanço de massa. Para os domínios computacionais  $4\lambda$  e  $6\lambda$  não houve variação significativa dinâmica do escoamento. A Figura 5.3 (a) mostra a representação do domínio computacional com um comprimento  $L_z/\lambda = 4$  onde foi aplicado a periodicidade, a Figura 5.3 (b) ilustra a seção transversal.

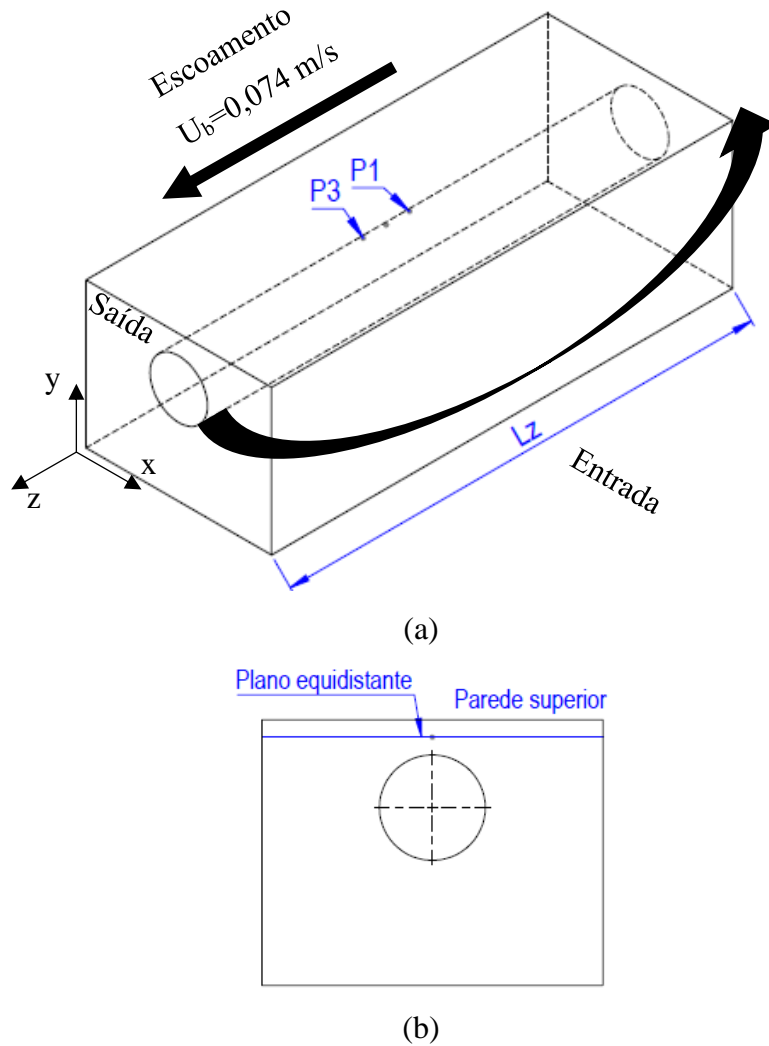


Figura 5.3 – (a) Domínio computacional com periodicidade. (b) Seção transversal com plano equidistante tubo/parede superior

Toda malha foi discretizada com volumes hexaédricos. Na parede superior do canal e do tubo refinou-se a malha até obter um  $y^+$  próximo de 1. Nas demais paredes da seção cruzada foi aplicado um refinamento para  $y^+$  próximo de 10. O cálculo prévio do  $y^+$  foi estimado através do cálculo utilizado para uma placa plana proposto por Schlichting, 1979:

$$C_f = [2 \log_{10}(\text{Re}_{Dh}) - 0,65]^{-2,3} \text{ para } \text{Re}_{Dh} < 10^9 \quad (5.4)$$

Onde  $C_f$  é o coeficiente de fricção. Dimensionando o  $C_f$ , pode-se então calcular a tensão de cisalhamento na parede com a Equação (5.5)

$$\tau_w = C_f \frac{1}{2} \rho U_b^2 \quad (5.5)$$

a velocidade de fricção é então calculada por,

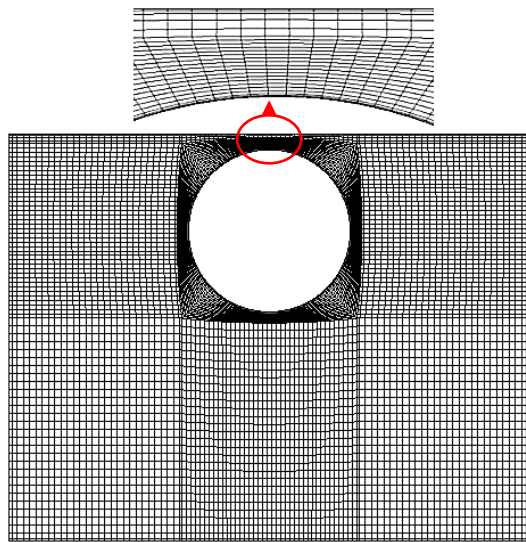
$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5.6)$$

Finalmente, calcula-se a distância máxima necessária para atingir o valor de  $y^+ \leq 1$ , pela Eq. (5.7)

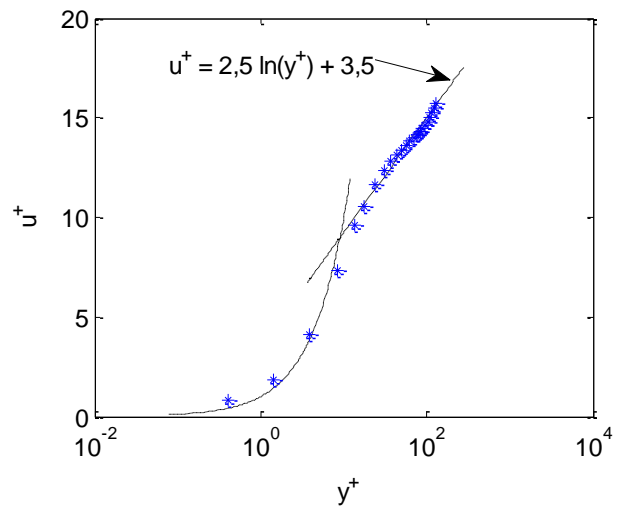
$$y = \frac{y^+ \mu}{\rho u_*} \quad (5.7)$$

Toda a simulação foi realizada com um passo de tempo equivalente a 0,005s. Tal tempo foi definido durante a simulação para o número de *Courant-Friederichs-Lewy* - *CFL* ser  $> 1$  e um erro  $\geq 1 \times 10^5$ . Antes de obter os resultados numéricos foi simulado  $53 T_c$ , onde  $T_c$  é o tempo que o escoamento demanda para compor todo o domínio, denominado tempo convectivo. O  $T_c$  pode ser calculado pela Eq. 5.9. Em seguida obteve-se  $16 T_c$  calculando-se as médias.

$$T_c = L_z / U_b \quad (5.8)$$



(a)



(b)

Figura 5.4 – (a) Malha na seção transversal com ênfase na fenda estreita. (b) Lei da parede obtida na parede do tubo.

Na Figura 5.4, pode-se avaliar a lei de parede obtida nas simulações. Na lei de parede da Figura 5.4, o valor do coeficiente, 3,50, é equivalente aos resultados propostos por Chang e

Tavoularis, 2005. É importante ressaltar que a malha produz bons resultados mesmo na subcamada viscosa conforme solicita o modelo SST.

### 5.3 Caracterização experimental – Anemometria de Fio-quente.

#### 5.3.1 Configuração da seção de testes

Para determinar a dinâmica do escoamento foi utilizado um canal aerodinâmico com comprimentos similares aos do canal hidráulico. A Figura 5.5, mostra um desenho esquemático da estrutura.

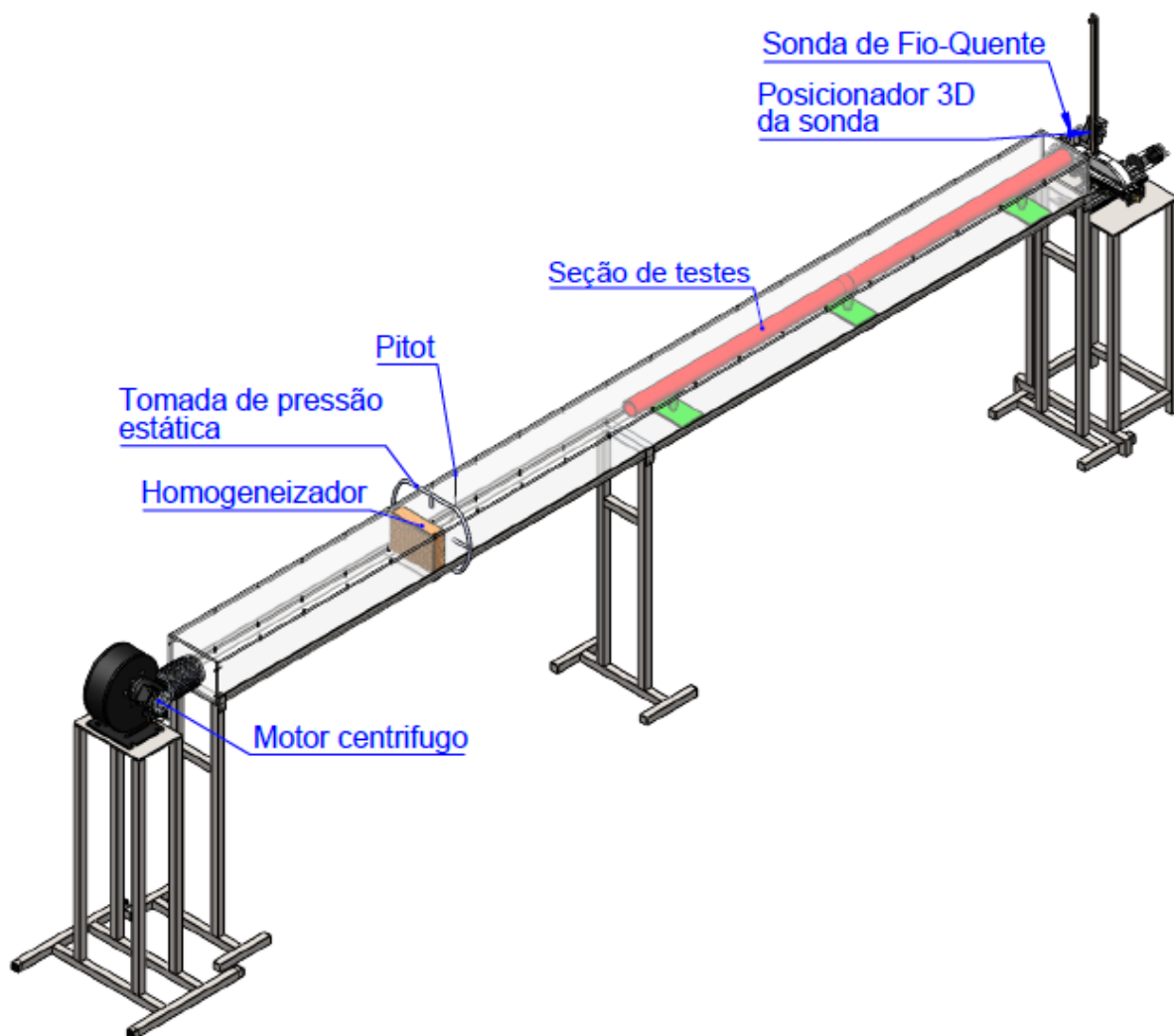


Figura 5.5 – Vista isométrica do túnel de vento

O escoamento de circuito aberto é gerado por um motor centrífugo e logo na entrada do canal tem-se uma tela. Após o fluido ser filtrado pela tela disposta na entrada, o mesmo passa por um homogeneizador. A turbulência no final da seção está em aproximadamente 4%. O tubo de *Pitot* posicionado logo após o homogeneizador, conforme Figura 4.5, é responsável por

captar a velocidade de referência  $U_{ref}$ . A fim de medir a pressão estática na parede do canal, foi construído um anel de pressão como mostrando na Figura 5.5. Para calcular a diferença de pressão entre o tubo de Pitot e a tomada de pressão estática tipo anel, foi utilizado um Transmissor de pressão diferencial da Dwyer DM-2000. A pressão estática foi aferida rente a entrada do Tubo de Pitot.

A velocidade média o túnel de vento foi calculado através da integral de velocidades, representada pela Equação (5.9):

$$U_b = \frac{1}{A_r} \int_A w dA \quad (5.9)$$

Antes de começar os testes foi realizado o mapeamento do canal para uma velocidade, que pode ser verificado no Anexo 1. Para encontrar os demais valores de velocidade média foi utilizado a lei de similaridade, descrita pela Eq.

$$U_{b1} = U_{b2} \frac{\eta_1}{\eta_2} \quad (5.10)$$

Onde  $U_{b1}$  é a velocidade desejada e  $U_{b2}$  a velocidade calculada pela Eq. (5.9),  $\eta_1$  e  $\eta_2$  são as rotações angulares da máquina de fluxo.

Foi realizado experimentos com dois diâmetros de tubo, 60 mm e 101,6 mm. Para o menor diâmetro, foram estudadas três velocidades, três larguras de fenda e três comprimentos de tubo. Em seguida foi realizado os experimentos com o maior diâmetro. Para manter o menor número de Reynolds, a velocidade deveria ser muito baixa, em um regime onde não poderia se aplicar a lei de similaridade, logo foram estudadas duas velocidades, três larguras de fendas e quatro comprimentos de tubo. A Tabela 5.1 mostra os valores de cada variável em função do diâmetro.

Tabela 5.1 – Variáveis do experimento não adimensionalizados.

Fator	Sigla	Variáveis	Valores D=60mm				Valores D=101,60mm			
1	Ub	Velo. Média (m/s)	3,73	7,32	11,32	4,32	6,68			
2	W	Fenda+Diâmetro (mm)	63	66	70	106	111	118		
3	Lsc	Comp. da seção (mm)	500	1000	1500	2000	850	1700	2550	3400

A Figura 5.6, mostra as cotas do túnel. Na Figura 5.6 (a) tem-se os comprimentos e a Figura 5.6 (b) apresenta um desenho esquemático da seção transversal. A seção transversal retangular tem largura  $L_c = 200 \text{ mm}$  ( $L_c = 3,3D$ ) e altura  $H_c = 150 \text{ mm}$  ( $L_c = 2,5D$ ). O comprimento da entrada até o homogeneizador  $L_{pc} = 1020 \text{ mm}$ , ( $L_{pc} = 17D$ ) após o homogeneizador têm-se uma distância  $L_{hc}$  que varia com comprimento do tubo, com o aumento

do tubo esse comprimento diminui, e o comprimento do tubo  $L_{sc}$ . O tamanho total do túnel é  $L_{tc} = 4000 \text{ mm}$  ( $L_{sc} = 66,7D$ ).

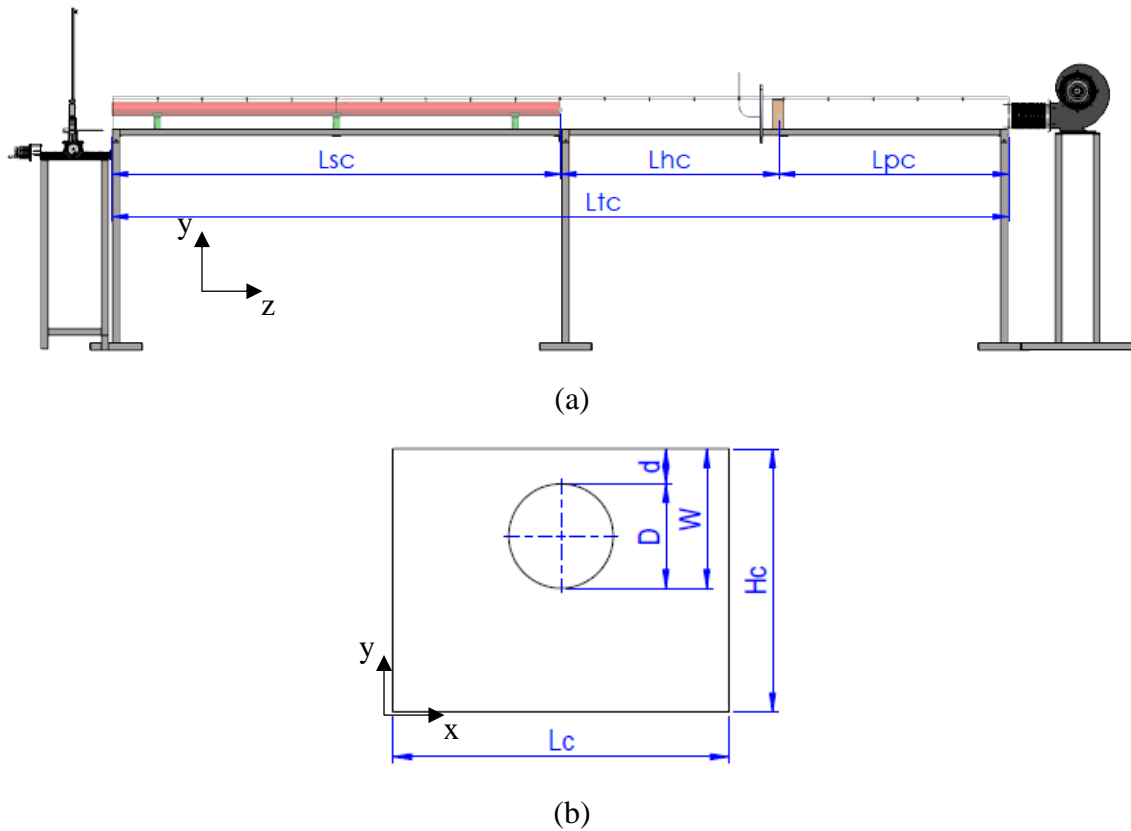


Figura 5.6 - Dimensões do túnel de vento. (a) Vista lateral. (b) Seção transversal.

As velocidades foram escolhidas para manter os números de Reynolds, calculado pela equação (5.2), de 14.500, 28.600 e 44.100. As larguras da fenda foram selecionadas a partir do trabalho do Guellouz e Tavoularis, (2000a), onde foi selecionado as relações  $W/D=1,05$ ,  $1,10$  e  $1,17$ . Os comprimentos do tubo adimensionalizados pelo diâmetro foram  $L_{sc}/D = 8,33$ ,  $16,67$ ,  $25,00$  e  $33,33$ . A Tabela 5.2, mostra as variáveis adimensionalizadas pelo diâmetro do tubo.

Tabela 5.2 – Variáveis adimensionalizadas pelo diâmetro do tubo.

Fator	Sigla	Variáveis	Valores D=60mm			Valores D=101,60mm				
			14.500	28.600	44.100	28.600	44.100			
1	Re	Reynolds	14.500	28.600	44.100	28.600	44.100			
2	W/D	Largura de fenda adim.	1,05	1,10	1,17	1,05	1,10	1,17		
3	Lsc/D	Comp. da seção adim.	8,33	16,67	25	33,33	8,33	16,67	25	33,33

### 5.3.2 Anemometria de Temperatura Constante

Concluindo todo o planejamento experimental, utilizou a Anemometria de Temperatura Constante - CTA. É classificada como técnica de medição da velocidade do escoamento intrusivas pois podem interferir no escoamento. É um processo de medição

relativamente fácil e têm boa resposta em frequência, que o torna uma metodologia eficiente e prática no processo de avaliação da turbulência

O componente primário de um anemômetro é a Ponte de *Wheatstone* - PW, Figura 5.7. A sonda é mantida a temperatura constante a temperatura constante e o escoamento tende a resfria-lo, reduzindo a resistência, desbalanceado a voltagem, a qual é alimentada pelo servo amplificador que tende a restabelecer a resistência original da sonda por acréscimo ou redução na tensão de operação. Logo, a velocidade do fluido é determinada pela variação na transferência de calor entre o fio da sonda e o escoamento (Melo, 2015).

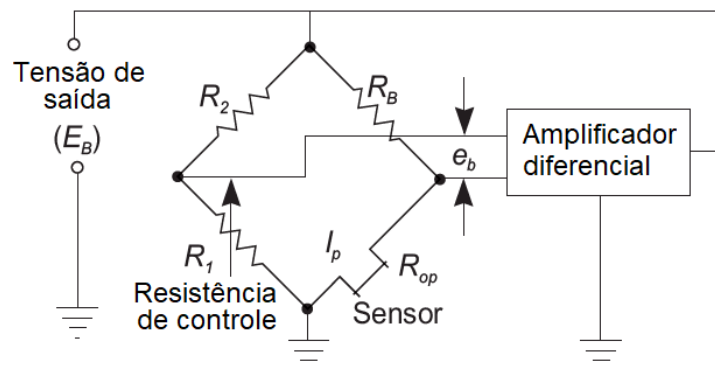


Figura 5.7 – Ponte de *Wheatstone* de um anemômetro a Temperatura de Fio Constante.

(Adaptado, Catálogo de sondas TSI)

Para processar os dados foi utilizado o anemômetro IFA-300 da TSI, capaz de captar resposta de até 300 kHz de frequência. Cada módulo é projetado com um circuito de termopar incorporado para medir a temperatura do fluido e fazer as devidas correções da PW. Todas as operações, incluindo configuração, calibração e aquisição de dados, são controlados pelo software TermalPRO, disponibilizado pelo fabricante, através de uma interface RS-232.

Outro item importante é o sensor de fio-quente. A sonda anemométrica comum é composta por duas agulhas, onde um fio sensor é soldado a elas, conforme Figura 5.8. Toda a agulha, inclusive os contatos são recobertos com ouro ou platina para se reduzir ao máximo a sua resistência. O corpo da sonda é feito em material cerâmico ou epóxi e o sensor é construído em liga de platina para adquirir uma elevada temperatura de fusão e alta resistência à corrosão. Contudo, sua resistência mecânica é baixa, especialmente em temperaturas elevadas.

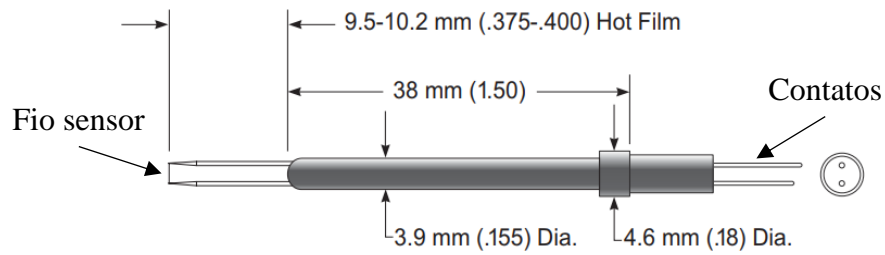


Figura 5.8 - Dimensões da sonda Modelo 1201 (TSI Catálogo de sonda).

O material do fio do sensor para aplicação em anemômetros necessita ter altos coeficientes térmicos de resistividade,  $\alpha_r$ , e a resistividade elétrica. O coeficiente térmico de resistividade indica a variação da resistividade do sensor quando se eleva a temperatura ambiente em 100 °C, portanto, quanto maior for o seu valor, mais sensível o sensor será a flutuações de velocidade.

## 6 RESULTADOS

As investigações sobre o escoamento iniciarão com os experimentos em canal hidráulico, com o objetivo de visualizar a formação de instabilidades na região da fenda estreita. Logo, os primeiros resultados obtidos são os de visualização. Os equipamentos disponíveis permitirão visualizar e identificar início da formação das estruturas coerentes. Não seria possível adquirir as médias do escoamento e nem maiores detalhes sobre a parte dinâmica. Para maior detalhamento recorreu-se a simulação numérica, onde os resultados dinâmicos, configurações geométricas, velocidade e propriedades do fluido foram mantidos para a simulação. Por isso os resultados da simulação serão explanados primeiro.

A seguir, serão abordado os resultados numéricos com detalhes do escoamento turbulento, (valores médios e flutuantes) e a visualização do escoamento. Para responder a influência dos fatores geométricos e número de Reynolds sobre as características do escoamento turbulento, os resultados de anemometria de fio-quente serão explanados.

### 6.1 Simulação numérica

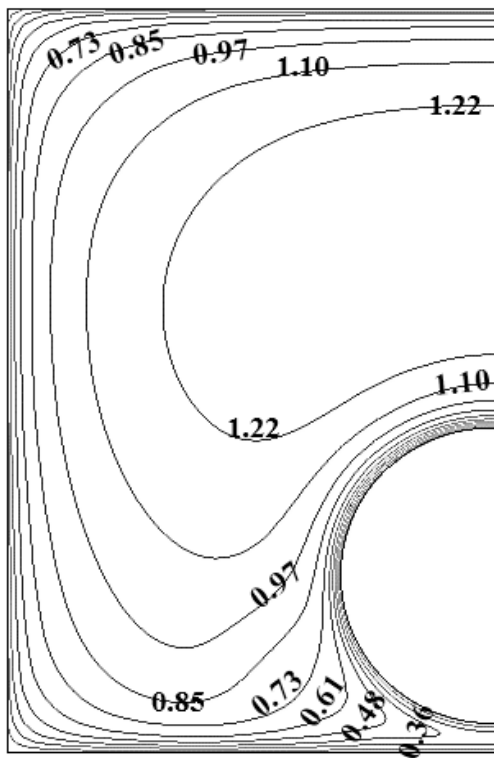
#### 6.1.1 Distribuição da velocidade média axial

Na Figura 6.1 pode-se visualizar o isocontorno da velocidade axial normalizada pela velocidade média do escoamento  $U_b$ . Todos os resultados foram obtidos em um plano posicionado no meio do domínio,  $L_z/D = 4$ , após  $16 T_c$ , onde  $T_c$ , é o tempo convectivo, para garantir o completo desenvolvimento do escoamento. Devido a notável simetria, foi exposto somente o lado esquerdo.

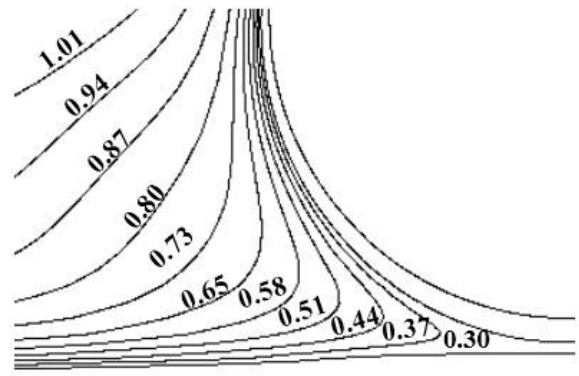
As isocontornos próximos da parede do canal, Figura 6.1(a), mostram uma projeção para os cantos, característica do canal retangular. Esse efeito é provavelmente causado pela presença do escoamento secundário (Pirozzoli et al., 2018).

Na região mais próxima da fenda estreita, Figura 6.1 (b) e (d), nota-se semelhanças nos isocontornos do presente trabalho e do desenvolvido por Guellouz e Tavoularis (2000a). O resultado da simulação, a medida que se aproxima do subcanal os valores tornam-se mais próximos. Nota-se, mesmo variando o número de Reynolds uma pequena variação da dinâmica do escoamento, e uma pequena variação quantitativa no sub canal.

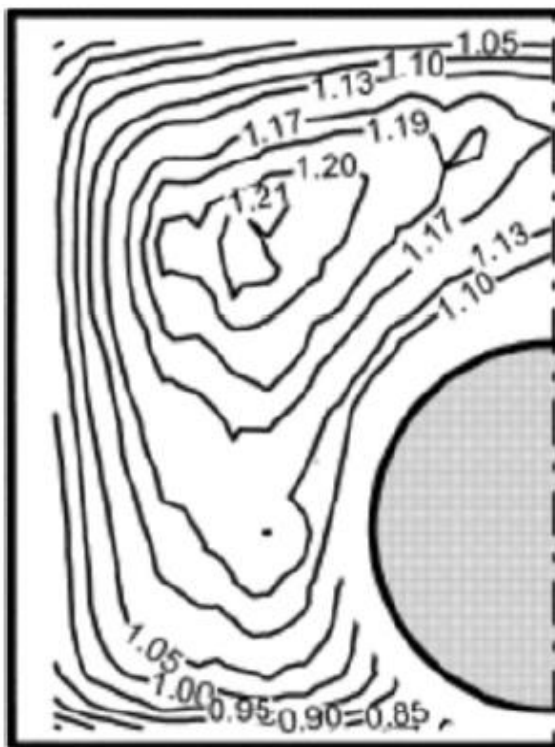




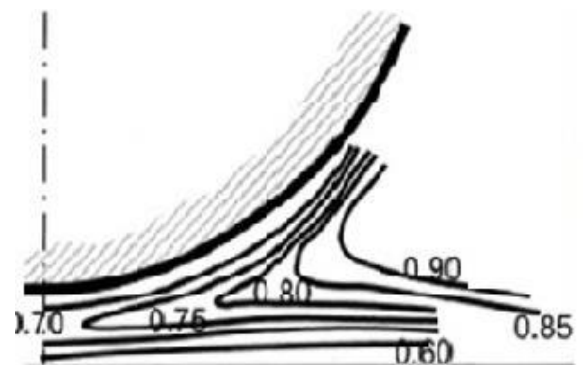
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 6.1 - Velocidade axial média normalizada. (a) e (b) Resultados do presente trabalho.

(c) e (d) Resultados do Guellouz e Tavoularis (2000a).

### 6.1.2 Energia cinética turbulenta

A Figura 6.2 visualiza-se a isocontorno da energia cinemática turbulenta normalizada com a velocidade média ao quadrado ( $k/U_b^2$ ). Na Figura 6.2 (a) mostra que a energia cinética turbulenta é maior na parede oposta a fenda. Esse aspecto fica ainda mais nítido ao aproximar da fenda, Figura 6.2 (b). O menor valor está localizado na fenda estreita. Ao visualizar o trabalho desenvolvido por Guellouz e Tavoularis (2000), pode-se notar novamente uma semelhança qualitativa das isocontornos no subcanal, Figura 6.2 (a) e (c). O presente trabalho atribui a região da fenda a menor energia cinética turbulenta, conforme a Figura 6.2 (b). O experimento, atribui a mesma região, a  $0.5D$  do plano de simetria, o valor máximo da energia cinética turbulenta, conforme a Figura 6.2 (d).

Os resultados do presente trabalho apresentam semelhanças plausíveis com os de Chang e Tavoularis (2012), para o modelo anisotrópico *Reynolds Stress Model* (RSM). Os autores, em 2012, desenvolveram o trabalho numérico com as mesmas características geométricas e dinâmicas do Guellouz e Tavoularis, obtendo bons resultados com os modelos URANS com RSM- $\epsilon$ . O presente trabalho foi desenvolvido com características topológicas próximas e uma diferença substancial no número de Reynolds. Infere-se que as diferenças encontradas no presente trabalho com os experimentos do Guellouz e Tavoularis, 2000a, atribui-se ao modelo de turbulência ou é uma característica do escoamento para esse número de Reynolds.

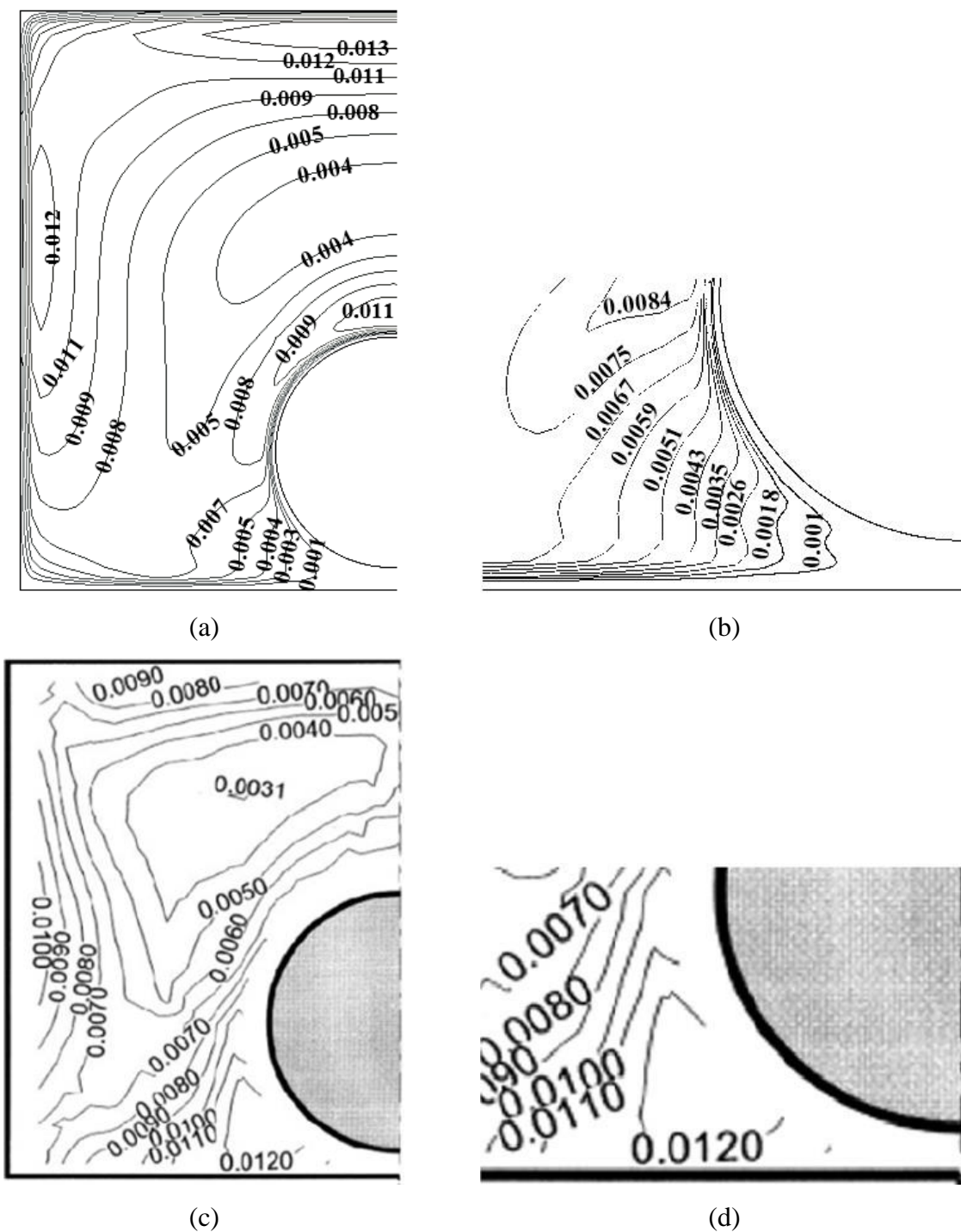


Figura 6.2 - Isocontornos da Energia cinética turbulenta normalizada com a velocidade média ao quadrado. (a) e (b) Resultados do presente trabalho. (c) e (d) Trabalho do Guellouz e Tavoularis (2000a)

Na Figura 6.3 (a) pode-se avaliar o perfil da velocidade axial média normalizada com a velocidade média ( $\bar{w}/U_b$ ). Na Figura 6.3 (b) tem-se a energia cinética turbulenta normalizada

com a velocidade média ao quadrado ( $k/U_b^2$ ). O perfil foi adquirido no plano médio entre a parede superior e o tubo ( $y = 0,5 d$ ) e no meio do domínio computacional ( $z = 4 D$ ).

Analisando a Figura 6.3 (a) pode-se ver que na posição  $x/D = 0,6$  e  $2,6$  tem-se os valores máximos normalizados equivalentes a  $0,6$  e no centro da fenda, posição  $1,6D$ , o valor mínimo local equivalente a  $0,3$ . O comportamento da energia cinética turbulenta é semelhante ao da velocidade média na direção principal de escoamento. Os resultados apresentaram leve assimetria, onde para  $x/D=0,6$ , o pico foi maior comparado a posição  $x/D=2,6$ . Isso mostra que as velocidades nas demais direções,  $x$  e  $y$ , apresentam pouca influência na energia cinética turbulenta.

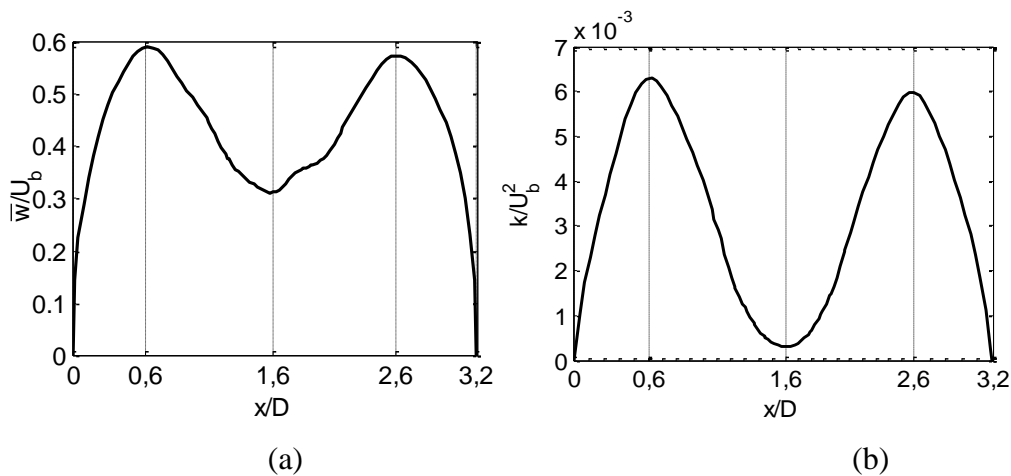


Figura 6.3 - (a) Perfil de velocidade axial média normalizada com a velocidade média  $\bar{w}/U_b$ .  
 (b) Perfil de energia cinética turbulenta normalizada com a velocidade média  $k/U_b^2$ .

### 6.1.3 Caracterização de estruturas coerentes

A turbulência é caracterizada pelo aparecimento de instabilidades no escoamento laminar (estável) as quais se multiplicam por um processo não linear e degeneram-se finalmente em um regime turbulento. Os efeitos viscosos são necessários para ocorrer o processo de amplificação de perturbações e geração de instabilidades denominadas instabilidades de natureza viscosa. (Freire, 2002). Uma forma de caracterizar as estruturas coerentes é definindo o comprimento de onda, velocidade convectiva e número de Strouhal.

Os sinais das velocidades estão na Figura 6.4. A Figura 6.4 (a) possui as amostras de velocidade na direção axial e Figura 6.4 (b) na direção transversal. A Figura 6.4 (a) também mostra o posicionamento da sonda em relação ao tubo. A posição  $L_x/D = 0$  é marcada no centro da fenda e do domínio ( $L_y/d = 0,5$ ;  $L_z/D = 4$ ) e em seguida as demais posições,  $0,08, 0,17, 0,25, 0,33, 0,42, 0,50, 0,67$ . A velocidade na direção transversal mantém sua periodicidade para

valores  $L_x/D \leq 0,25$  depois o sinal apresenta uma notável redução da amplitude e começa a perder seu comportamento quase-periódico. Na direção axial, nota-se que na posição  $0 \leq L_x/D \leq 0,08$  uma periodicidade com o dobro da frequência na direção transversal. Nos pontos  $0,17 \leq L_x/D \leq 0,33$  o sinal perde a amplitude da frequência mais alta, assim a frequência na direção transversal é equivalente a da transversal. O histórico de velocidade da velocidade axial, Figura 6.4 (a), na posição  $L_x = 0,42D$  e a velocidade transversal, Figura 6.4 (b) na posição  $L_x = 0,0D$  apresentam a mesma frequência e amplitude de pico-a-pico 0,4. Na região de  $0,42 \leq L_x/D \leq 0,67$  o sinal fica com uma frequência equivalente a velocidade transversal, porém com uma energia inferior até perder sua característica quase-periódica em  $L_x/D \geq 0,67$ .

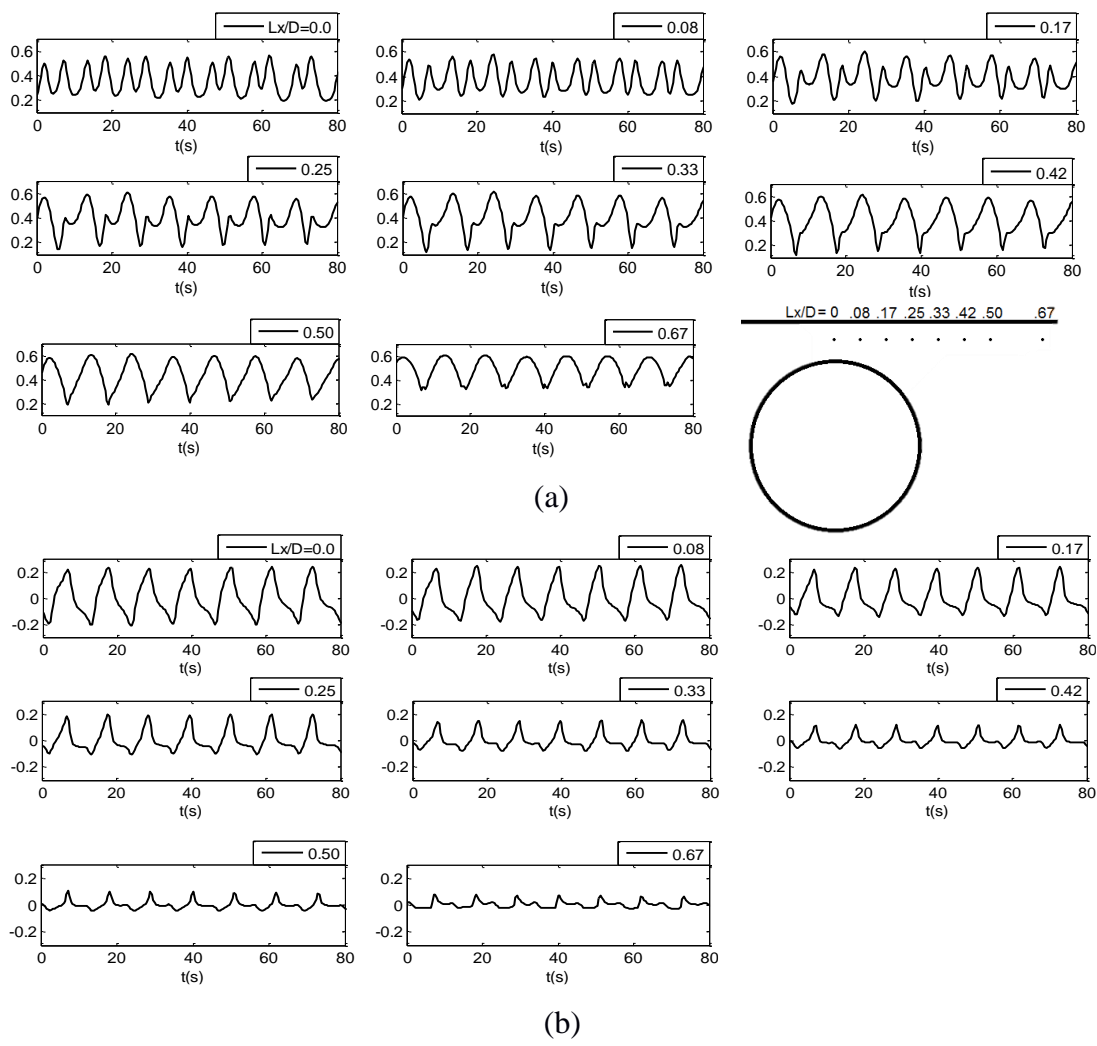


Figura 6.4 - Traços temporais nos pontos posicionados em  $L_x/D=0; 0,08; 0,17; 0,25; 0,33; 0,42; 0,50; 0,67$ ; no centro do gap ( $L_y = 0.5d; L_z = 4D$ ). (a) Velocidade axial  $\bar{w}/U_b$ . (b) Velocidade transversal  $\bar{u}/U_b$ .

Para obter um melhor entendimento das características e as dinâmicas da turbulência nesse tipo de canal, é necessário a frequência da pulsação do escoamento, velocidade de convecção e o comprimento de onda. Meyer e Rheme (1994), conseguiram explicar o comportamento do escoamento, observando a presença de dois vórtices contra-rotacionais em cada lado da fenda que são capazes de cruzar a lacuna, aumentando a taxa de mistura local.

A frequência média e a velocidade convectiva média das flutuações na direção transversal são estimadas através do coeficiente de correlação temporal,

$$Coeff_{ww}(\Delta z, \Delta t) = \frac{\sum_{i=1}^N w'(z, t) w'(z + \Delta z, t + \Delta t)}{\sum_{i=1}^N \overline{w'^2}(z, t)} \quad (6.1)$$

Com a Equação (6.1) pode-se estimar a correlação cruzada dos traços temporais de flutuação de velocidade para diferente posição dentro do domínio. O primeiro ponto  $P_1$ , Figura 5.3, está posicionado a uma distância  $L_z/D = 4$  da entrada, no plano equidistante. Na Figura 6.5 pode-se ver as flutuações de velocidade na direção axial normalizada com a velocidade de referência  $U_b$ , conforme sugere Chang e Tavoularis (2012). Na Figura 6.5 pode-se avaliar a auto-correlação, do ponto P1 e a correlação cruzada do mesmo com os demais pontos.

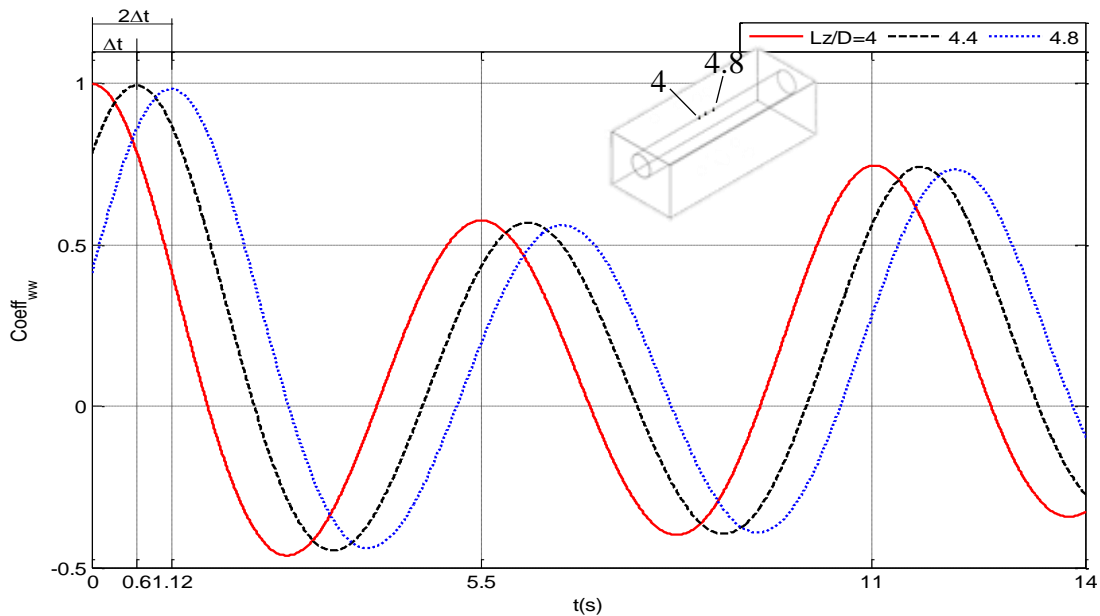


Figura 6.5 – Auto correlação e correlação cruzada dos traços temporais da velocidade axial normalizada com a velocidade média.

O tempo médio estimado é de 5,5 s, atribuindo ao movimento uma frequência média de 0,18 Hz. Com esse valor é possível calcular o número de Strouhal:

$$S_t = \frac{f D}{U_b} \quad (6.2)$$

O número de Strouhal da simulação é 0.15, a diferença de 13% comparado aos 0.17 experimentais de Guellouz e Tavoularis (2000a). A velocidade convectiva é calculada através da equação a seguir:

$$U_c = \frac{\Delta z}{\Delta t} \quad (6.3)$$

onde  $\Delta z = 24 \text{ mm}$ , é a distância de cada ponto na direção axial, e  $\Delta t$  é o tempo determinado pelo coeficiente da correlação cruzada. A velocidade convectiva adimensionalizada com a velocidade de referência é 0,54, diferença de 31% comparado aos 0,78 do experimental.

Do trabalho do Guellouz e Tavoularis (2000a), pode-se calcular o comprimento de onda através da Eq. (6.4)

$$\frac{\lambda}{D} = \frac{U_c}{U_b} \frac{1}{S_t} \quad (6.4)$$

O comprimento de onda é  $\lambda = 3.6 D$ , diferença de 14% comparado aos  $4.2 D$  do experimental.

## 6.2 Visualização de estruturas coerentes

Na Figura 6.6 tem-se a visualização da dinâmica do escoamento com a presença de estruturas de grande escala. Na Figura 6.6 (a) e (b) tem-se o resultado experimental para as relações  $W/D = 1,10$  e  $1,20$  respectivamente. A Figura 6.6 (c) apresenta o resultado numérico extraído em um plano equidistante, representado na Figura 5.3 (b), entre o tubo e a parede superior do canal, e na Figura 6.6 (d) é a visualização do Guellouz e Tavoularis, 2000a, com Reynolds equivalente a 16.000. Tanto o resultado numérico quanto o trabalho experimental desenvolvido em 2000 estão com uma relação  $W/D = 1,10$ .

A configuração que ofereceu os melhores resultados de visualização foi com a relação  $W/D = 1,10$ , onde pode-se, com clareza, observar o aparecimento de instabilidades. É possível constatar a formação de estruturas de grande escala à  $6D$  a jusante da entrada. Na Figura 6.6 (a) com a relação  $W/D = 1,0$  pode-se notar a presença de vórtices contra rotacionais responsáveis pelo movimento nesse tipo de canal composto que contém pequenas fendas. A Figura 6.6 (b), que por sua vez tem a relação  $1,20$ , não é possível visualizar a presença de vórtices, mas é possível ver um escoamento em desenvolvimento.

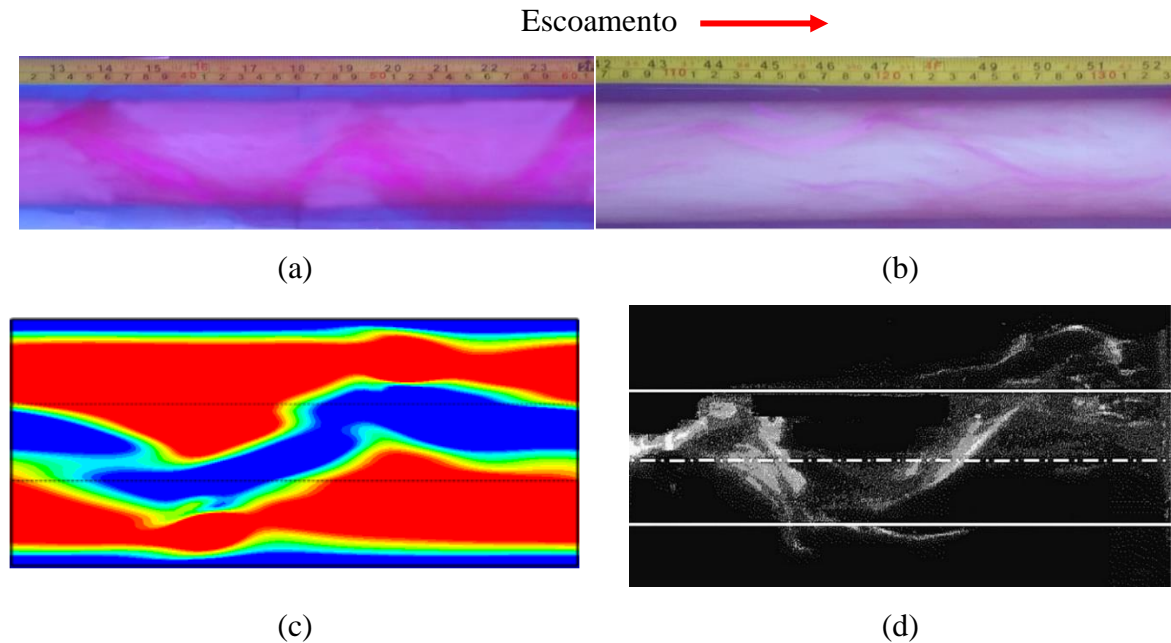


Figura 6.6 - Visualização das estruturas coerentes. (a) Trabalho experimental de visualização com relação  $W/D = 1,10$ . (b) Trabalho experimental com relação  $W/D = 1,20$ . (c) Trabalho numérico. (d) Visualização obtida por Guellouz e Tavoularis 2000a com  $Re=16.000$ .

### 6.3 Resultados Experimentais.

#### 6.3.1 Influência da fenda nos valores médios.

Para conhecer a distribuição de massa dentro do canal, foi realizado o estudo do escoamento turbulento sem inserir as seções de teste. A parede superior está em evidência por ser a região de interesse, onde o tubo formara a fenda estreita. Todos os sinais de velocidade foram adquiridos com uma frequência de aquisição  $F_a = 1000$  e 8024 pontos, proporcionando um tempo de aquisição  $t_s = 8,024$  s de análise cada ponto.

A Figura 6.7 (a) mostra a distribuição da velocidade média no canal e (b) o valor RMS das flutuações de velocidade axial normalizado com a velocidade média do escoamento. As isocontornos se projetam suavemente na direção dos cantos devido aos escoamentos secundários (Pirozzoli et al., 2018). Essa é uma característica típica de canais com seção retangular. O valor máximo é alcançado no centro do canal, onde  $\bar{w}/U_b = 1,10$  e nas paredes na área onde estará a fenda o valor máximo alcançado é 0,9, conforme Figura 6.7 (a).

Na Figura 6.7 (b), onde encontra-se a isocontorno do valor RMS da flutuação de velocidade axial, pode-se verificar que no centro do canal, o valor predominante é  $w'/U_b = 0,05$  e na região onde será formado a fenda (parede superior), o valor médio é 0,08.



Para avaliar o comportamento das médias do escoamento em função da largura de fenda foi utilizado o diâmetro de 101,6 mm e o maior número de Reynolds, 44.100. Essa configuração foi escolhida para comparar os resultados com o trabalho do Guellouz e Tavoularis, (2000a). Os autores utilizaram um tubo com diâmetro  $D = 101$  mm e Reynolds baseado no diâmetro de 67.800. Foi avaliado quatro configurações utilizando os comprimentos,  $L_{sc}/D = 8,3$  e  $33,3$  e comprimentos de fenda  $W/D = 1,05$  e  $1,10$  totalizando 4 casos de estudo. A Tabela 6.1 mostra as configurações estudadas a seguir.

Tabela 6.1 – Seções de estudo da velocidade média no canal.  $Re=44.100$  e  $D=101,6$  mm.

Configuração	W/D	$L_{sc}/D$
01	1,10	8,33
02	1,17	8,33
03	1,10	33,33
04	1,17	33,33

Vários autores defendem que para o escoamento assumir o estado completamente desenvolvido é necessário um mínimo de  $50 D$  (Guellouz e Tavoularis 2000a, Chang e Tavoularis, 2012, Aoyama, 2017). Comparando as configurações 1 e 2, Figura 6.8 e Figura 6.9, onde mantem a relação o comprimento  $L_{sc}/D=8,3$ , e varia a relação fenda diâmetro, nota-se que a velocidade na fenda apresenta pouca variação de velocidade. Para a menor fenda a velocidade predominante é  $\bar{w}/U_b = 0,9$  e para a maior  $\bar{w}/U_b = 1,0$ , diferença 10%. O mesmo é avaliado quando se compara as configurações 2 e 4, Figura 6.9 e Figura 6.11, para a relação  $W/D=1,17$ .

Também pode-se observar na Figura 6.9 e 6.10, com os comprimentos menores, um pico de velocidade,  $\bar{w}/U_b = 1,4$  para a menor fenda e  $\bar{w}/U_b = 1,3$  para a maior. As flutuações de velocidade, apresenta os menores valores de  $w'/U_b = 0,06$ . A pouca variação de flutuação o tubo ter o menor comprimento e os picos de velocidade é devido à redução de área que o tubo causa logo no fim do canal aerodinâmico, causando um aumento de velocidade.

Os resultados da configuração 3, com a relação  $W/D=1,10$  e maior comprimento de tubo, são comparados aos resultados experimentais do Guellouz e Tavoularis (2000a). Nota-se que tanto a isocontorno da velocidade, quanto o RMS da flutuação de velocidade axial, apresentaram boa concordância com os resultados dos autores. Na região da fenda apresenta um valor de  $0,7U_b$  e no gráfico RMS o valor previsto é  $0,12$  conforme Figura 6.10.

Para avaliar a influência da fenda avalia-se as configurações 3 e 4, Figura 6.10 e Figura 6.11, onde tem-se os maiores comprimentos para diferentes relações de fenda. Pode-se notar

que a velocidade na fenda é diretamente ligada a relação  $W/D$ , quanto maior a fenda, maior a velocidade axial. Ao analisar a isocontorno do RMS da flutuação de velocidade notamos que os valores aumentam com a redução do comprimento.

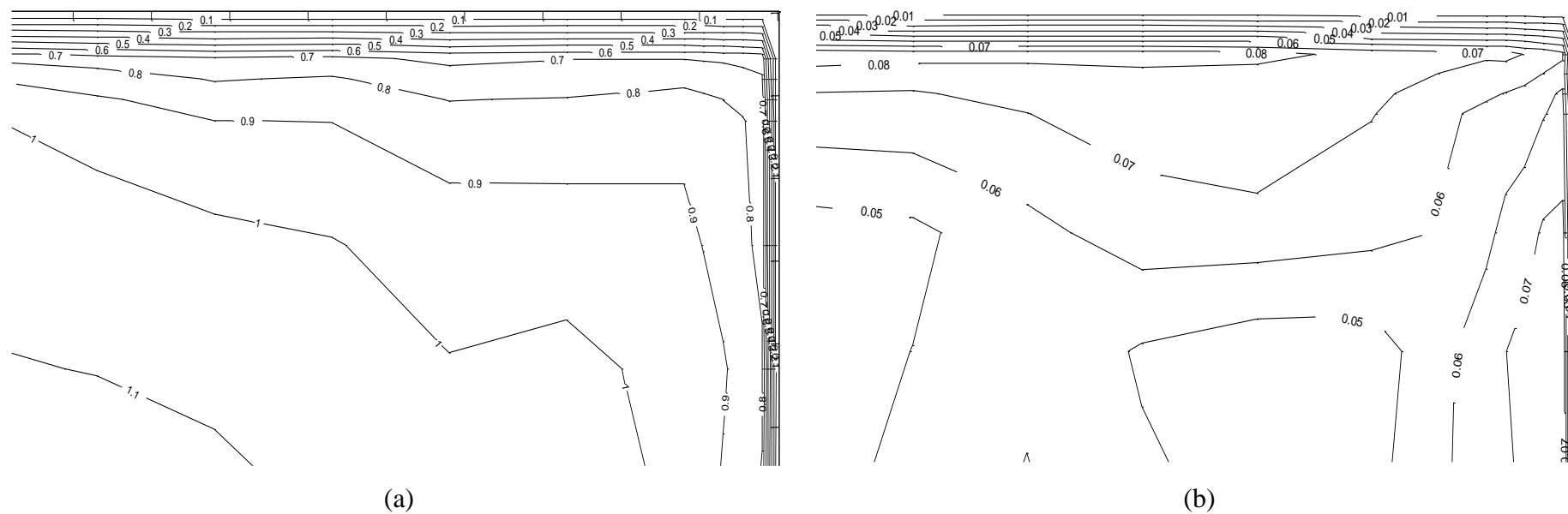


Figura 6.7 – Isocontornos do canal retangular. (a) Velocidade média (b) RMS da velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento  $U_b$ .

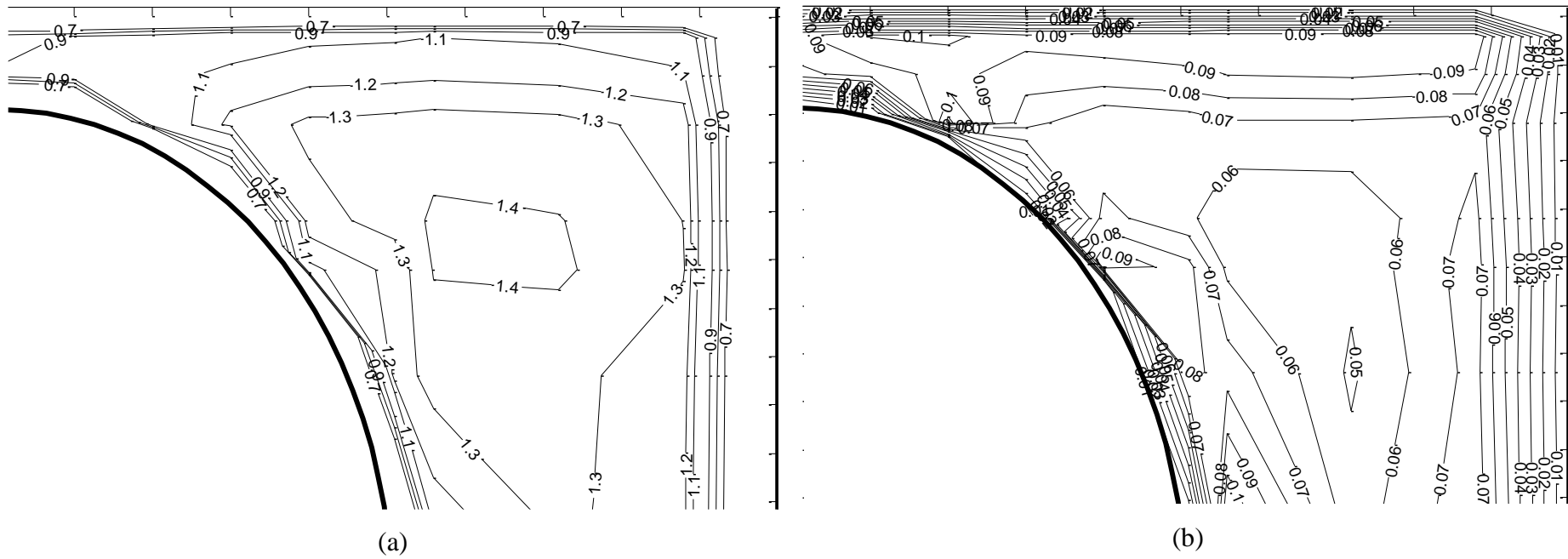


Figura 6.8 - Isocontornos com duto na configuração 1. (a) Velocidade média (b) Flutuações de velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento  $U_b$ .

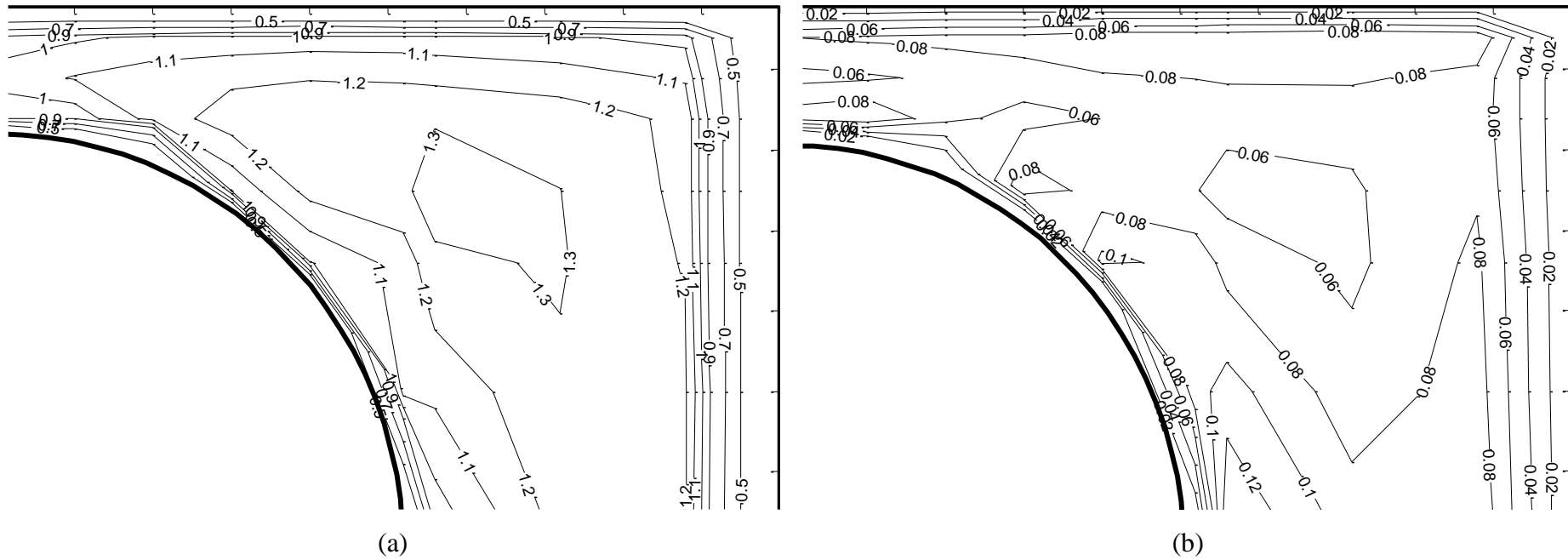
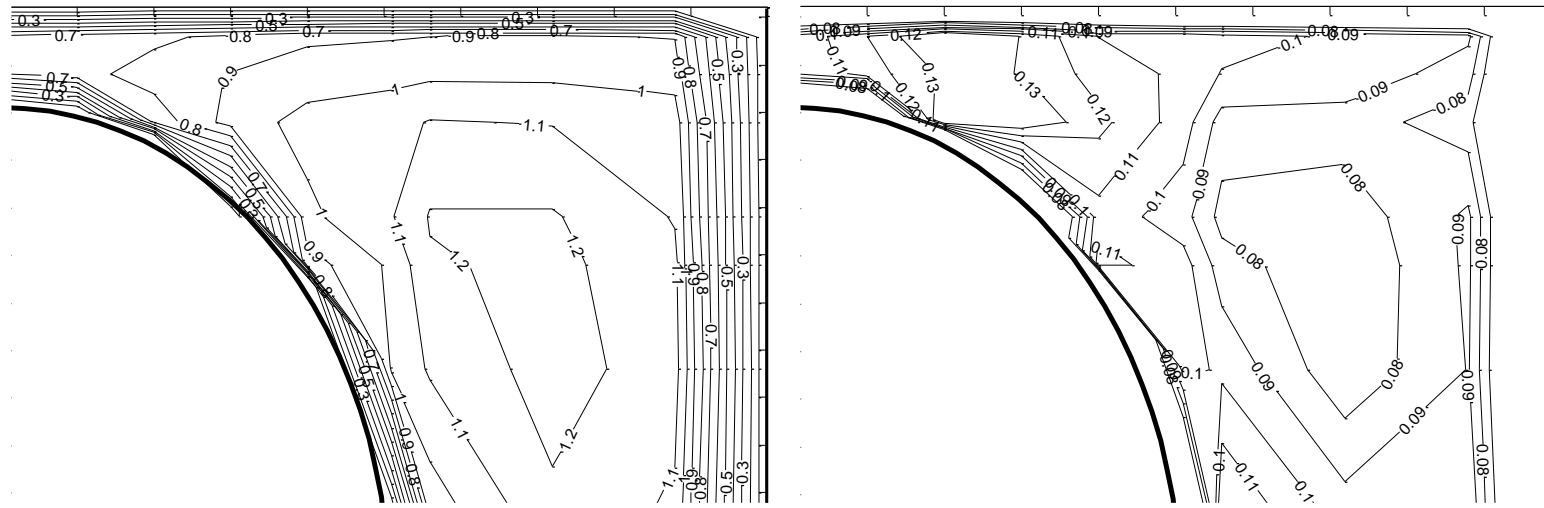
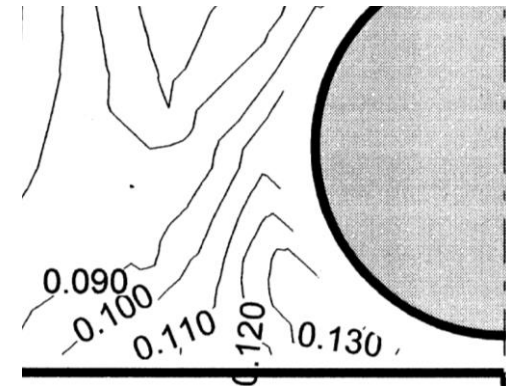
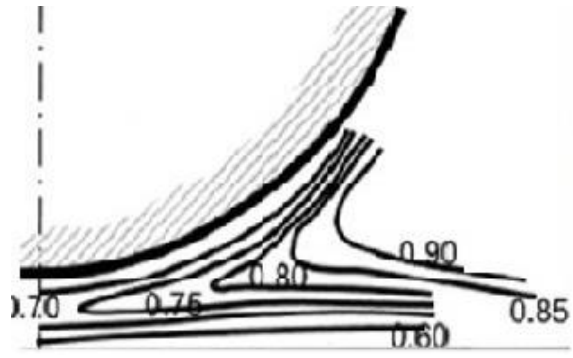


Figura 6.9 - Isocontornos com duto na configuração 2. (a) Velocidade média (b) Flutuações de velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento  $U_b$ .



(a)



(b)

Figura 6.10- Isocontornos com duto na configuração 3. Velocidade média e Flutuações de velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento  $U_b$ . (a) Trabalho experimental (b) Guellouz e Tavoularis, 2000a

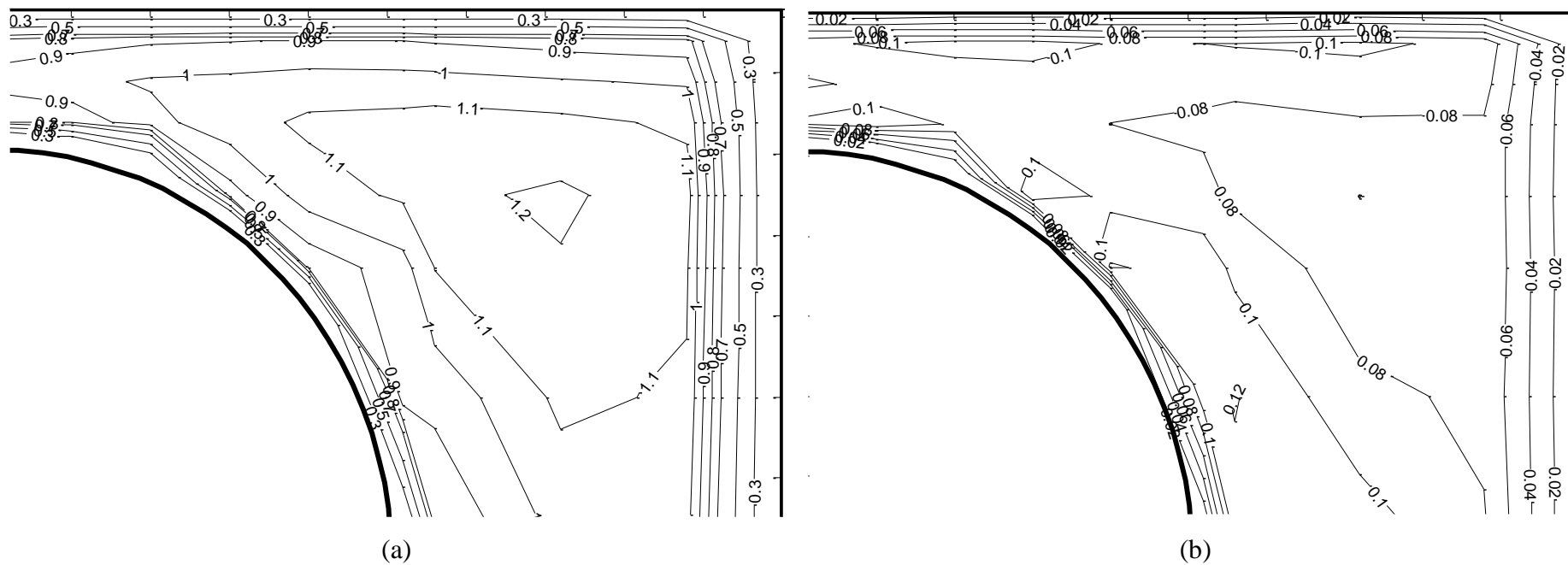


Figura 6.11 - Isocontornos com duto na configuração 4. (a) Velocidade média (b) Flutuações de velocidade média adimensionalizados com a normalizada com a velocidade média do escoamento  $U_b$ .

### 6.3.2 Sinais de flutuação da velocidade

Para melhor entender esse fenômeno e a influência do número de Reynolds, diâmetro e comprimento do tubo e a largura da fenda no padrão do sinal de velocidade e no aparecimento das instabilidades citadas anteriormente, a anemometria de fio-quente foi empregada. Antes de iniciar as análises foi realizado um estudo do melhor posicionamento da sonda.

A partir do trabalho do Moller (1991) e Guellouz e Tavoularis (2000a), pode-se observar que a velocidade axial medida no centro da fenda, não apresentava nenhuma frequência relevante no espectro. Então os autores deslocaram a sonda a uma distância  $\Delta x$  do centro, onde obtinha-se um pico com a mesma frequência e menor energia que a velocidade transversal. Antes de começar o planejamento experimental, foi inserido o tubo com diâmetro  $60\text{ mm}$  com o maior comprimento ( $L_{sc} = 33,3D$ ) e as medidas foram realizadas nos pontos conforme a Figura 6.12. A posição 1 é no centro da fenda, a posição 2 fica a  $0,125D$  do centro e a posição 3 está a  $0,25D$  do mesmo ponto. Essas distâncias são proporcionais aquelas mostradas por Möller (1992).

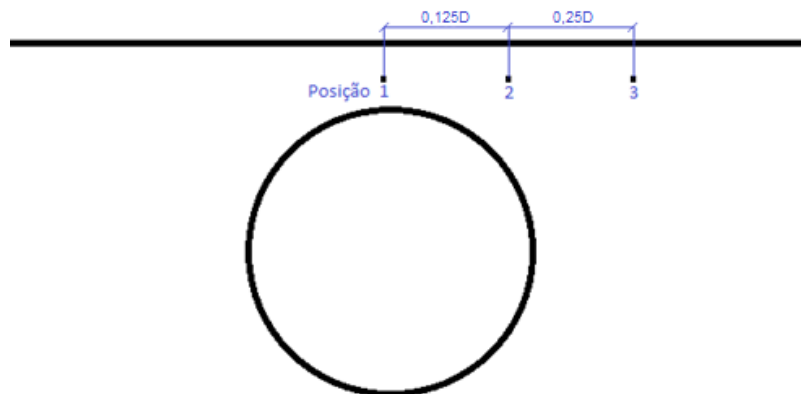


Figura 6.12 - Posição da sonda em relação ao centro do gap.

O ponto que se tem a frequência fundamental melhor definida, foi o ponto 3 localizado a  $0,375D$  do centro. Todos os experimentos a seguir foram aferidos nesse ponto. O planejamento experimental segue com 3 (três) fatores de interesse, são eles o diâmetro do tubo,  $D$ , número de Reynolds ( $Re_D$ ) calculado pela Equação. (5.2) e a razão  $W/D$ . A Tabela 6.2 mostra os fatores em questão com uma síntese das variáveis analisadas para cada tubo. Para o diâmetro  $D=60$  foram analisadas 3 números de Reynolds e três razões de fenda. O tubo de  $101,6\text{ mm}$ , por sua vez, foi utilizado 2 números de Reynolds e três comprimentos de fenda.



Tabela 6.2 – Experimentos em função do diâmetro

D=60mm				D=101,6mm			
U <sub>b</sub>	Re <sub>D</sub>	W/D	L/D	U <sub>b</sub>	Re <sub>D</sub>	W/D	L/D
3,73	14.500	1,05	8,3	4,41	28.600	1,05	8,33
7,32	28.600	1,1	16,7			1,1	16,73
11,32	44.100	1,17	25	6,68	44.100	1,17	25,0
			33,3				33,30

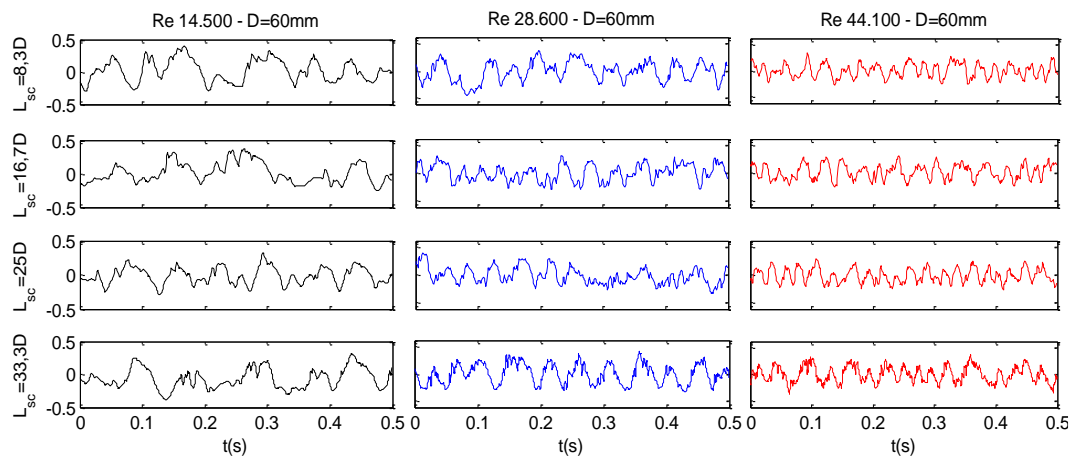
Para evitar erros sistemáticos, os experimentos foram desenvolvidos em ordem aleatória. Foram realizados um total de 48 experimentos para o diâmetro 60 mm e 24 experimentos para o diâmetro 101,6 mm. O sinal foi adquirido com uma frequência de aquisição  $F_a = 1000$  e filtro de 300 Hz com 32768 pontos, o que proporcionou um total de 32,77 s de análise em cada configuração. Para melhor visualizar o sinal, foi utilizado somente um intervalo de 0,5s.

Todas as flutuações da velocidade axial estão adimensionalizados com a velocidade média  $w'/U_b$ . A Figura 6.13 apresenta os resultados para o diâmetro 60 mm, e a Figura 6.14 os resultados para o diâmetro 101,6 mm. Na Figura 6.13 (a), mostra as sinais de flutuação para o menor comprimento da fenda razão  $W/D=1,05$ , onde nota-se um padrão periódico, semelhante ao sinal senoidal em quase todos as configurações. Desde o menor tubo  $L_{sc} = 8,3D$  o sinal demonstra ter uma frequência de flutuação bem definida, principalmente para o regime com menor Reynolds 14.500. O trabalho numérico de Aoyama, (2017), para a mesma relação de fenda  $W/D = 1,05$ , prevê o início de instabilidades no escoamento com um comprimento  $x/D \approx 10$ .

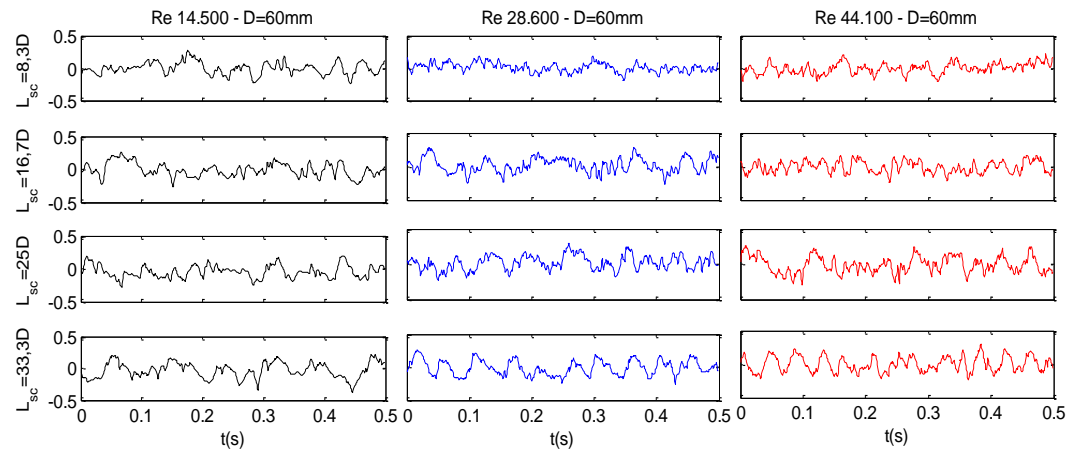
A Figura 6.13 (b) tem-se as flutuações de velocidade para a relação  $W/D = 1,10$ . Para essa relação nota-se um sinal em formação nos comprimentos  $8,3D$  e  $16,7D$ , conforme aumenta-se o comprimento do tubo, o sinal apresenta comportamento mais periódico. Esse fato é o que demonstra a presença de estruturas de larga escala, dominando a região da fenda. No comprimento  $L_{sc} = 25 D$  o sinal apresenta um padrão periódico conforme o número de Reynolds aumenta. e com o comprimento  $33,3D$  o sinal demonstra uma característica periódica.

Ao visualizar o canal com tubo na posição  $W/D = 1,17$ , Figura 6.13 (c), o sinal começa a ter uma frequência melhor definida com o maior comprimento de seção  $L_{sc}=33,30D$ . As seções com os demais comprimentos apresentam um sinal com maior influência das altas frequências, nota-se que a medida que a seção de testes vai aumentando, a periodicidade do sinal fica melhor definida. Em outras palavras, para maiores relações  $W/D$  o sinal tende a perder

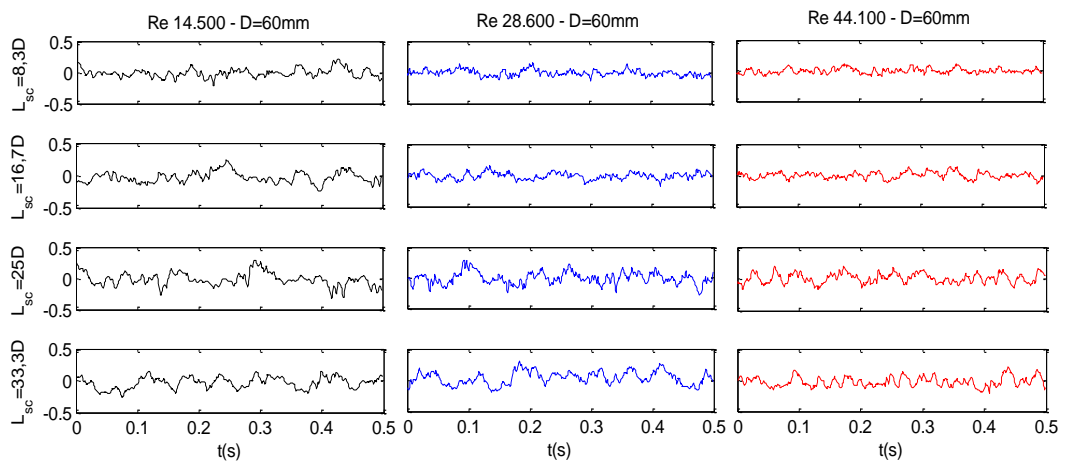
o padrão periódico, isso é evidente principalmente na Figura 6.13 (d), com o menor e intermediário número de Reynolds.



(a)



(b)



(c)

Figura 6.13 - Flutuação de velocidade  $w'/U_b$ , para  $D=60\text{ mm}$  (a) Relação  $W/D=1,05$ . (b)  $W/D=1,10$ . (c)  $W/D=1,17$ .

Na Figura 6.14, pode-se avaliar o comportamento da velocidade mantendo as mesmas relações  $W/D$  que o caso anterior, com o tubo  $101,6 \text{ mm}$ . Na Figura 6.14 (a) tem-se a relação  $W/D = 1,05$ . O sinal com o comprimento  $8,3 D$  apresenta uma alta randomissidade e nenhuma frequência aparente. Com o comprimento  $16,7D$ , existe uma periodicidade, principalmente para o menor número de Reynolds  $28.600$ , muito expressiva e bem definida. A medida que o comprimento vai aumentando, os sinais vão perdendo a periodicidade, provavelmente pelo início do tubo do homogeneizador, logo a distribuição de massa na região da fenda não é equivalente as configurações com os tubos de menor comprimento.

A Figura 6.14 (b) está a relação  $W/D = 1,10$ , onde pode-se avaliar que o sinal não apresenta grande energia. Não existe nenhuma frequência com energia presente no escoamento. Com o comprimento  $25,00 D$  já é possível reparar um aumento de energia no sinal e o aparecimento de frequências dominantes, sinal da formação de instabilidades. Com o comprimento  $33,33 D$ , uma frequência mostra-se bastante expressiva, principalmente para o maior número de Reynolds.

Na configuração com a relação  $W/D = 1,17$ , Figura 6.14, é possível notar uma frequência já para o comprimento de tubo  $16,7 D$ , principalmente para o menor número de Reynolds. Nos comprimentos  $8,3 D$  não apresenta nenhuma frequência. Ao avaliar o sinal com o comprimento  $25D$ , nota-se que o sinal possui baixa energia, semelhante ao menor comprimento. Como o tubo com comprimento  $16,7D$  apresentou uma dispersão maior que no de  $25D$ , provavelmente a intermitência do sinal pode ter causado esse efeito. Segundo Melo (2015), a intermitência da turbulência está relacionado com a alternância das estruturas turbulentas no escoamento. Logo, o escoamento pode passar por um período que as instabilidades não são detectadas e outro tempo apresentar uma alta periodicidade.

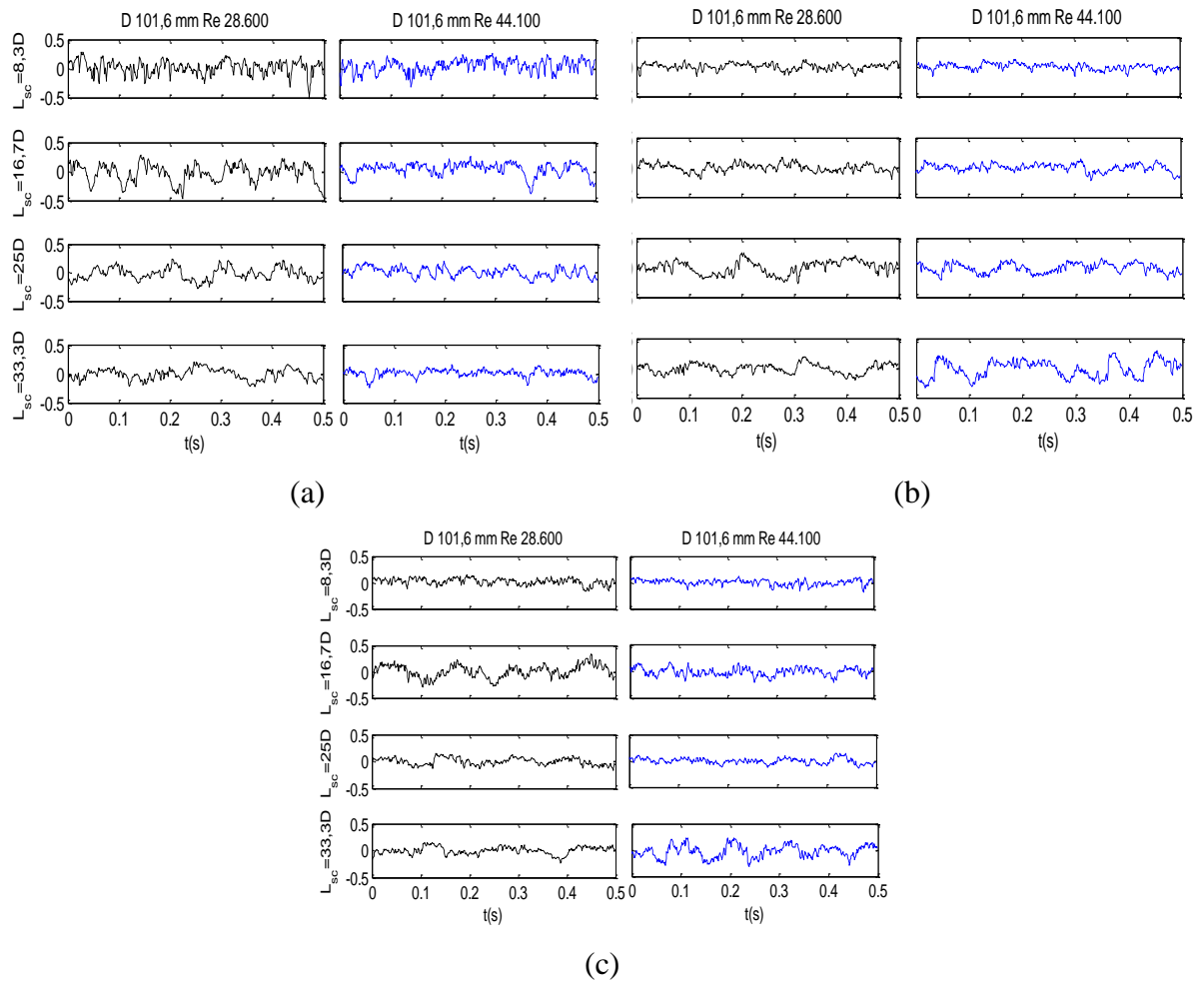


Figura 6.14 - Flutuação de velocidade  $w'/U_b$  para  $D= 101,6 \text{ mm}$  (a) Fenda/Diâmetro  $W/D= 1,05$ . (b)  $W/D=1,10$ . (d)  $W/D=1,17$ .

### 6.3.3 Densidade Espectral de Potência

Para melhor avaliação recorreu-se a análise via Densidade Espectral de Potência (PSD) das flutuações de velocidade axial. Os fatores importantes do escoamento que se pode extrair da PSD, é a localização e a frequência dominante na flutuação de velocidade. Segundo Moerlose et al., (2018), espera-se que a energia presente no espectro esteja relacionada com a força relativa das estruturas de larga escala periódicas do escoamento em comparação com o conteúdo randômico do escoamento turbulento. As funções espectrais foram computadas usando 512 blocos com 512 pontos, dando origem a uma largura de banda de  $1,95 \text{ Hz}$  e um erro estatístico de 12,51 %.

A Figura 6.15 mostra as PSDs para o diâmetro do tubo de  $60 \text{ mm}$  e a Figura 6.16 para a configuração com o tubo  $101,6 \text{ mm}$ . Os autoespectros discutidos no presente momento são

dimensionais, para uma primeira análise. Logo após será apresentada os resultados com a adimensionalização das frequências fundamentais e da potência do sinal.

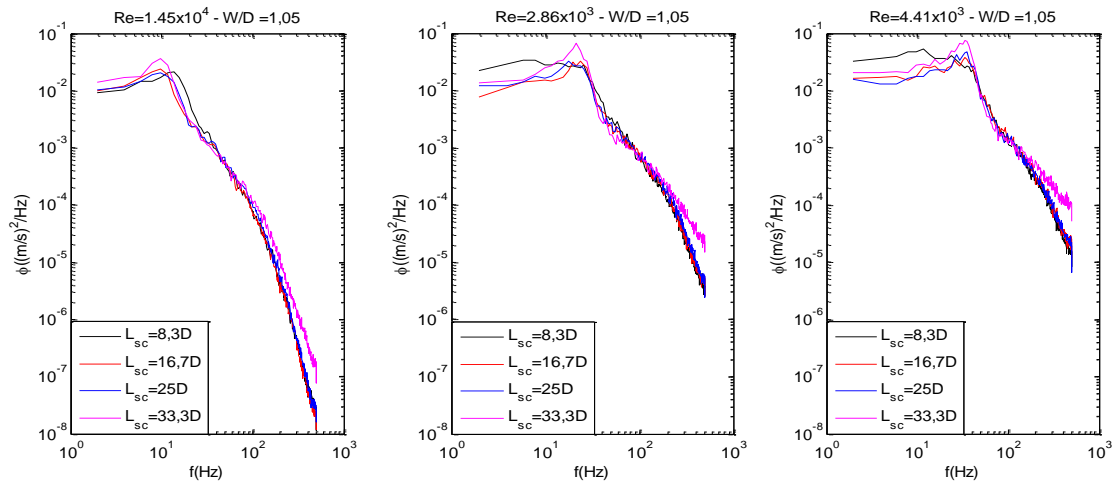
Na Figura 6.15 (a) estão presentes todos os espectros com a relação  $W/D = 1,05$ , onde se pode notar que para o menor número de Reynolds, o comprimento de tubo  $8,3 D$  já apresenta um espectro de frequência rombudo e maior comparado aos comprimentos maiores. Essa característica representa a formação de estruturas com várias frequências relevantes. Ainda no menor número de Reynolds, à medida que o comprimento do tubo vai aumentando a frequência apresenta-se mais expressiva, a partir do comprimento  $16,7 D$  o sinal apresenta uma frequência mais expressiva. Para o maior comprimento de seção  $33,33 D$  a frequência dominante é  $9,76 Hz$ . Para os demais regimes de escoamento,  $28.600$  e  $44.100$ , o espectro começa a apresentar características de formação a partir de  $16,67D$ .

Com o comprimento  $33,33D$ , uma frequência característica bem definida apresenta-se para o número de Reynolds de  $28.600$  e para o regime com maior velocidade, é apresentado um espectro com várias frequências de alta energia, próximas. As frequências com maior energia são  $21,41$  e  $33,02 Hz$ , para os Reynolds  $28.600$  e  $44.100$  respectivamente.

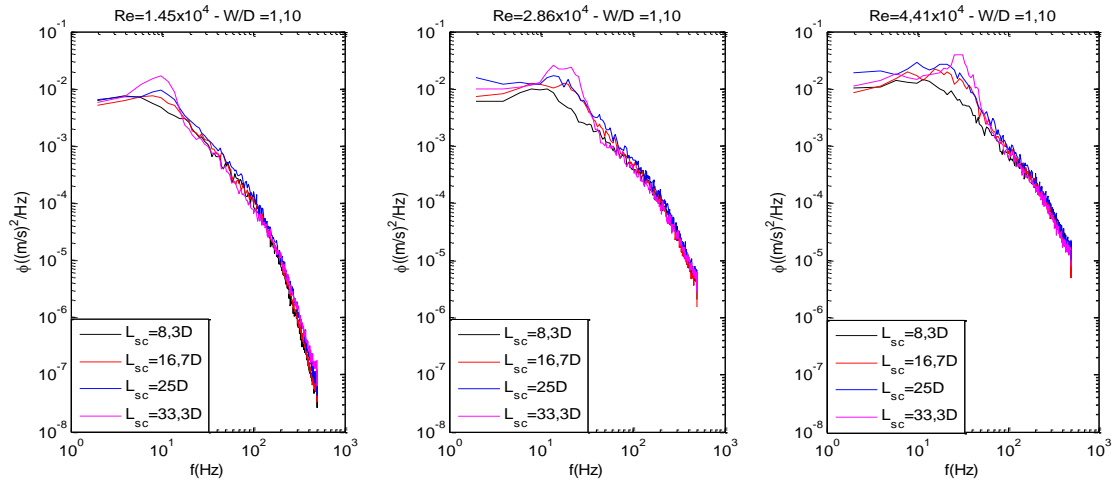
A Figura 6.15 (b) mostra a PSD da flutuação de velocidade para todas as configurações com a relação  $W/D=1,10$ . Para os comprimentos intermediários as análises espectrais não mostram a presença de picos nos espectros, que evidenciaríamos a presença de grandes vórtices. Ao avaliar os sinais com o maior comprimento  $33,3D$ , começa a aparecer um espectro bem largo, indicando que as flutuações de velocidade contêm muitas frequências próximas da dominante.

Para a configuração  $W/D=1,17$ , Figura 6.15 (c), nota-se que nenhuma frequência pode ser vista para os comprimentos intermediários, somente para o maior comprimento  $L_{sc} = 33,3D$ , algumas frequências aparecem com maior energia concordando com a presença de estruturas de larga escala.

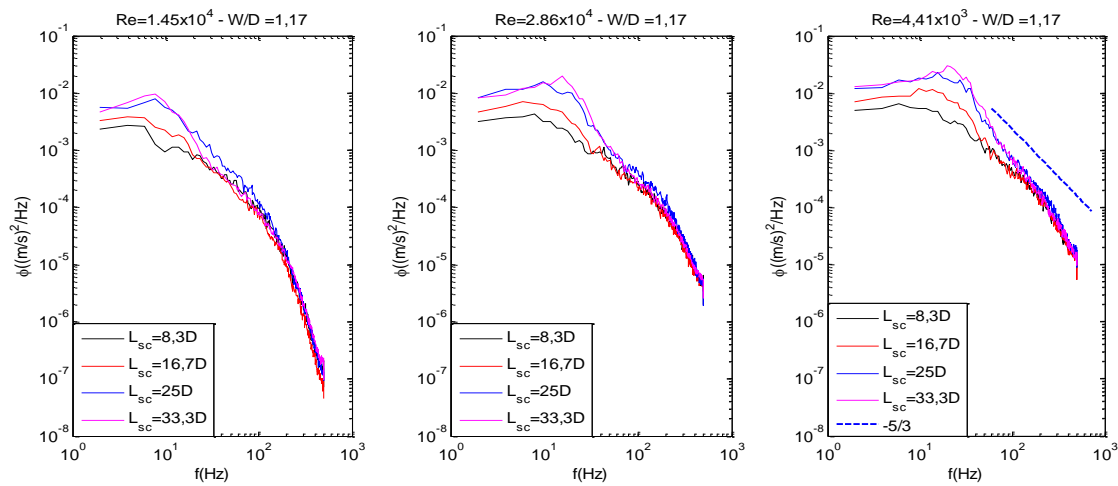
Esses resultados mostram que as instabilidades são fortemente dominadas pela largura da fenda e o comprimento do canal é importante para que as instabilidades se formem a ponto de serem detectadas pela sonda. As estruturas de larga escala podem ser detectadas mais a jusante ou não da entrada do canal, com a alteração do comprimento da fenda. Choueiri e Tavoularis (2015), no entanto adverte que existe um limite inferior de excentricidade  $e < 0,5$  e superior  $e > 1$  nas quais essas estruturas não são detectadas.



(a)



(b)



(c)

Figura 6.15 - Espectro de potência em função da frequência para  $D= 60 \text{ mm}$  (a) Relação  $W/D=1,05$ . (b) Relação  $W/D=1,10$ . (c) Relação  $W/D=1,17$

Na Figura 6.16 estão os resultados para o diâmetro 101,6 mm. Na Figura 6.16 (a e b), aprecia-se os espectros para a relação  $W/D = 1,05$ . Para o menor número de Reynolds, nota-se que a frequência mais expressiva, foi obtida para o comprimento  $L_{sc}/D = 16,67$ , onde tem-se um espectro com alta energia, e frequência bem definida. Nesse comprimento as instabilidades apresentam-se com bastante relevância no escoamento. Ao avaliar o comprimento  $25 D$  nota-se um pico com a mesma frequência, no valor de 11,72 Hz mas com menor energia. O maior comprimento  $33,33 D$ , espera-se os resultados com maior energia, no entanto, os resultados mostram um sinal com menor energia que o menor comprimento,  $8,33D$ .

Com o maior número de Reynolds novamente os espectros com picos mais expressivos são com o comprimento  $16,67D$  e  $25 D$ , porém com valores diferentes. A frequência dominante para  $16,67 D$  é equivalente a 11,72 Hz e com o de  $25 D$ , 13,67 Hz. O maior comprimento  $33,33 D$  apresentou uma energia pouco superior ao do menor comprimento,  $8,33 D$ . Esses resultados, provavelmente deve-se pelo comprimento pelo do tubo está muito próximo do homogeneizador, e a distribuição de massa, não assumir a região da fenda como nos demais comprimentos. Devido a quantidade de movimento presente na fenda, não gerou instabilidades com energia suficiente para serem detectadas.

Na Figura 6.16 (b) apresenta-se os espectros para a relação  $W/D = 1,10$ . Os resultados para o menor número de Reynolds apresentam picos com uma frequência dominante de 7,81 Hz para os comprimentos de tubo  $16,7 D$ ,  $25 D$  e  $33,33 D$ . Nota-se que o sinal com o comprimento  $25 D$  apresenta maior potência que no maior comprimento,  $33,3 D$ . Ou seja o efeito visto na configuração anterior, com a relação  $W/D$ , começa a diminuir.

No caso do maior número de Reynolds, o fenômeno da instabilidade ocorre como esperado. Um aumento gradativo na potência do sinal é notado, à medida que o comprimento do tudo vai aumentando. O sinal mostra um aumento de energia desde o comprimento  $L_{sc}=16,67 D$ , sugerindo que a partir desse comprimento, é possível detectar estruturas coerentes de larga escala no escoamento turbulento. Esse resultado mostra-se diferente para o tubo com o menor diâmetro, 60 mm. Na mesma configuração não foi possível notar a presença de instabilidades com os tubos de comprimento intermediário. Somente foi verificado uma frequência expressiva no comprimento  $L_{sc}/D = 33,33$ . Em canais retangulares o diâmetro mostrou-se uma geometria relevante no desenvolvimento de instabilidades.

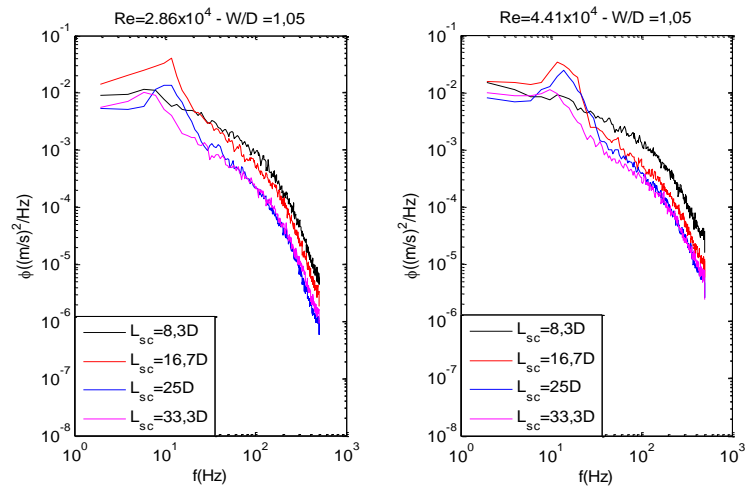
Por outro lado, Choueiri e Tavoularis (2015), no estudo com canal anular excêntrico, evidência que o comprimento da fenda se mostrou mais significativo no aparecimento de

instabilidades no escoamento que o diâmetro interno do tubo. Logo a geometria do canal também pode ser um fator relevante.

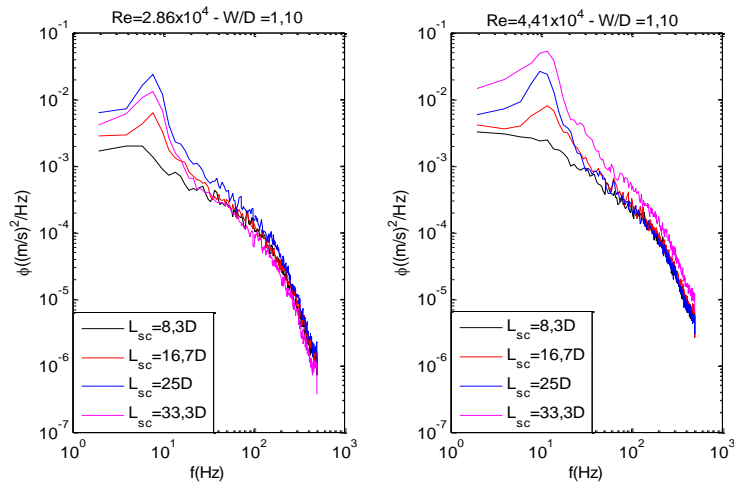
Para o caso com a maior relação  $W/D = 1,17$ , Figura 6.16 (c), os sinais com o comprimento  $16,7D$ ,  $25D$  e  $33,3D$  aparecem picos nos espectros. Onde o que ofereceu a maior energia no espectro é o de  $16,7D$ . As frequências encontradas foram iguais a  $5,86 \text{ Hz}$  para os comprimentos citados. Em contrapartida, com o maior número de Reynolds, assim como a relação  $W/D=1,10$ , o espectro que apresentou maior energia foi o com o comprimento  $33,33D$ . A frequência encontrada nos três comprimentos de tubo foi  $9,76 \text{ Hz}$ . No comprimento  $8,3 D$  não apresenta nenhuma frequência fundamental com energia, então pode-se afirmar que não foi detectado nenhuma estrutura de larga escala.

Para o diâmetro  $101,6 \text{ mm}$  nota-se que para todas as fendas e número de Reynolds, os espectros apresentam frequências dominantes, a partir de  $16,6D$ . o que sugere que as instabilidades começam a independente do comprimento da fenda. Para o diâmetro de  $60 \text{ mm}$  os espectros mostraram-se mais sensíveis ao comprimento da seção sugerindo que, com o aumento largura da fenda, as instabilidades se formam mais próximo da entrada, ou seja, mais rapidamente essas estruturas coerentes aparecem no escoamento. Logo, aparentemente o diâmetro do tubo também é influente na formação das estruturas de larga escala.

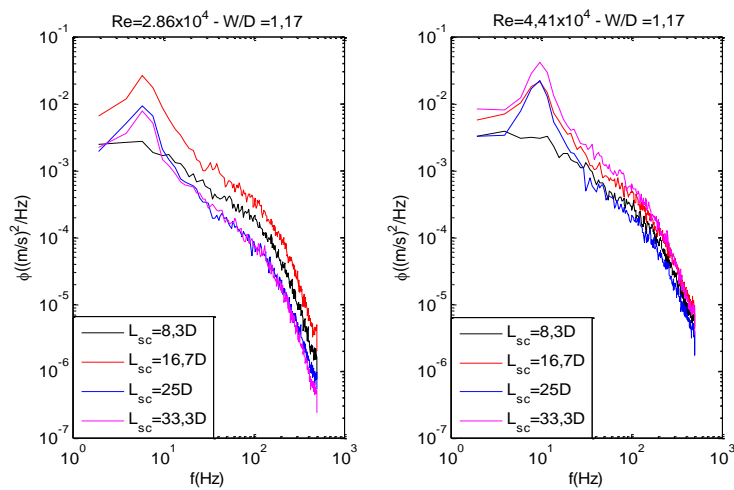




(a)



(b)



(c)

Figura 6.16 - Espectro de potência em função da frequência para  $D=60\text{ mm}$  (a) Relação  $W/D=1,05$ . (b) Relação  $W/D=1,10$ . (c) Relação  $W/D=1,17$ .

### 6.3.4 Número de Strouhal

Os resultados mostrados pela PSD em escala logarítmica permitem avaliar o aparecimento ou não de periodicidades nos sinais de flutuação de velocidade. O sinal que demonstra uma frequência fundamental predominante e bem definida, é sinal que a sonda de fio quente foi capaz de detectar estruturas coerentes, quase-periódicas se formando na região da fenda. Esses resultados mostram que o comprimento da seção de testes é responsável por fornecer as condições de desenvolvimento necessárias a formação das estruturas coerentes no escoamento. A seguir serão mostrados espectros de potência adimensionalizados, em termos de potência e a frequência.

A frequência foi adimensionalizada através do número de Strouhal, calculado pela Equação (6.2), em função do diâmetro do tubo e velocidade média do escoamento, e a potência dos espectros foi adimensionalizada pelas mesmas escalas utilizadas no número de Strouhal, diâmetro do tubo e velocidade média.

$$\psi = \frac{\overline{u'^2}}{DU_b Hz} \quad (6.5)$$

Para avaliar as escalas de potência foram inicialmente adimensionalizados somente os espectros que mostraram uma frequência fundamental bem definida e expressiva e com maior potência. Essas características significam que foi detectado estruturas coerentes de larga escala relevantes no escoamento turbulento.

Nos gráficos com o número de Strouhal, foi marcado o valor encontrado por Guellouz e Tavoularis (2000a),  $St=0,17$ , para a relação  $W/D=1,10$ . Na configuração com diâmetro  $D = 60 \text{ mm}$ , Figura 6.17, somente os resultados com o comprimento  $L_{sc}/D=33,3$  foram utilizados, pois foram os que mostraram os espectros com frequências fundamentais bem definidas e com maior energia. Na esquerda, mostra os autoespectros de potência adimensionalizados, das flutuações de velocidade axial para cada número de Reynolds. Ao lado, a direita, os mesmos espectros constam não adimensionalizados em escala linear.

Pode-se avaliar que para os números de Reynolds 28.600 e 44.100, obteve-se uma energia próxima à 0,16 e para o maior número de Reynolds a energia foi 0,11 uma redução de 31%. O número de Strouhal para o menor Reynolds, 14.500, manteve-se constante até a relação  $W/D=1,10$ ,  $St = 0,17$ . Esse valor é o encontrado em Guellouz e Tavoularis (2000a) e Chang e Tavoularis (2012). Para a relação  $W/D=1,17$  o número de Strouhal foi reduzido, dado coerente

com os trabalhos de Moller (1991), e Rheme, (1987), que mostraram que o aumento da largura da fenda leva a uma redução na frequência dominante do sinal.

A partir do número de Reynolds intermediário 28.600, observa-se que com o aumento da largura da fenda há uma tendência a reduzir o número de Strouhal. Observa-se que para o maior número de Reynolds, existe a presença de muitas frequências próximas, sinal de instabilidades em formação. Tais resultados mostram que para uma velocidade menor as estruturas de larga escala tendem a conter uma frequência mais definida até uma relação  $W/D=1,10$ . Com o aumento da velocidade, a necessidade de um canal maior para que as estruturas se formem.

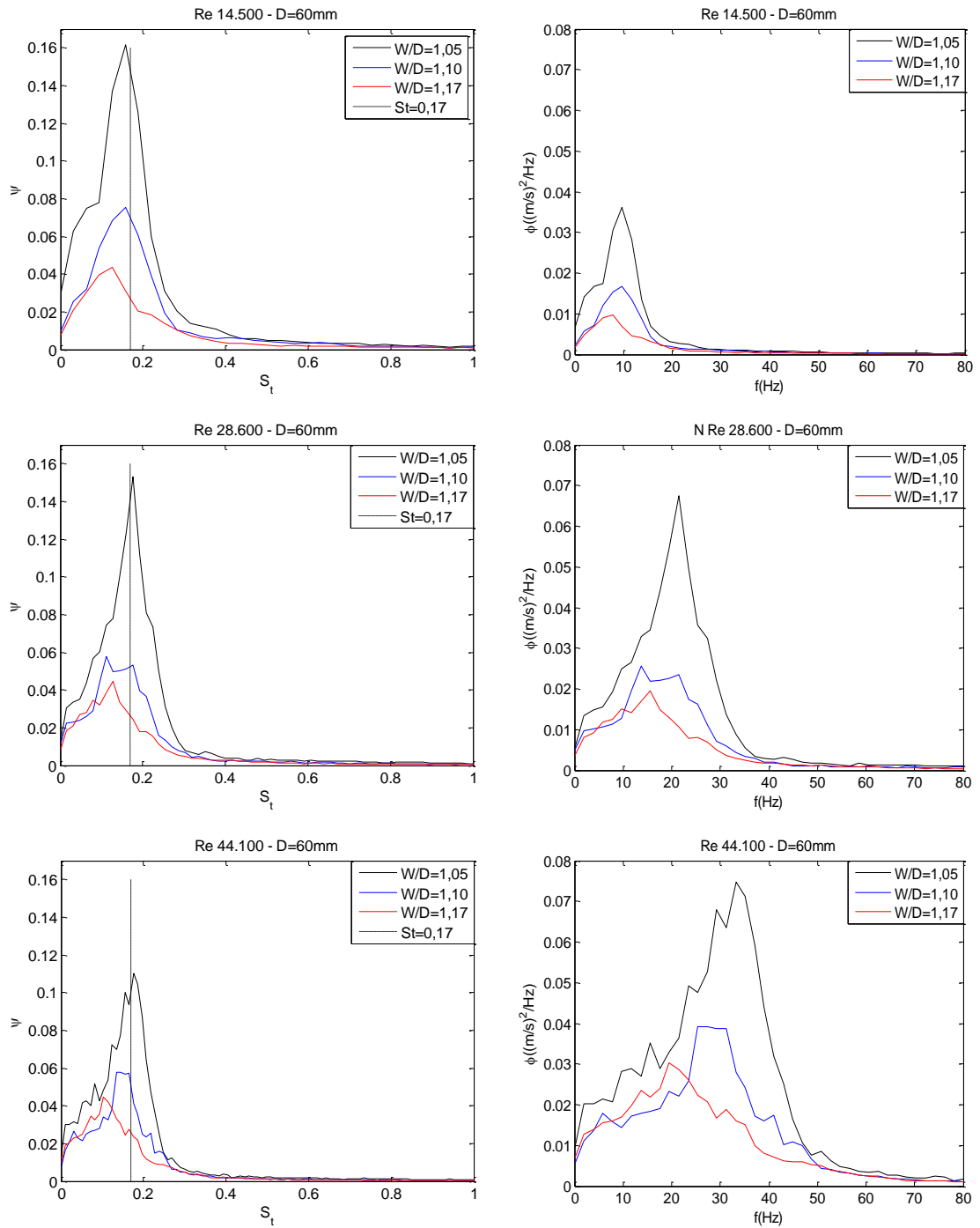


Figura 6.17 – Autoespectros da flutuação de velocidade na direção axial ( $L_{sc} = 33,3D$ ;  $D = 60\text{ mm}$ ) (Esquerda) Autoespectro adimensional. (Direita) Autoespectro não adimensionalizado. (a)  $Re=14.500$ . (b)  $Re=28.600$  e (c)  $Re=44.100$ .

Os espectros realizados com o diâmetro que apresentaram a maior energia 101,6 mm também foram adimensionalizados. A Figura 6.18, mostra os espectros adimensionalizados e não-adimensionalizada em escala linear, para o diâmetro maior. Na relação  $W/D = 1,05$ , para os dois números de Reynolds, foram adquiridos os resultados com comprimento 16,67  $D$ . A relação de  $W/D = 1,10$  foi feita a adimensionalização no comprimento 25  $D$  e 33,33  $D$ , para os Reynolds 28.600 e 44.100 respectivamente. Para a maior relação  $W/D$ , os comprimentos foram 16,7  $D$  e 33,33  $D$  para os Reynolds menor e maior respectivamente.

Para o número de Reynolds de 28.600, o espectro que tem maior energia foi para a relação  $W/D=1,05$ , equivalente a aproximadamente 0,1. A energia dos espectros na relação  $W/D$  1,10 e 1,17 são próximos e de valor próximo dos 0,57. Em termos de número de Strouhal, a relação 1,05 teve um Strouhal que mais se afastou do obtido por Guellouz e Tavoularis, (2000a). Como esperado, a relação que mais se aproximou da marca foi com a relação  $W/D = 1,10$ . Nota-se também que conforme aumenta-se o tamanho da fenda, mais o número de Strouhal diminui.

Com o maior número de Reynolds a relação  $W/D = 1,10$  apresentou a maior energia nos espectros, com valores próximos de 0,08. Na relação  $W/D = 1,17$ , os espectros mostraram-se insensíveis a velocidade, mantendo-se constante com um valor próximo de 0,06. A configuração de relação  $W/D = 1,05$  apresentou a maior diferença de energia, 0,1 do Reynolds 28.600 para 0,03, no maior número de Reynolds. Em termos do número de Strouhal, nota-se o mesmo comportamento das demais configurações: o número de Strouhal possui uma relação inversa com a largura da fenda. Também se ressalta que os números de Strouhal para todas as relações ficaram bem mais próximas, em torno de 0,17.

Comparando os resultados dos espectros, para o número de Reynolds 44.100, o sinal com maior energia, corrobora com os valores mostrados na isocontorno do RMS da flutuação de velocidade axial (Figura 6.10e Figura 6.11). Na configuração  $W/D=1,10$  obteve-se um valor máximo no RMS, de 0,13, e a potência adimensionalizada de 0,08. Na relação  $W/D = 0,17$  o valor máximo na isocontorno RMS foi 0,1 e energia.

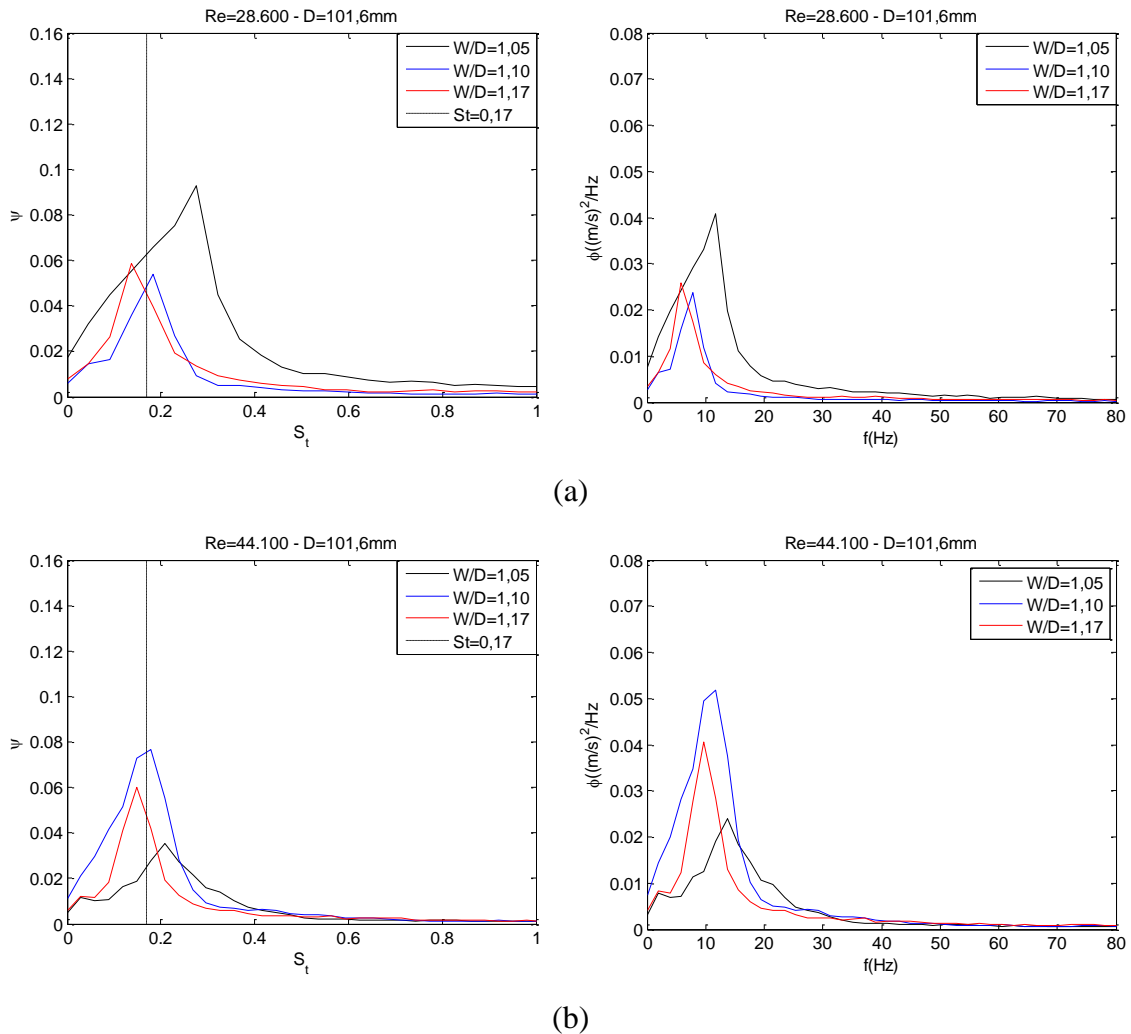


Figura 6.18 – Autoespectros da flutuação de velocidade na direção axial com diâmetro  $D = 101,6 \text{ mm}$  (Esquerda) Autoespectro adimensional. (Direita) Autoespectro não-adimensionalizado. (a)  $L_{sc} = 25,0D$ ;  $Re=28.600$ . (b)  $L_{sc} = 33,3D$ ;  $Re = 44.100$ .

Os resultados da adimensionalização mostraram-se mais efetivos para avaliar o fenômeno. Na Figura 6.19 tem-se os números de Strouhal que apresentaram maior energia nos espectros apresentados na Figura 6.18 e Figura 6.19. O número de Strouhal calculado, pelo diâmetro como escala de comprimento e velocidade média do escoamento como escala do escoamento, permitiu ter uma melhor avaliação dos efeitos. Pode-se avaliar que as escalas utilizadas foram capazes de adimensionalizar as frequências para valores próximos. Para o diâmetro menor,  $60 \text{ mm}$ , o número de Strouhal varia de 0,18 a 0,11, um intervalo de 0,07. Com o diâmetro maior  $101,6 \text{ mm}$  o Strouhal, apresenta uma maior variação, de 0,27 a 0,14, um intervalo de 0,13, aproximadamente o dobro do menor diâmetro. Repara-se também que o valor

de Strouhal da relação  $W/D=1,05$  com o menor número de Reynolds, 28.600, foi o mais dispersivo de 0,22 a 0,27, diferença de 22%.

O comportamento do número de Strouhal mostra uma tendência de redução à medida que aumenta da largura da fenda. Isso é reparado principalmente para o tubo de maior diâmetro, em contrapartida, o comportamento para o tubo de menor diâmetro mostra nenhuma relação entre o comprimento da fenda, provavelmente para esse diâmetro o comprimento do tubo  $L_{sc}/D=33,33$  não ser suficiente para a estabilização da frequência.

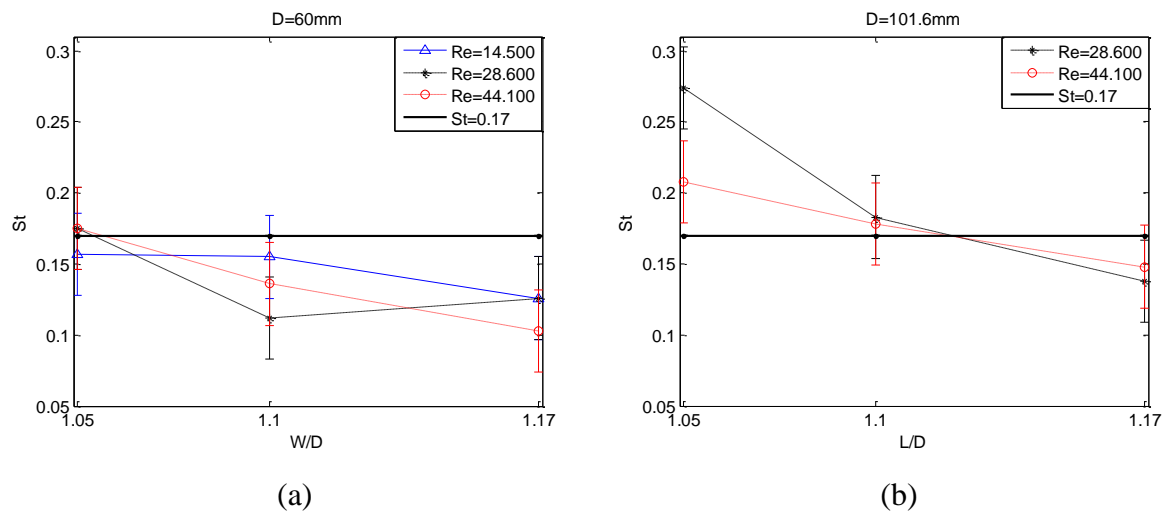


Figura 6.19 – Relação  $W/D$  em função do número de Reynolds. (a) Diâmetro 60mm. (b) Diâmetro 101,6mm

## 7 CONCLUSÃO

O presente trabalho teve como objetivo estudar o escoamento turbulento em um canal retangular com um tubo circular posicionado próximo à parede superior formando uma fenda estreita. Para tanto, utilizou-se a metodologia de injeção de tinta no escoamento com água para visualização de estruturas coerentes. Obteve-se os valores dos campos médios e flutuantes do escoamento turbulento através de simulação numérica. Realizou-se a simulação com as mesmas características geométricas e número de Reynolds que o experimento de visualização. A dinâmica do escoamento também foi avaliada através da técnica da anemometria de fio quente. Dado o seu caráter mais ágil no estudo do escoamento turbulento, foram avaliadas diferentes configurações de seção de testes utilizando a técnica de anemometria de fio-quente. Assim, parâmetros dimensionais como  $W/D$ ,  $L_{sc}/D$  e diferentes números de Reynolds puderam ser avaliados quanto a sua influência nos padrões de flutuação de velocidade. Ao longo desse trabalho foram testados 24 diferentes configurações, perfazendo 60 análises.

Com a técnica de visualização foi possível constatar a formação de estruturas de grande escala logo a jusante da entrada do canal, entorno de  $L_s = 6D$ , para a relação  $W/D = 1,10$ . Na configuração  $W/D = 1,20$  não foi possível visualizar com clareza o aparecimento dessas estruturas.

Nos resultados da simulação numérica, os valores médios da velocidade na direção principal normalizada com a velocidade de referência  $U_b$  mostraram uma notável semelhança qualitativa e quantitativa no subcanal, lado oposto do gap, porém sub prediz a velocidade na região da fenda. O mesmo acontece quando se avalia a energia cinética turbulenta, normalizada com a velocidade de referência ao quadrado  $U_b^2$ . Na região oposta da fenda tem-se uma avaliação próxima aos experimentos do Guellouz e Tavoularis, 2000a, mas ao avaliar a região da fenda nota-se uma diferença nas isocontornos e também nos valores. Chang e Tavoularis (2012), encontrou resultados semelhantes qualitativa e quantitativamente utilizando o modelo RANS anisotrópico com RSM com Reynolds 108.000, com mesma geometria do experimento feito em 2000.

Esse resultado provavelmente foi causado pela diferença do número de Reynolds estudado no presente trabalho ou uma deficiência no modelo SST na predição dos valores dinâmicos. Esse modelo de turbulência é altamente dissipativo, ou seja, os fenômenos de pequena escala não são medidos, conforme pode-se avaliar no trabalho do (Chang e Tavoularis, 2012). Tal fator provavelmente não pode ser atribuído ao uso da periodicidade e o pequeno



comprimento do domínio, tendo em vista o sucesso de diversos autores na utilização do mesmo recurso computacional, como, Goulart (2016), Ferrari e Goulart (2016), Merzari (2008), Duan (2017).

Na avaliação das estruturas coerentes foi obtido resultados comparáveis aos experimentais, porém foi utilizado para avaliação o sinal obtido no meio do domínio ( $L_z = 4D$ ) no centro da fenda entre a parede superior e o tubo. O número de Strouhal e o comprimento de onda normalizado com o diâmetro do tubo foi melhor avaliados que a velocidade convectiva, mas com diferenças plausíveis.

Os resultados com a anemometria de fio-quente, após análise dos gráficos de flutuações de velocidade axial adimensionalizados com o menor diâmetro  $D=60\text{mm}$ , pode-se avaliar que quanto menor a fenda, as estruturas coerentes formam-se mais rápido e com maior energia. Com a menor velocidade, os picos de velocidade apareciam mais rápidos para uma menor seção de testes. A medida que aumentamos a relação  $W/D$  aumenta a necessidade de uma seção com maior comprimento.

Com a relação  $W/D=1,05$  para o regime de escoamento com menor velocidade nota-se que as estruturas desenvolveram-se mais rápidos que para o regime intermediário e superior. A medida que foi aumentado a relação  $W/D$ , o aparecimento das estruturas fica mais ligado ao comprimento do tubo. A relação  $W/D = 1,10$  mostra que para os sinais proporcionaram uma resposta da PSD mais paralela. Isso sugere que a velocidade do escoamento, possui grande influência na frequência e é um fator relevante para menores fendas.

Com o maior diâmetro, foi possível detectar estruturas coerentes, com um comprimento de  $16,7D$  para todas as configurações, inclusive para a relação  $W/D=1,17$ , diferente da configuração com o menor diâmetro. Esse resultado significa que as instabilidades se formam mais rapidamente no escoamento com um diâmetro maior. Com a relação  $W/D=1,05$ , o comprimento que apresentou maior energia foi o de  $16,7D$ , e os espectros de potência, a medida que o comprimento do tubo foi aumentado, apresentou uma queda de energia no espectro e perda de uma frequência dominante. Esse valor foi uma surpresa, tendo em vista que os resultados mostrados anteriormente, mostraram que quanto maior o comprimento do tubo, melhor as instabilidades se desenvolvem

Os autoespectros adimensionalizados com a velocidade média para cada número de Reynolds, mostrou-se eficiente na organização das frequências. Com o menor diâmetro, o número de Strouhal não mostrou nenhum padrão linear para o número de Reynolds 14.500 e

28.600. Em contrapartida para o número de Reynolds 44.100 foi apresentado um uma redução do número de Strouhal a média que a largura da fenda é aumentada. Com o maior diâmetro por sua vez, apresentou a mesma característica, apresentada anteriormente: o Strouhal tem relação inversa com o comprimento da fenda.

Logo conclui-se que o comprimento do tubo é importante para o desenvolvimento das instabilidades. O diâmetro com maior comprimento, apresentou uma tendência a que as estruturas de larga escala se formem com maior energia a ponto de serem detectadas. A largura de fenda mostrou-se a escala geométrica mais importante, pois esse comprimento determina o aparecimento ou não das instabilidades no escoamento. Isso é notado principalmente para os resultados com o menor diâmetro do tubo. O número de Reynolds, apresenta um efeito semelhante ao do diâmetro do tubo: a alteração do número de Reynolds faz com que as instabilidades se formem mais ou menos próximos a entrada do canal.

## **8 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS**

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

1. Desenvolver um estudo da intermitência dos sinais;
2. Avaliar a influência da rugosidade do tubo, com o objetivo de estudar o amortecimento criado pelo provável aumento do fator de atrito;
3. Melhor avaliação dos sinais com o diâmetro de tubo maior, 101,6 *mm*
4. Mapeamento das médias e RMS da velocidade axial na região da fenda com o maior número de Reynolds, 44.100, diâmetro  $D = 60\text{mm}$ ,  $L_{sc}/D=33,3$  e  $W/D=1,10$  para melhor avaliar a influência do diâmetro nos valores médios do escoamento turbulento.
5. Determinar com a anemometria de fio-quente o comprimento de onda e a velocidade convectiva concluindo a caracterização dinâmica para os casos que apresentaram periodicidade no sinal.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Assi, G. R. S., Meneghini, J. R., Aranha, J. A. P., Coletto, W. G. P. 2005. **Design, assembling and verification of a circulating water channel facility for fluid dynamics experiments**. In Proceedings of the 18th International Congress of Mechanical Engineering.

Batchelor, G.K., 1983. **An Introduction to fluid dynamics**. Cambridge University Press.

Bendat, J. S., Piersol, A. G. 2011. **Random data: analysis and measurement procedures** (Vol. 729). John Wiley & Sons.

Carajilescov, P., Todreas, N. E. 1976. **Experimental and analytical study of axial turbulent flows in an interior subchannel of a bare rod bundle**. *Journal of Heat Transfer*, 98 (2), 262-268.

Chang, D., Tavoularis, S. 2005. **Unsteady numerical simulations of turbulence and coherent structures in axial flow near a narrow gap**. *Journal of fluids engineering*, 127(3), 458-466 p-p.

Chang, D., Tavoularis, S. 2012. **Numerical simulations of developing flow and vortex street in a rectangular channel with a cylindrical core**. *Nuclear Engineering and Design*, 243, 176-199.

Chettle, A.J. 2011. **Laminar simulation of flow pulsations in simplified subchannel geometries**. Tese de Doutorado.

Choueiri, G., & Tavoularis, S., 2014. **Experimental investigation of flow development and gap vortex street in an eccentric annular channel. Part 1. Overview of the flow structure**. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 752, 521-542 p-p doi:10.1017/jfm.2014.343

Choueiri, G., & Tavoularis, S., 2015. **Experimental investigation of flow development and gap vortex street in an eccentric annular channel. Part 2. Effects of inlet conditions, diameter ratio, eccentricity and Reynolds number**. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol 768, 294-315 p-p. doi:10.1017/jfm.2015.90

Derksen, J. J. 2010. **Simulations of lateral mixing in cross-channel flow**. *Computers & Fluids*, 39 (6), 1058-1069.

Destefani, B. V. 2016. **Visualização da biestabilidade em dois cilindros circulares dispostos lado a lado em um canal hidráulico posicionados na horizontal e na vertical.** Trabalho de Conclusão do Curso em Engenharia Mecânica – Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 29 p

Duan, Y., He, S. 2017. **Large eddy simulation of a buoyancy-aided flow in a non-uniform channel–Buoyancy effects on large flow structures.** Nuclear Engineering and Design, 312, 191-204.

Freire, A. P., Menut, P. P., Su, J., 2002. **Turbulência.** Associação Brasileira de Ciências Mecânicas–ABCM, Rio de Janeiro–BR, 1.

Goulart, J., Wissink, J.G., Wrobel, L.C., 2016. **Numerical of turbulent flow in a channel small slot.** Int. Journal of Heat and Fluid Flow. (61), 343-354 p-p.

Goulart, J.V.N., 2009. **Análise experimental de escoamentos cisalhantes em canais compostos fechados.** Tese de Doutorado, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, Brasil-RS, 105 p.

Guellouz, M.S., Tavoularis, S., 2000a. **The structure of turbulence flow in a rectangular channel containing a cylindrical rod – Part 1: Reynolds-averaged measurements.** Exp. Thermal and Fluid Sci, Vol 23, 59-73 p-p.

Guellouz, M.S., Tavoularis, S., 2000b. **The structure of turbulence flow in a rectangular channel containing a cylindrical rod – Part 2: phase-averaged measurements.** Exp. Thermal and Fluid Sci, Vol 23, 75-91 p-p.

Hofmann, G., 1964. **Qualitative investigation of local heat transfer coefficients in a 7-rod bundle.** Report

Home, D., Arvanitis, G., Lightstone, M. F., Hamed, M. S. 2009. **Simulation of flow pulsations in a twin rectangular sub-channel geometry using unsteady Reynolds Averaged Navier–Stokes modelling.** Nuclear Engineering and Design, 239(12), 2964-2980.

Home, D., Lightstone, M. F. 2014. **Numerical investigation of quasi-periodic flow and vortex structure in a twin rectangular subchannel geometry using detached eddy simulation.** Nuclear Engineering and Design, 270, 1-20.

Hooper, J.D., 1980. **Developed single-phase turbulent flow through a square-pitch rod cluster.** Nucl. Eng. Des. Vol 60, 365–379 p-p.

Hooper, J.D., Wood, D.H., Crawford., 1983. **Developed single-phase turbulent flow through a square-pitch rod cluster for an extended range of Reynolds numbers.** Australian Nuc. Sci. and Tech. Organization. ISBN: 0642597731.

Hopper, J.D., Rehme, K., 1984. **Large-scale structural effects in developed turbulent flow through closely spaced rod array.** J. Fluid Mech. 145. 305-337 p-p.

In, W. K., Shin, C. H., Oh, D. S., Chun, T. H. 2004. **CFD Simulation of the turbulent flow and heat transfer in a bare rod bundle.** American Nuclear Society, 555 North Kensington Avenue, La Grange Park, IL 60526 (United States).

Kuck, K.L.S., Dabiri, J.O., 2017. **Coherent structure colouring: Identification of coherent structures from sparse data using graph theory.** *J. Fluid Mech*, Vol. 811, 468-486 pp.

Launder, B.E., and Sharma, B.I., 1974., **Application of the Energy Dissipation Model of Turbulence to the Calculation of Flow Near a Spinning Disc.** Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, no. 2. 131-138 p-p.

Melo, T., 2015. **Caracterização dinâmica do escoamento turbulento em canais compostos utilizando ferramentas de análise tempo-frequência.** Dissertação de Mestrado em Integridade de Materiais da Engenharia, Faculdade UnB/FT/Universidade de Brasília, DF, 124 p.

Melo, T., Goulart, J. N., Anflor, C. T., Santos, E. 2017. **Experimental investigation of the velocity time-traces of the turbulent flow in a rectangular channel with a lateral slot.** European Journal of Mechanics-B/Fluids, 62, 130-138.

Menter FR., 1994. **Two-Equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications.** AIAA Journal. V 32(8):1598-1605 p-p, 1994.

Merzari, E., Ninokata, H., Baglietto, E. 2008. **Numerical simulation of flows in tight-lattice fuel bundles.** Nuclear Engineering and Design, 238(7), 1703-1719.

Meyer, L., 2010. **From discovery to recognition of periodic large scale vortices in rod bundles as source of natural mixing between subchannels—a review.** Nuclear Engineering and Design, Vol 240 (6), 1575-1588 p-p.

Meyer, L., Rehme, K. 1994. **Large-scale turbulence phenomena in compound rectangular channels.** Experimental Thermal and Fluid Science, 8 (4), 286-304.

Moerlose, L., Aerts, P., Ridder, J., Vierendeels, J., Degroote, J. 2018. **Numerical investigation of large-scale vortices in an array of cylinders in axial flow**. Journal of Fluids and Structures, 78, 277-298.

Möller, S.V., 1991 **On phenomena of turbulent flow through rod bundles**. Exp. Therm. Fluid Sci. V 4, 25-35 p-p

Möller, S.V., 1992. **Single-phase turbulent mixing in rod bundles**, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol 5, 26-33 p-p, ISSN 0894-1777.

Noleto, L. G., 2010. **Uma abordagem Euleriana-Lagrangeana para simulação de escoamentos turbulentos com fronteiras móveis**, Publicação ENM.TD – 07/2010, Departamento de Engenharia Mecânica, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 174p.

Noleto, L.G., 2016. **Noções de turbulência em fluidos**. 91 p. Notas de Aula.

Pirozzoli, S., Modesti, D., Orlandi, P., Grasso, F. 2018. **Turbulence and secondary motions in square duct flow**. Journal of Fluid Mechanics, 840, 631-655.

Rapley, C. W., Gosman, A. D. 1986. **The prediction of fully developed axial turbulent flow in rod bundles**. Nuclear engineering and design, 97 (3), 313-325.

Rehme, K. 1987. **The structure of turbulent flow through rod bundles**. Nuclear Engineering and Design, 99, 141-154 p-p.

Rehme, K. 1992. **The structure of turbulence in rod bundles and the implications on natural mixing between the subchannels**. International Journal of Heat and Mass Transfer, 35(2), 567-581 p-p.

Rowe, D.S., Johnson, B.M., Knudsen, J.G., 1974. **Implications concerning rod bundle crossflow mixing based on measurement of turbulent flow structure**. Int. J. Heat Mass Transfer. V 17, 407-419 p-p.

Seale, W. J., 1979. **Turbulent diffusion of heat between connected flow passages Part 1 e 2**. Nuclear Engineering and Design, Vol 54 (2), 183-209 p-p.

Seale, W. J., 1982. **Measurements and predictions of fully developed turbulent flow in a simulated rod bundle**. Journal of Fluid Mechanics, 123, 399-423 p-p.

Skinner, V. R., Freeman, A. R., Lyall, H. G. 1969. **Gas mixing in rod clusters**. International Journal of Heat and Mass Transfer, 12(3), 265-278.

Souza, S.I.S., Goulart, J.N.V., 2011. **Numerical analysis of developing turbulent flow in a closed compound channel**. Thermal Engineering, V 10, 81-87 p-p.

Stull, R. B. 2012. **An introduction to boundary layer meteorology** (Vol. 13). Springer Science & Business Media.

Tachibana, F., Oyama, A., Akiyama, M., Kondo, S. 1969. **Measurement of heat transfer coefficients for axial air flow through eccentric annulus and seven-rod cluster**. Journal of Nuclear Science and Technology, 6 (4), 207-214.

Trupp, A. C., Azad, R. S., 1975. **The structure of turbulent flow in triangular array rod bundles**. Nuclear Engineering and Design, Vol 32 (1), 47-84 p-p.

Wilcox, D.C., 1998. **Turbulence modeling for CFD**. DCW Industries, 1<sup>a</sup> Edition.

Wu, X., Trupp, A. C. 1993. **Experimental study on the unusual turbulence intensity distributions in rod-to-wall gap regions**. Experimental thermal and fluid science, 6 (4), 360-370 p-p.

# ANEXO 1 – Mapa de Velocidades no túnel de vento

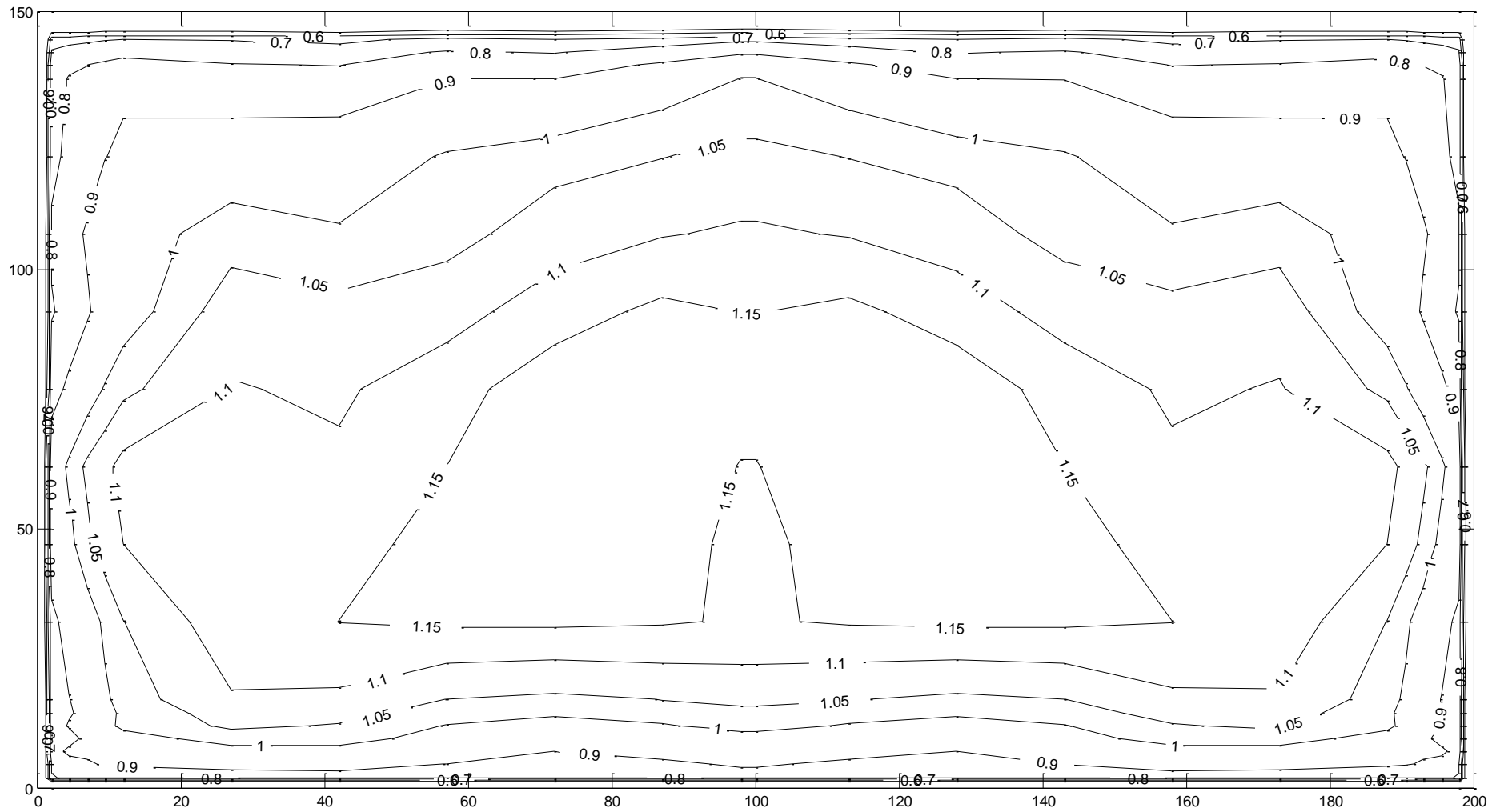


Figura A.1 – Mapa de velocidades do canal aerodinâmico



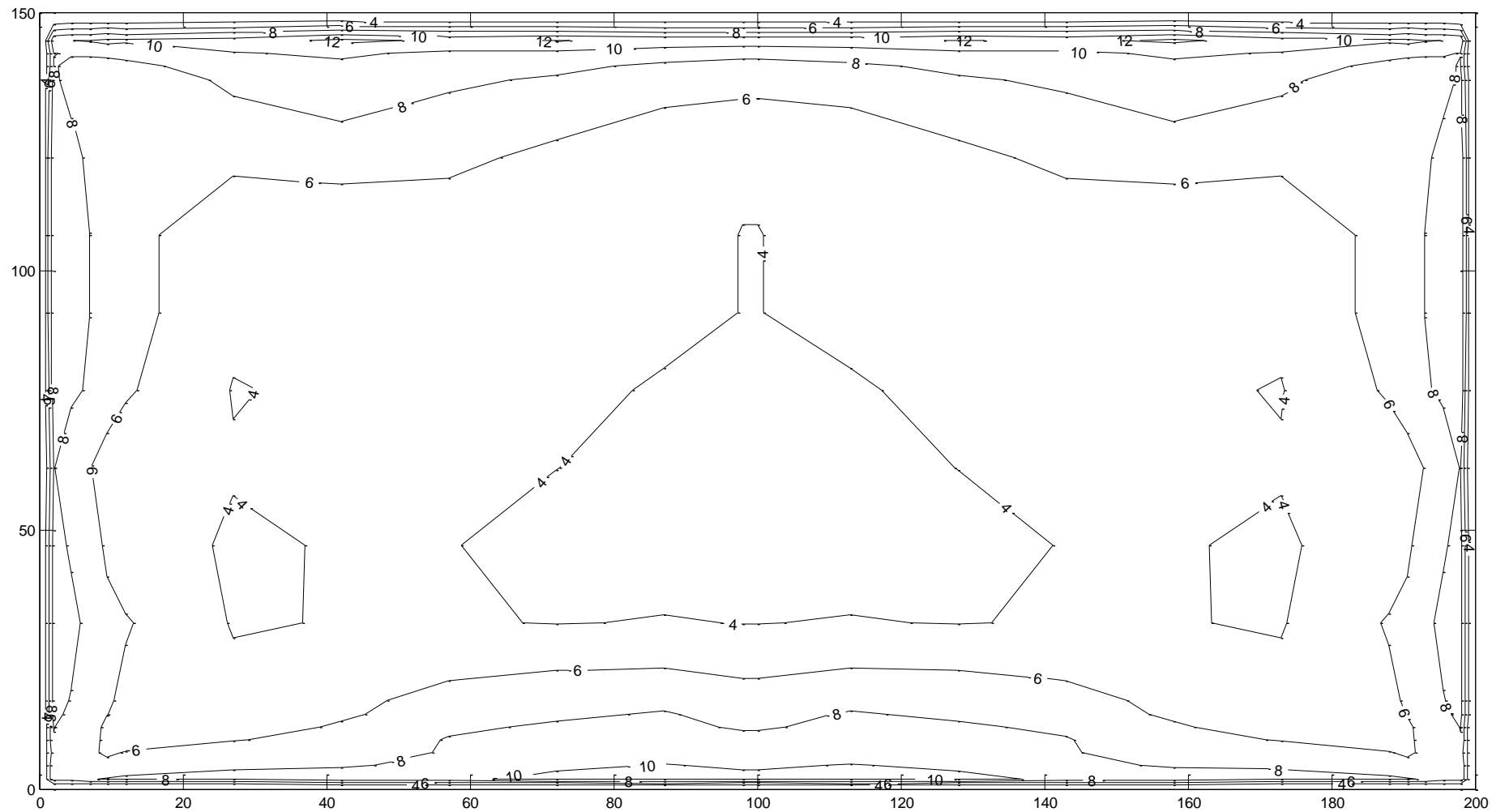


Figura A.2 – Mapa da intensidade turbulenta em percentagem.

## ANEXO 2 – CALIBRAÇÃO DA SONDA E ANÁLISE DE INCERTEZAS

A seguir será apresentado as características dos equipamentos utilizados nos experimentos com anemometria de fio-quente, 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.

A Tabela A.1 mostra os valores da velocidade aferida com o transdutor de pressão, a respectiva tensão corrigida, os cálculos necessários para utilização da lei de King, valor da velocidade calculado da velocidade e erro. A diferença entre a velocidade calculada e a aferida atingiu um valor máximo de 3%. A Figura A.3 mostra o gráfico da tensão corrigida e da velocidade real. Através desse gráfico foi calculado os coeficiente  $B$  e  $n$  da lei de king.

Tabela A.1 – Tabela de calibração da sonda reta TSI F2525

Ur (m/s)	E (V)	Eo=1,2704		ln (Vr)	Uc (m/s)	Erro (%) 100*(1-Uc/Ur)
		B=	n=			
		0,741434	0,542434			
0,74	1,501	-0,4477	-0,2998	0,760	2,62	
1,28	1,566	-0,1762	0,2500	1,254	-2,30	
1,82	1,620	0,0119	0,5966	1,775	-2,28	
2,22	1,655	0,1185	0,7993	2,160	-2,88	
2,77	1,699	0,2413	1,0203	2,709	-2,36	
3,32	1,740	0,3469	1,1988	3,291	-0,76	
3,85	1,776	0,4317	1,3486	3,848	-0,12	
4,45	1,811	0,5095	1,4925	4,441	-0,16	
4,92	1,842	0,5756	1,5929	5,016	2,00	
5,45	1,872	0,6367	1,6952	5,614	3,05	
6,07	1,900	0,6914	1,8032	6,210	2,33	
6,67	1,927	0,7419	1,8979	6,815	2,15	
7,85	1,975	0,8263	2,0600	7,963	1,49	
9,05	2,018	0,8995	2,2028	9,114	0,71	
10,17	2,057	0,9617	2,3190	10,222	0,56	
11,34	2,092	1,0165	2,4284	11,307	-0,30	

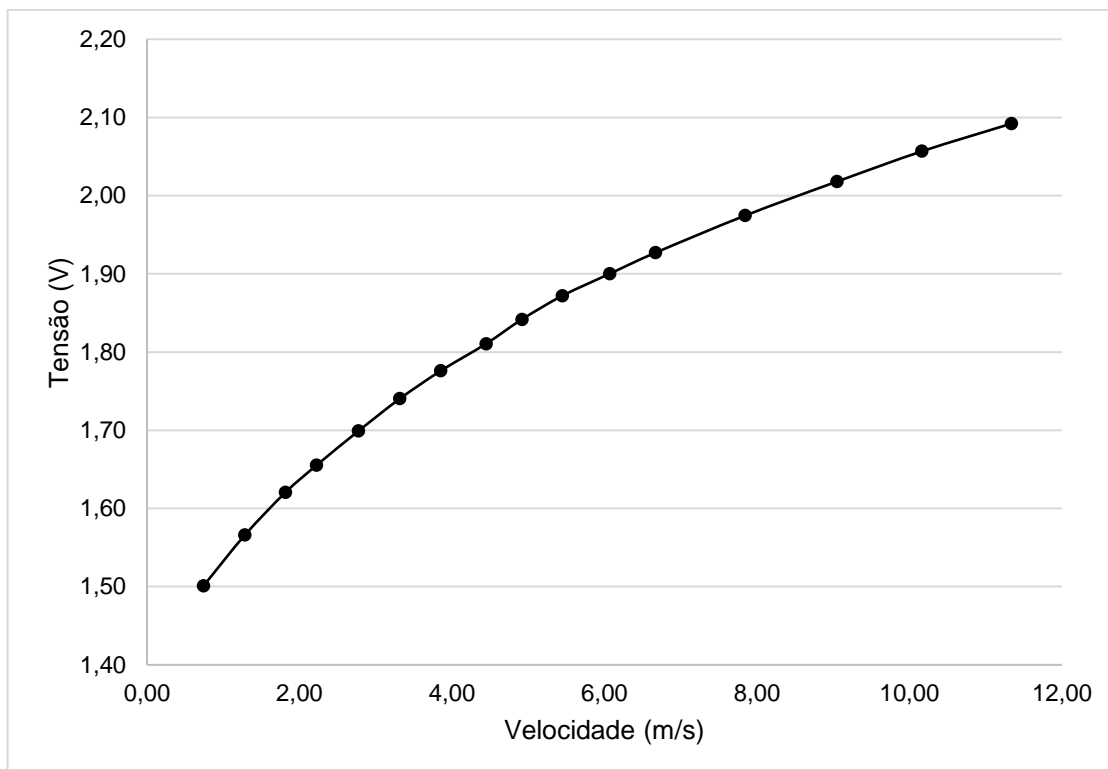


Figura A.3 – Relação entre tensão corrigida e velocidade resultante do processo de calibração da sonda reta.

### ANALISE DE INCERTEZA

É de extrema importância o dimensionamento das incertezas de cada variável em uma análise experimental. Caso a incerteza seja significativa, é necessário ações para reduzi-la. Nesse trabalho foi utilizado a equação segundo Moffat, 1988, que permite analisar cada variável isoladamente. A equação geral é dada 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  $R=R(x_1, x_2, x_3, \dots, x_n)$  é resultado em análise e  $\delta x_i$  é a incerteza da variável.  $\partial R/\partial x_i$ , representa a derivada parcial da função R em relação a variável  $x_i$ , que fornece o coeficiente de sensibilidade da função R em relação a  $x_i$ .

### Incerteza associadas a tubos de Pitot e Sondas de Fio Quente

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:

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

Onde

$\Delta p$  - Variação de pressão entre dois pontos;

$\rho$  - Massa específica do fluido;

Aplicando a Eq. A.1, a incerteza das velocidades obtidas pelo tubo de Pitot, fica:

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

Como a diferença de pressão foi aferida com um aparelho digital, as incertezas são dadas pela resolução dos equipamentos de medição. Nesse trabalho admitiu-se que  $\delta \rho \ll \delta \Delta p$ . Para todos os casos, a solução da Eq. A.3, ofereceu incertezas entre 1,4 e 7,1%.

A incerteza do número de Reynolds pode ser calculada pela Eq. A.4,

$$\delta Re_D = \left[ \left( \frac{\partial Re_D}{\partial U_b} \delta U_b \right)^2 + \left( \frac{\partial Re_D}{\partial \rho} \delta \rho \right)^2 + \left( \frac{\partial Re_D}{\partial \nu} \delta \nu \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.4})$$

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

$$U = \left( \frac{E^2 - E_0^2}{B} \right)^{1/n} \quad (\text{A.5})$$

Logo a incerteza pode ser calculada pela Eq. A.5,

$$\delta U = \left[ \left( \frac{\partial U}{\partial n} \delta n \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial B} \delta B \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial E_0} \delta E_0 \right)^2 + \left( \frac{\partial U}{\partial E} \delta E \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

Sendo o número de Strouhal definido por:

$$Str = \frac{f \cdot D}{U_b} \quad (\text{A.6})$$

Onde  $f$ ,  $D$  e  $U_b$ , são respectivamente a frequência fundamental do espectro, o diâmetro do tubo e a velocidade de média do escoamento. A incerteza desse grandeza adimensional, pode ser calculada pela Eq. (A.7)

$$\delta St = \left[ \left( \frac{\partial St}{\partial f} \delta f \right)^2 + \left( \frac{\partial St}{\partial U_b} \delta U_b \right)^2 + \left( \frac{\partial St}{\partial D} \delta D \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

A incerteza dessa grandeza está entre o intervalo de 9% a 14%

### Determinação das funções de Densidade Auto-Espectral (PSD)

O erro médio estatístico do espectro é calculado pela Eq. A.7:

$$erro(\%) = \left( \sqrt{\frac{1}{(B_e)_{Hz} \cdot t_s}} \right) \cdot 100 \quad (\text{A.6})$$

A Tabela A.2 mostra uma síntese dos valores utilizados para realizar o tratamento dos sinais via PSD.

Tabela A.2 – Resumo dos dados de tratamento do sinal via PSD.

<b>Frequência de aquisição dos dados (<math>F_a</math>)</b>	<b>1000</b>
<b>Número de pontos</b>	<b>32768</b>
<b>Tempo de Aquisição (<math>t_s</math>)</b>	<b>32,77s</b>
<b>Pontos por Bloco da PSD (<math>B_e</math>)</b>	<b>512</b>
<b>Largura de Banda (<math>F_a/B_e</math>)</b>	<b>1,95</b>
<b>Erro médio estatístico do espectro (%)</b>	<b>12,5</b>

## ANEXO 3 – ARTIGOS PUBLICADOS E ACEITOS PARA A PUBLICAÇÃO.

### Artigo completo no IX Congresso Nacional de Engenharia Mecânica – CONEM 2016



**Artigo completo publicado no 24th ABCM International Congress of Mechanical Engineering – COBEM 2017**



**Artigo completo submetido na 7th European Conference on Computational Fluid Dynamics – ECFD 7**

Id	Title	Status	Abstract	Paper
1090	Hot wire anemometry and numerical simulation applied to the investigation of the turbulence in a gap flow	Accepted	<a href="#">a1090.pdf</a>	<a href="#">p1090.pdf</a>