

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

ESTUDO EXPERIMENTAL DO EFEITO DA RAZÃO DE BLOQUEIO EM CANAL  
AERODINÂMICO SOBRE O NÚMERO DE STROUHAL E O FENÔMENO DA  
BIESTABILIDADE NO ESCOAMENTO EM CILINDROS

por

Rodrigo Santiago Silveira

Dissertação para obtenção do Título de  
Mestre em Engenharia

Porto Alegre, fevereiro de 2011.

ESTUDO EXPERIMENTAL DO EFEITO DA RAZÃO DE BLOQUEIO EM CANAL  
AERODINÂMICO SOBRE O NÚMERO DE STROUHAL E O FENÔMENO DA  
BIESTABILIDADE NO ESCOAMENTO EM CILINDROS

por

Rodrigo Santiago Silveira

Licenciado em Física

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, da  
Escola de Engenharia da Universidade Federal do Rio Grande do Sul, como parte dos  
requisitos necessários para a obtenção do Título de

Mestre em Engenharia

Área de Concentração: Fenômenos de Transporte

Orientador: Prof. Dr. Sergio Viçosa Möller

Comissão de Avaliação:

Prof.<sup>a</sup>. Dr.<sup>a</sup>. Adriane Prisco Petry, PROMEC/UFRGS

Prof. Dr. Acir Mércio Loredou Souza, CPGEC/UFRGS

Prof.<sup>a</sup>. Dr.<sup>a</sup>. Maria Luiza Sperb Indrusiak, UNISINOS

Prof. Dr. Francis H. R. França  
Coordenador do PROMEC

Porto Alegre, 28 de Fevereiro de 2011.

## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a todas as pessoas que colaboraram, direta ou indiretamente para a finalização deste trabalho. Ao meu orientador, Sergio pelo apoio e dedicação, ao colega Alexandre pelas sugestões e discussões que envolveram o andamento do trabalho e a CAPES pelo suporte financeiro.

## RESUMO

Este trabalho apresenta um estudo experimental do efeito da razão de bloqueio em um canal aerodinâmico no Número de Strouhal e o fenômeno da biestabilidade. É estudado o escoamento turbulento sobre um cilindro e também sobre dois cilindros dispostos lado a lado, onde fez-se uso de cilindros de vários diâmetros a fim de variar a razão de bloqueio no canal. Dois tipos de espaçamento entre os tubos são estudados.

A técnica experimental consiste na medição de flutuações de velocidades em um canal aerodinâmico utilizando a técnica de anemometria de fio quente. Os dados obtidos da medição no canal aerodinâmico são tratados com o uso de ferramentas estatísticas, espectrais e de ondaletas.

Para um cilindro, os resultados confirmam o aumento do número de Strouhal com o aumento da razão de bloqueio, na faixa do número de Reynolds utilizada. Razões de bloqueio mais baixas podem acarretar diminuição do número de Strouhal, também em função do número de Reynolds.

Os resultados confirmam a existência do fenômeno da biestabilidade no escoamento sobre dois cilindros dispostos lado a lado, assim como a influência da razão de bloqueio sobre o fenômeno, sendo mais predominante em um dos espaçamentos estudados. Para razões de bloqueio altas, o fenômeno da biestabilidade pode não ocorrer ou pouco ocorre. Para razões de bloqueio mais baixas podemos ter também a não ocorrência do fenômeno em função das dimensões dos tubos serem mais reduzidas, fazendo com que a captação do fenômeno também seja reduzida.

Palavras-chave: escoamento turbulento, anemometria de fio quente, biestabilidade, bloqueio, Número de Strouhal.

## **ABSTRACT**

### **“EXPERIMENTAL STUDY OF THE EFFECT OF BLOCKAGE RATIO IN AERODYNAMIC CHANNEL ON STROUHAL NUMBER AND ON THE BISTABILITY PHENOMENON OF THE FLOW IN CYLINDERS”**

This paper presents an experimental study of the effect of blockage ratio in a aerodynamic channel on Strouhal number and the bistability phenomenon. It studied the turbulent flow around a single cylinder and also on two cylinders arranged side-by-side, where use has been made of cylinders of various diameters to vary the blockage ratio of the channel. Two types of pitch to diameter ratio are studied.

The experimental technique consists of measuring velocity fluctuations in aerodynamic channel using the technique of hot-wire anemometry. The data obtained from measuring the aerodynamic channel are treated with the use of statistical tools, spectral and wavelet analysis.

For a single cylinder, the results confirm the increase of the Strouhal number with increasing blockage ratio in the range of Reynolds number used. Lower blockage ratio can cause a decrease of the Strouhal number, also a function of Reynolds number.

The results confirm the existence of the bistability phenomenon in the flow on two cylinders arranged side-by-side, as well as the influence of blockage ratio on the phenomenon, being more predominant in one of the row spacings. For higher blockage ratios, the bistability phenomenon may not occur or occurs shortly. For lower blockage ratio, due to the smaller dimensions of the tubes the phenomenon may not occur on the capture of the phenomenon is also reduced with the present experimental technique.

Keywords: turbulent flow, hot wire anemometry, bistability, blockage, Strouhal number.

# ÍNDICE

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	<b>1</b>
1.1	Motivação .....	1
1.2	Revisão Bibliográfica .....	2
1.2.1	Escoamentos turbulentos .....	2
1.2.2	Escoamento sobre um único cilindro .....	4
1.2.3	Escoamento sobre dois cilindros dispostos lado a lado .....	9
1.3	Objetivos .....	13
<b>2</b>	<b>METODOLOGIA</b> .....	<b>14</b>
2.1	Ferramentas matemáticas .....	14
2.1.1	Análise Espectral de Fourier .....	14
2.1.2	Análise por Ondaletas .....	15
2.2	Seção de Testes e Procedimento Experimental .....	20
<b>3</b>	<b>RESULTADOS</b> .....	<b>24</b>
3.1	Parâmetros de medição e de aquisição .....	24
3.2	Resultados para o escoamento em torno de um cilindro .....	25
3.3	Resultados para Escoamento em Dois Cilindros: Razão de Espaçamento $p/d = 1,26$ .....	33
3.4	Resultados para Escoamento em Dois Cilindros: Razão de Espaçamento $p/d = 1.6$ ..	45
3.5	Espectros de Energia para Dois Cilindros .....	55
3.5.1	Razão de espaçamento 1.26 .....	55
3.5.2	Razão de espaçamento 1.6 .....	64
<b>4</b>	<b>CONCLUSÕES</b> .....	<b>73</b>
4.1.	Sugestões para trabalhos futuros .....	74
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	<b>76</b>
	<b>ANEXOS</b> .....	<b>80</b>

<b>ANEXO A - Análise de incertezas .....</b>	<b>80</b>
<b>ANEXO B – Procedimento de calibração das sondas de fio quente em canal aerodinâmico .....</b>	<b>83</b>
<b>ANEXO F – Publicações realizadas durante o trabalho de dissertação .....</b>	<b>85</b>

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1	Separação entre a camada limite e a camada cisalhante próxima à superfície, no regime subcrítico (adaptado de Meneghini et al.)	6
Figura 1.2	Modos de escoamento para dois cilindros dispostos lado a lado: (a) cilindros em contato, (b) razão intermediária, (c) alta razão p/d (adaptado de De Paula, 2008).	10
Figura 2.1	Principais dimensões do canal aerodinâmico. Dimensões em [mm] (Adaptado de De Paula, 2008) .....	21
Figura 2.2	Geometria de um cilindro e o posicionamento da sonda utilizada no experimento (Adaptado de De Paula, 2008) .....	21
Figura 2.3	Ilustrações esquemáticas: (a) canal aerodinâmico, (b) seção de testes (Adaptado de De Paula, 2008) .....	22
Figura 2.4	Geometria de dois cilindros dispostos lado a lado e o posicionamento das sondas utilizadas no experimento (Adaptado de De Paula, 2008) .....	23
Figura 3.1	Espectro de Fourier para: (a) cilindro de 9,5 mm e $Re = 8,910 \times 10^3$ , (b) cilindro de 32 mm e $Re = 2,9941 \times 10^4$ , (c) cilindro de 50 mm e $Re = 4,6637 \times 10^4$ e (d) cilindro de 60 mm e $Re = 5,5693 \times 10^4$ .....	25
Figura 3.2	Possível configuração dos harmônicos de frequência antes do desprendimento de vórtices. ●Frequência de desprendimento, +Frequência do primeiro harmônico, ▲Frequência do segundo harmônico .....	26
Figura 3.3	Gráfico do Número de Strouhal em Função da Razão de Bloqueio para as velocidades de referência de 5, 10 e 15 m/s .....	28
Figura 3.4	Gráfico do Número de Strouhal em função do número de Reynolds para cada razão de bloqueio estudada .....	29
Figura 3.5	Perfis de velocidade para o canal livre e para os cilindros utilizados .....	30

Figura 3.6	Espectro de ondaletas para a esteira de vórtices para: (a) o cilindro de 9,5 mm (4,92% de bloqueio), (b) o cilindro de 32 mm (16,58% de bloqueio), (c) o cilindro de 50 mm (25,91% de bloqueio) e (d) o cilindro de 60 mm (31,09 % de bloqueio) .....	31
Figura 3.7	Espectro de ondaletas detalhado para a esteira de vórtices para: (a) o cilindro de 9,5 mm e (b) o cilindro de 32 mm .....	32
Figura 3.8	Espectro de ondaletas detalhado para a esteira de vórtices para: (a) o cilindro de 50 mm e (b) o cilindro de 60 mm .....	33
Figura 3.9	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para o cilindro de 4,5 mm, $x/d = 0,5$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	34
Figura 3.10	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas da Fig. 3.9 através de transformada discreta de ondaletas. ( — V1) ( — V2) .....	34
Figura 3.11	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 9,1 mm, $x/d = 0,51$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	35
Figura 3.12	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 15 mm, $x/d = 1,167$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	35
Figura 3.13	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 9,1 mm através de transformada discreta de ondaletas. ( — V1) ( — V2) .....	36
Figura 3.14	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 15 mm através de transformada discreta de ondaletas. ( — V1) ( — V2) .....	36
Figura 3.15	Sinais de velocidades instantâneas e das flutuações de velocidade obtidas para os cilindros de 25 mm, $x/d = 0,338$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2, (c) Flutuação da Velocidade V1 e (d) Flutuação da Velocidade V1 .....	38
Figura 3.16	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 25 mm através de transformada discreta de ondaletas. ( — V1) ( — V2) .....	38

Figura 3.17	Ampliação do sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 25 mm, $x/d = 0,338$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	39
Figura 3.18	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 32 mm, $x/d = 0,319$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	40
Figura 3.19	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 32 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	40
Figura 3.20	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 40 mm, $x/d = 0,295$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	41
Figura 3.21	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 40 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	42
Figura 3.22	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 50 mm, $x/d = 0,25$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	42
Figura 3.23	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 50 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	43
Figura 3.24	Ampliação do sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 50 mm, $x/d = 0,25$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	43
Figura 3.25	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 60 mm, $x/d = 0,628$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	44
Figura 3.26	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 60 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	45
Figura 3.27	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 4,5 mm ( $Re = 3,72 \times 10^3$ , Velocidade de referência de 15,2 m/s, $x/d = 0,1$ e razão de bloqueio 4,66%). (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	46

Figura 3.28	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 9,1 mm ( $Re = 8,99 \times 10^3$ , Velocidade de referência de 15,7 m/s, $x/d = 0,848$ e razão de bloqueio 9,43 %). (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	46
Figura 3.29	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 4,5 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	47
Figura 3.30	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 9,1 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	47
Figura 3.31	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 15 mm, $Re = 1,56 \times 10^4$ , Velocidade de referência de 15,9 m/s, $x/d = 0,733$ e razão de bloqueio 15,54%. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	48
Figura 3.32	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 15 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	48
Figura 3.33	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 25 mm, $Re = 2,63 \times 10^4$ , velocidade de referência de 16,4 m/s, $x/d = 0,28$ e razão de bloqueio 25,91%. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	49
Figura 3.34	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 25 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	49
Figura 3.35	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 32 mm, $Re = 3,43 \times 10^4$ , velocidade de referência de 16,7 m/s, $x/d = 0,294$ e razão de bloqueio 33,16%. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	50
Figura 3.36	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 32 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	50

Figura 3.37	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 40 mm, $Re = 4,42 \times 10^4$ , velocidade de referência de 17,3 m/s, $x/d = 0,15$ e razão de bloqueio 41,45%. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	51
Figura 3.38	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 40 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	52
Figura 3.39	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 50 mm ( $Re = 5,82 \times 10^4$ , Velocidade de referência de 18,2 m/s, $x/d = 0,16$ e razão de bloqueio 51,81%). (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	53
Figura 3.40	Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 60 mm ( $Re = 7,6 \times 10^4$ , Velocidade de referência de 19,9 m/s, $x/d = 0,114$ e razão de bloqueio 62,18 %). (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	53
Figura 3.41	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 50 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	54
Figura 3.42	Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 60 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2) .....	54
Figura 3.43	Densidades espectrais de potência na esteira dos cilindros de (a) 4,5 mm, (b) 9,1 mm, (c) 15 mm, (d) 25 mm .....	56
Figura 3.44	Densidades espectrais de potência na esteira dos cilindros de (a) 32 mm, (b) 40 mm, (c) 50 mm e (d) 60 mm. Razão de espaçamento 1,26 .....	57
Figura 3.45	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 4,5 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	59
Figura 3.46	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 9,1 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	60

Figura 3.47	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 15 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	60
Figura 3.48	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 25 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	61
Figura 3.49	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 32 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	62
Figura 3.50	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 40 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	62
Figura 3.51	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 50 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	63
Figura 3.52	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 60 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	64
Figura 3.53	Densidades espectrais de potência nas esteiras dos cilindros de (a) 4,5 mm, (b) 9,1 mm, (c) 15 mm, (d) 25 mm. Razão de espaçamento de 1,6 .....	65
Figura 3.54	Densidades espectrais de potência nas esteiras dos cilindros de (a) 32 mm, (b) 40 mm, (c) 50 mm e (d) 60 mm. Razão de espaçamento de 1,6 .....	66
Figura 3.55	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 4,5 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	67
Figura 3.56	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 9,1 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	68
Figura 3.57	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 15 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	69

Figura 3.58	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 25 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	69
Figura 3.59	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 32 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	70
Figura 3.60	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 40 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	71
Figura 3.61	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 50 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2. ....	71
Figura 3.62	Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 60 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2 .....	72
Figura B.1	Relação típica entre tensão e velocidade resultante do processo de calibração .....	84
Figura B.2	Variação do erro em função da velocidade .....	84

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1	Dados de velocidade, número de Reynolds, frequência de desprendimento de vórtices, razão de bloqueio e número de Strouhal .....	27
Tabela 3.2	Características estatísticas das medidas das velocidades para os cilindros de 4,5; 9,1 e 15 mm .....	37
Tabela 3.3	Características estatísticas das velocidades para o cilindro de 32 mm .....	41
Tabela 3.4	Características estatísticas das velocidades para os tubos de 4,5 e 9,1 mm .....	45
Tabela 3.5	Características estatísticas das velocidades para o tubo de 32 mm ..	51
Tabela 3.6	Valores das frequências de desprendimento de vórtices e do número de Strouhal para os cilindros que apresentaram essas características na razão de espaçamento 1,26, em um dos sinais de velocidade .....	58
Tabela 3.7	Valores das frequências de desprendimento de vórtices e do número de Strouhal para os cilindros para a razão de espaçamento 1,6, em um dos sinais de velocidade .....	67
Tabela A.1	Principais resoluções .....	82
Tabela B.1	Registro de uma calibração típica do sensor de velocidade .....	83

## LISTA DE SÍMBOLOS

Be	largura de banda	Hz
$C_j$	aproximação do nível j	-
d	diâmetro	m
$D_j$	detalhe do nível j	-
e	base dos logaritmos naturais	-
$\phi$	função escala	-
f	frequência de aquisição ou amostragem	Hz
$f_a$	frequência correspondente a escala a	Hz
$F_\Psi$	pseudofrequência da ondaleta	Hz
$f_s$	frequência de desprendimento de vórtices	Hz
j, a	coeficientes de escala	-
k, b	coeficientes de posição	-
L	largura do canal aerodinâmico	m
p	passo ou distância entre centros dos cilindros	m
$P_{xx}$	espectro de potência	$[x(t)^2]/\text{Hz}$
Re	número de Reynolds ( $Ud/v$ )	-
S	número de Strouhal ( $f_s d/U$ )	-
t	tempo	s
T	período	s
U	velocidade de referência	m/s
x	distância (genérica)	m
x	variável	-
$\hat{x}$	transformada de Fourier	-
$\tilde{X}$	transformada de ondaletas	-
v	viscosidade cinemática	$\text{m}^2/\text{s}$
$\Psi$	função ondaleta	-

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1. Motivação

Fenômenos que ocorrem em escoamento em torno de cilindros fazem parte de um grande grupo de aplicações em engenharia, como a utilização em grupos de chaminés, cilindros verticais em navios rotores, linhas de transmissão de energia elétrica, tubos de trocadores de calor, equipamentos de usinas nucleares, plataformas de produção *offshore* e estacas de píeres e pontes.

O estudo do comportamento de tais fenômenos tem influência direta na elaboração dos projetos de construção, principalmente no que se diz respeito ao comportamento de vórtices e a interação fluido-estrutura.

Escoamento permanente perpendicular a um cilindro é de geral conhecimento, sendo um clássico exemplo nos livros que envolvem escoamento de fluidos [Schlichting, 1968], assim como um marco inicial no estudo de vibrações induzidas por escoamentos [Blevins, 1990]. Segundo Indrusiak, 2004, o primeiro artigo relacionado a frequência e a velocidade do escoamento sobre um cilindro foi o de V. Strouhal<sup>1</sup>. Porém, os primeiros estudos encontrados na literatura envolvendo esteira de vórtices foram realizados por Henri Bénard<sup>2</sup> em 1908.

No caso de tubos trocadores de calor, utilizados em grande escala industrial na troca de calor entre fluidos, fazem-se presentes dois tipos de escoamento: no interior dos tubos, onde as características principais do escoamento, como os coeficientes de transferência de calor e fator de atrito possuem modelagem analítica ou numérica; e no lado do casco, onde o escoamento passa pela parte externa de múltiplos tubos e por placas defletoras (chicanas), responsáveis pela mudança na direção do escoamento cruzado, causando um aumento do tempo de transferência de calor entre as superfícies aquecidas e o fluido de trabalho, e também dos níveis de turbulência. As placas defletoras também atuam como suportes intermediários para os tubos, aumentando a rigidez da estrutura e alterando seus modos de

---

<sup>1</sup> Strouhal, V. Über Eine Besondere Art der Tonerregung, **Ann. Phys. Und Chemie**, New Series, v. 5, p. 216-251, 1878.

<sup>2</sup> Bénard, H., Formation périodique de centres de giration à l'arrière d'un obstacle en mouement, **C. R. Acad. Sci.**, v. 147, p. 839-842, 1908-a.

Bénard, H., Etude cinématographique des ramous et des rides produits par la translation d'un obstacle, **C. R. Acad. Sci.**, v. 147, p. 970-972, 1908-b.

vibração natural. A disposição dos tubos (arranjo) e as razões de espaçamento podem ter grandes variações, em função da aplicação específica desejada para o trocador de calor, assim como no tipo de disposição das correntes do escoamento e da distribuição de temperatura pretendida. O escoamento ao redor dos tubos é complexo e irregular, não possuindo modelagem analítica perfeitamente adequada.

Em escoamentos sobre arranjos de tubos pode ocorrer vibração induzida, associados às cargas dinâmicas oriundas do próprio escoamento, que em geral são amplificadas com o aumento da velocidade do fluido. A disposição dos tubos exerce fundamental influência nos fenômenos observados nos escoamentos. Em arranjos de cilindros de pequenas razões de espaçamentos há um amplo espectro de energia sem uma frequência dominante. Isto está relacionado com as flutuações de pressão e periodicidade geradas nas primeiras fileiras de cilindros sujeitos ao escoamento. Já para arranjos de tubos com grandes razões de espaçamentos há o desenvolvimento de cargas dinâmicas associadas à geração e desprendimento de vórtices.

Os avanços das técnicas experimentais têm fornecido grandes resultados na análise dos fenômenos que regem a dinâmica destes dispositivos trocadores de calor, sendo amplamente aplicados a partir de generalizações em equipamentos industriais em operação, como parâmetros de projeto para diversas geometrias, visando a otimização de suas condições de processo.

## **1.2. Revisão Bibliográfica**

### 1.2.1. Escoamentos turbulentos

A definição de turbulência varia de acordo com a literatura, fazendo com que não haja um consenso numa definição ampla de forma a abranger todas as suas características, segundo Möller e Silvestrini, 2004. Lesieur, 1997, define um escoamento turbulento como um escoamento que é desordenado no tempo e no espaço. Já Tenekes e Lumley, 1972, atribuem à natureza do escoamento a dificuldade de uma definição precisa de turbulência, procurando listar algumas características do escoamento turbulento:

- a) Irregularidade: torna uma análise determinística impossível, usando-se métodos estatísticos;
- b) Difusividade: causa a mistura do fluido, aumenta a transferência de calor e massa e retarda a separação da camada-limite;
- c) Altos números de Reynolds: a turbulência se origina de instabilidades de escoamentos laminares, quando o número de Reynolds vai aumentando;
- d) Tridimensionalidade da Vorticidade: a turbulência é rotacional e tridimensional, com grandes níveis de flutuações tridimensionais de vorticidade;
- e) Dissipação: escoamentos turbulentos são sempre dissipativos e a viscosidade transforma o movimento de pequenas escalas em calor;
- f) Meio contínuo: turbulência é um fenômeno contínuo e sua menor escala é maior que a escala molecular;
- g) Escoamentos turbulentos são escoamentos: a turbulência é uma característica do escoamento, não do fluido.

O estudo da turbulência tem sido complementado com a descoberta de estruturas coerentes nas últimas décadas. Para Brown e Roshko, 1971, estas estruturas, que são quase determinísticas e com distribuição de forma aleatória no espaço e no tempo, são responsáveis pelo transporte turbulento e a geração de ruídos. Segundo Hussain, 1983, a primeira revolução foi a identificação da existência de estruturas quase-determinísticas, distribuídas de forma aleatória no espaço e no tempo, sendo responsáveis pelo transporte turbulento e geração de ruído. Inclusive se determinou que o transporte e a difusão turbulentos são guiados mais por indução do que por gradientes. As características quase-determinísticas permitem que se represente o escoamento como ondas de vorticidade, porque há evidências de que maior parte dos escoamentos com cisalhamento age como “guia de ondas”. Por fim, o mesmo autor define estrutura coerente como uma massa de fluido turbulento com grande escala, com vorticidade correlata e em fase, sobre toda a região do fluido.

O tamanho da estrutura coerente é comparável, implicitamente, com o comprimento da camada cisalhante, sendo responsável pelo transporte, nas grandes escalas, de massa, calor e quantidade de movimento, não necessitando ser altamente energéticas. A caracterização das estruturas coerentes se dá mais pela sua organização do que pela quantidade de energia cinética contida, dependendo muito das condições iniciais. Não existindo determinadas condições de formação, essas estruturas não ocorreriam [Möller e Silvestrini, 2004].

Alguns autores caracterizam vórtices coerentes a partir de determinadas características. Para Lesieur, 1997, um vórtice é coerente numa região do espaço se:

- a) possuir uma concentração de vorticidade onde as trajetórias do fluido girem em torno dele;
- b) tiver um tempo de vida maior que o tempo de rotação local;
- c) possuir imprevisibilidade (no sentido da sensibilidade às condições iniciais).

Bradshaw, 1976, discute a identificação de “estruturas ordenadas”, assim por ele chamadas, dando ênfase ao fato de picos em espectros, estruturas excepcionalmente bem organizadas, persistências de padrões organizados oriundos da transição laminar-turbulência, dependentes das condições iniciais e efeitos de ressonância, não constituem necessariamente essas estruturas. Processos de aquisição condicionada devem ser utilizados não sobre todo o registro de dados, mas sim em porções de forma a satisfazer alguma condição imposta pelo experimentador para uma identificação correta.

As estruturas coerentes estão relacionadas com o tempo de produção de energia. Assim, uma parte da energia é produzida pelas estruturas coerentes e outra por estruturas não coerentes.

Escoamentos turbulentos são caracterizados por números de Reynolds muito altos, logo, é razoável esperar que qualquer descrição da turbulência funcione propriamente à medida que o número de Reynolds tende ao infinito. Dá-se o nome a esse critério de invariância assintótica e permite que se estabeleçam critérios como a similaridade através do número de Reynolds.

Em um escoamento turbulento simples, as características do escoamento em um dado ponto ao longo do tempo são controladas apenas pela região imediatamente à sua volta. As escalas de tempo e comprimento vão variar ao longo do escoamento, da mesma forma que as características do escoamento, de modo que uma vez adimensionalizadas por essas escalas, estas características permanecerão inalteradas. Dá-se o nome de *invariância local* ou *auto-preservação* [Möller e Silvestrini, 2004].

### 1.2.2. Escoamentos sobre um único cilindro

*Bluff body* ou corpo rombudo é definido, segundo Meneghini et al., 2010, como sendo aquele que, ao ser imerso em uma corrente de fluido, gera separação do escoamento e esta ocorre em uma porção considerável da sua superfície. A separação em um corpo com seção transversal bidimensional faz com que haja a formação de duas camadas cisalhantes livres na

região imediatamente posterior ao corpo, com vorticidades de sinais opostos, constituindo um sistema instável na presença de pequenas perturbações e certas condições são satisfeitas. A interação entre estas duas camadas cisalhantes consiste na principal razão da formação e do desprendimento de vórtices atrás do corpo.

Em 1878, Strouhal realizou a primeira investigação científica envolvendo o fenômeno da geração e desprendimento de vórtices, analisando os efeitos da frequência do som emitido na vibração de um fio imerso numa corrente de ar. Só em 1896, Lord Rayleigh<sup>3</sup> definiu que um dos parâmetros mais usados na análise de escoamento em cilindros circulares é a frequência adimensional associada a desprendimento de vórtices, que é o número de Strouhal, que é dado por

$$S = \frac{f_s d}{U} \quad (1.1)$$

onde  $f_s$  é a frequência de desprendimento dos vórtices,  $U$  é a velocidade característica do escoamento em questão (normalmente a velocidade da corrente livre),  $d$  é um comprimento característico (no caso de um cilindro, vem a ser o seu diâmetro).

A importância do efeito de geometria se dá pelo fato da ocorrência de ângulos diferentes da linha de corrente, causando a separação da parede do corpo. Determina-se este ângulo pela natureza do processo de separação, podendo ocorrer em um canto vivo, um bordo de fuga chanfrado, ou em uma superfície contínua com fluido sujeito a um gradiente adverso de pressão. Nesta última situação, há a forte dependência da posição em que ocorre a separação com o número de Reynolds ( $Re$ ).

O número de Reynolds é definido como:

$$Re = \frac{U d}{\nu} \quad (1.2)$$

onde  $\nu$  é a viscosidade cinemática do fluido.

Como destaca Meneghini et al., 2010, o número de Strouhal varia inversamente com a largura transversal da esteira. Em corpos mais rombudos, a esteira é mais larga transversalmente, dificultando a comunicação entre as camadas cisalhantes. Tal dificuldade na comunicação implica numa frequência de desprendimento de vórtices menor, por consequência, um número de Strouhal menor.

---

<sup>3</sup> Rayleigh, J. W. S., **The Theory of Sound**, v. I and II, Cambridge University Press, 1896.

Blevins, 1990, apresenta os principais regimes do número de Reynolds do desprendimento de vórtices em cilindros circulares lisos, resumidas por Lienhard, 1966. Para  $Re < 5$ , o escoamento do fluido segue o contorno do cilindro. Não há descolamento da camada limite e o escoamento é chamado de reptante; Na faixa  $5 \leq Re < 45$ , há a separação da camada limite atrás do corpo, onde se forma um par de vórtices simétricos conhecidos como vórtices de Föppl, que crescem com o aumento do número de Reynolds, podendo atingir uma distância de até três vezes o diâmetro do cilindro na orientação do escoamento. Quando o número de Reynolds se encontra entre 45 e 150, o escoamento torna-se instável, forma-se uma esteira laminar periódica de vórtices desencontrados e de sinais de vorticidade opostos. Nas situações onde  $150 \leq Re < 300$ , os vórtices desprendidos do cilindro tornam-se turbulentos, embora a camada limite sobre o cilindro ainda permaneça laminar. A faixa  $300 \leq Re < 1,5 \times 10^5$  é chamada de subcrítica. Nela, as camadas limites laminares se separam cerca de  $80^\circ$  em relação ao ponto de estagnação de montante e o desprendimento de vórtices é periódico, Fig. 1.1. A faixa de transição, onde o número de Reynolds está entre  $1,5 \times 10^5$  e  $3,5 \times 10^6$ , a camada limite do cilindro torna-se turbulenta e os pontos de separação movem-se para  $140^\circ$ . Nessa faixa, o ponto de transição à turbulência se aproxima muito do ponto de descolamento laminar que ainda o precede. As camadas cisalhantes tendem a colar novamente ao corpo, formando uma “bolha de separação-recolamento”. Enfim, para  $Re > 3,5 \times 10^6$  temos o regime supercrítico. Neste regime se restabelece o desprendimento de vórtices regular com uma camada limite turbulenta no cilindro.

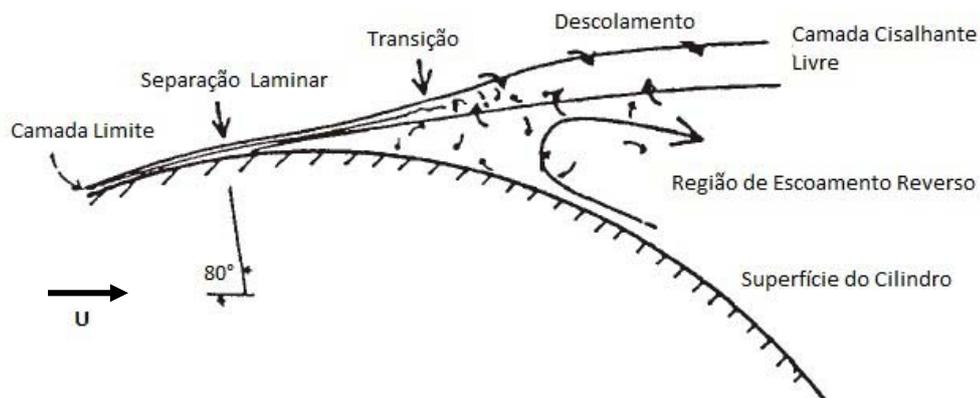


Figura 1.1 – Separação entre a camada limite e a camada cisalhante próxima à superfície, no regime subcrítico (adaptado de Meneghini et al., 2010).

Roshko, 1954, apresenta um estudo de escoamento em torno de um cilindro circular, com números de Reynolds entre 40 e 10000, em túnel de vento de baixa velocidade. Neste trabalho, são comentadas duas divisões das faixas do número de Reynolds de desprendimento de vórtices periódicos, uma de  $Re$  entre 40 e 150 e outra de 150 a 300, que está de acordo com Lienhard, 1966.

Na relação entre o número de Strouhal ( $S$ ) e o número de Reynolds ( $Re$ ), apresentada por Blevins, 1990, para cilindros circulares lisos, a frequência de desprendimento de vórtices ocorre para valores do número de Strouhal menores que 0,1 até o início do regime subcrítico. Já neste regime, o número de Strouhal atinge o valor aproximadamente constante de 0,21. No regime crítico, pode haver o aumento do número de Strouhal para valores na faixa de 0,4~0,5 em razão das instabilidades na geração de vórtices, nos cilindros lisos, ou tendo um crescimento lento até valores na faixa de 0,3 para cilindros rugosos. O número de Strouhal volta a não depender da rugosidade e tende para um valor de 0,3, no regime supercrítico.

Fatores geométricos associados a canais aerodinâmicos ou túneis de vento, podem apresentar influências sobre o número de Strouhal, tal como razão de bloqueio que é a razão entre o comprimento característico do corpo em análise e o comprimento associado à seção de teste. Para a análise dos efeitos de bloqueio em canal aerodinâmico, a razão de bloqueio é dada por  $d/L$ , onde “ $d$ ” é o diâmetro do cilindro e “ $L$ ” a largura do canal. Maskell, 1963, propõe um método pra análise dos efeitos de bloqueio em túnel de vento para corpos rombudos baseado no balanço da quantidade de movimento e na ideia de que o aumento dos efeitos na parede do túnel remete em um simples aumento na velocidade do escoamento não perturbado.

Žukauskas, 1972, comenta que, em escoamentos em torno de um cilindro em canais limitados por paredes, o efeito de bloqueio é considerável. O aumento da razão de bloqueio implica no aumento da velocidade ao redor do tubo fora da camada limite, influenciando a distribuição de pressão e velocidade.

West e Apelt, 1982, realizaram um estudo que envolve efeito de bloqueio sobre escoamento em torno de cilindros circulares, onde razões de bloqueio entre 6 e 16% causam modificações na distribuição de pressão e aumento do número de Strouhal, numa faixa de número de Reynolds entre  $10^4$  e  $10^5$ .

Anagnostopoulos et al., 1996, realizaram um estudo numérico de efeito de bloqueio sobre cilindros circulares, em escoamentos permanentes e transientes com  $Re = 106$  e razões

de bloqueio de 5%, 15% e 25%. Eles mostraram que as forças hidrodinâmicas no cilindro e o número de Strouhal crescem com o aumento da razão de bloqueio.

De Sampaio e Coutinho, 2000, simularam o desprendimento de vórtices em cilindros circulares a altos números de Reynolds,  $10^4$  a  $10^6$ , comparando a Simulação em Larga Escala (*Large Eddy Simulation – LES*) com dados experimentais do coeficiente de arrasto e do número de Strouhal. Eles obtiveram, na faixa entre  $10^4$  e  $10^5$ , valores do número de Strouhal 10% maiores na simulação em relação aos experimentais, e um aumento de 30% no coeficiente de arrasto em relação aos experimentais.

Sarioğlu e Yavuz, 2000, analisaram o desprendimento de vórtices em cilindros circulares e retangulares com números de Reynolds na faixa de  $1 \times 10^4$  e  $2 \times 10^5$ , medidos em vários pontos a jusante do corpo. Constatou-se que o desprendimento de vórtices cresce com o aumento do número de Reynolds, para todos os modelos de corpos analisados, e o número de Strouhal sofre um aumento com o crescimento da razão de bloqueio.

Zdravkovich, 2003, faz uma classificação dos efeitos de bloqueio no escoamento em cilindros circulares:

**$d/L < 10\%$** : O efeito de bloqueio é pequeno, podendo ser ignorado;

**$10\% < d/L < 60\%$** : O bloqueio modifica o escoamento, correções nos dados medidos são necessárias;

**$d/L > 60\%$** : O bloqueio altera radicalmente o escoamento em torno do cilindro, e as correções nos dados não fazem sentido.

Turki et al., 2003 apresentam um estudo numérico sobre o efeito de bloqueio em canal com escoamento laminar em cilindros retangulares. O número de Reynolds se encontra entre 62 e 300 e as razões de bloqueio são de 12,5%, 16,7% e 25%. Os resultados mostram o aumento do número de Strouhal com a razão de bloqueio.

Uma análise sobre flutuações no número de Strouhal em escoamentos em cilindros circulares, retangulares e placas em Olinto et al., 2005, inclusive sobre efeito de bloqueio de tais corpos. Os autores concluíram que altas razões de bloqueio são responsáveis pelo aumento do número de Strouhal para valores baixos do número de Reynolds e para baixas razões de bloqueio o número de Strouhal diminui quando o mesmo ocorre com o número de Reynolds.

Indrusiak e Möller, 2011, mostram uma análise de escoamentos estacionários e não-estacionários em um cilindro, com uso de transformadas de ondaletas. O número de Reynolds situa-se na faixa de  $1,7 \times 10^3$  a  $3 \times 10^4$  e a razão de bloqueio foi de 16,5%. Os resultados

mostraram que a análise de ondaletas é uma ferramenta importante para tratar problemas estacionários e não-estacionários. Neste trabalho, obteve-se o aumento do número de Strouhal para baixos números de Reynolds, na faixa estudada, em função da alta razão de bloqueio do canal.

### 1.2.3. escoamento sobre dois cilindros dispostos lado a lado

Zdravkovich, 1977, realizou um estudo onde foi constatado, em escoamento sobre dois cilindros dispostos lado a lado e associado às esteiras, o surgimento de dois diferentes coeficientes de arrasto e a flutuação da pressão de base entre dois valores extremos. O autor associa uma força resultante que atua perpendicularmente à corrente livre a uma força de sustentação, no escoamento desviado. Ainda foi verificado que a soma destas duas diferentes forças de arrasto biestável será menor do que duas vezes a força de arrasto de um único cilindro.

Para Alam et al., 2003, o escoamento em torno de dois cilindros circulares de mesmo diâmetro, dispostos lado a lado na transversal da direção do escoamento, revela que a esteira de vórtices possui diferentes modos de escoamentos. Tais modos podem ser classificados em termos da razão de espaçamento  $p/d$ , sendo “ $p$ ” a distância entre os centros dos cilindros e “ $d$ ” o diâmetro. Estes estudos foram desenvolvidos utilizando o número de Reynolds no regime subcrítico,  $5,5 \times 10^4$  e, de acordo com os autores, as forças exercidas sobre os corpos são insensíveis frente a variações do número de Reynolds neste regime.

Sumner et. al., 1999, apresentam uma classificação de comportamento do escoamento ao redor de dois cilindros lado a lado conforme a razão de espaçamento  $p/d$ :

- Na situação onde a razão  $p/d = 1$ , os cilindros estão em contato e os dois cilindros comportam-se como um corpo rombudo com uma frequência de despreendimento de vórtices menor do que a de um único cilindro, em razão do aumento das camadas livres de cisalhamento, Fig. 1.2 (a).
- Em pequenos espaçamentos,  $1,0 < p/d < 1,2$ , mantém-se o comportamento de corpo rombudo, entretanto, a alta quantidade de movimento do fluido que escoava através da fenda formada entre os cilindros faz com que haja um aumento da pressão a jusante dos cilindros, o que reduz o arrasto dos dois cilindros, Fig. 1.2 (b). No entanto, a frequência de despreendimento permanece a observada para o caso  $p/d = 1$ , com despreendimento de vórtices somente nas camadas de cisalhamento externas. Desta forma, observam-se três padrões: um

com esteira simétrica de vórtices formada e um escoamento de fenda orientado paralelamente ao eixo do escoamento; outro que possui um escoamento da fenda desviado, embora uma esteira de vórtices simples ainda seja visualizada (padrão mais comum); e um terceiro que apresenta um escoamento não significativo no interior da fenda.

– Em razões de espaçamento intermediárias ( $1,2 < p/d < 2,2$ ) identifica-se no escoamento a formação de duas esteiras atrás dos cilindros, uma esteira larga atrás de um dos cilindros e uma esteira estreita atrás do outro, Fig. 1.2 (b). A presença destas esteiras faz com que duas frequências dominantes de desprendimento de vórtices sejam originadas: uma mais alta relacionada à esteira estreita, e outra mais baixa está associada à esteira larga. O escoamento que passa pela fenda é desviado na direção da esteira mais estreita. Denomina-se fenômeno biestável (*bistable*), de acordo com a literatura técnica, ao padrão de escoamento desviado que sofre uma mudança intermitente, sendo orientado ora na direção de um cilindro, ora na direção do outro. Este fenômeno é considerado uma propriedade intrínseca do escoamento e é independente do número de Reynolds, não sendo relacionado a desalinhamentos entre os cilindros ou qualquer outra influência externa.

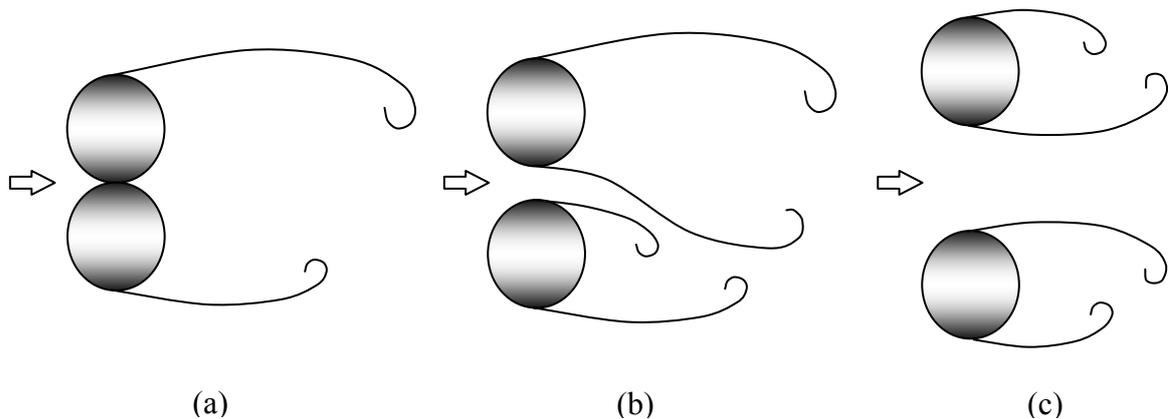


Figura 1.2 – Modos de escoamento para dois cilindros dispostos lado a lado: (a) cilindros em contato, (b) razão  $p/d$  intermediária, (c) alta razão  $p/d$  (adaptado de De Paula, 2008).

Para Peschard e Le Gal, 1996, o comportamento biestável não é intrínseco ao escoamento, mas sim associado a perturbações turbulentas na entrada do escoamento.

Para as demais razões de espaçamento,  $p/d > 2,2$ , o escoamento se dá na direção da corrente principal e o arranjo tem um comportamento de dois corpos rombudos isolados, onde uma interação ou sincronização é identificada na esteira, normalmente na forma de vórtices em oposição de fase.

Segundo Kim e Durbim, 1988, a transição entre dois estados assimétricos é randômica. Para os autores, a escala de tempo entre transições é da ordem de  $10^3$  vezes maior do que o período de desprendimento de vórtices. Ainda foi observado a diminuição dos intervalos de tempo médios entre as trocas com o aumento do número de Reynolds e que o número de Strouhal torna-se independente do número de Reynolds nessa faixa ( $2,2 \times 10^3$  a  $6,2 \times 10^3$ ), não havendo relação entre o desprendimento de vórtices e trocas que caracterizam o fenômeno biestável.

Guillaume e LaRue, 1999, definem termos que descrevem cada um dos três tipos de comportamento biestável, o *quase estável*, comportamento onde o modo do escoamento não varia com o tempo e perturbações de grande amplitude podem causar trocas nos valores médios das esteiras, mas os valores novos continuam os mesmos até que outra grande perturbação seja aplicada; a *troca espontânea (flopping)*, onde os valores médios do escoamento observados alternam ao longo do tempo entre um valor alto e outro baixo caracterizando os dois modos de escoamento, mesmo que nenhuma perturbação seja aplicada; e a *troca forçada*, que são trocas oriundas de uma grande perturbação aplicada.

Sumner et al., 1999, realizaram um estudo do escoamento em torno de dois e três cilindros dispostos lado a lado transversalmente ao escoamento, para razões de espaçamento entre 1 e 6 e número de Reynolds na faixa entre 500 e 3000. No experimento para dois cilindros, não foi identificado o fenômeno biestável. O não aparecimento da biestabilidade foi atribuído à combinação dos efeitos do pequeno grau de desalinhamento dos cilindros e efeitos experimentais como as razões de aspecto e bloqueio, sendo esta última de 13%. Dentro do escoamento desviado, foram encontrados dois picos no espectro de frequência. O único padrão de escoamento encontrado no processo de desprendimento de vórtices foi uma sincronização em oposição de fase.

Zhou et al., 2002, estudaram a respeito da esteira turbulenta de dois cilindros posicionados lado a lado em termos dos campos de velocidade e temperatura, para a razões de espaçamento  $p/d$  entre 1,5 e 3,0. Os resultados obtidos foram comparados com a esteira de um único cilindro. Foram encontrados nos espectros apenas um pico de frequência, que corresponde a um número de Strouhal de 0,11, para  $p/d = 1,5$  e  $S = 0,21$  para  $p/d = 3,0$  e para um cilindro isolado. Os autores atribuíram ao extremo estreitamento da fenda, o fato de apenas uma frequência, e não duas, ser medida. Uma fenda entre os cilindros muito estreita pode inibir a geração de vórtices internos e os cilindros passam a se comportar como um único corpo com apenas uma esteira de vórtices gerada.

Xu et al, 2003, analisam os efeitos do número de Reynolds na estrutura do escoamento em torno dois cilindros posicionados lado a lado na seção transversal do escoamento, com razões de espaçamento  $p/d = 1,2$  a  $1,6$ . A faixa de números de Reynolds estudado é entre 150 e 14300. Foi observado que com o aumento do número de Reynolds, a estrutura do escoamento muda de uma única esteira de vórtices para duas esteiras, uma estreita e outra larga, para a mesma razão de espaçamento.

Akbari e Price, 2005, em suas simulações numéricas do escoamento sobre dois cilindros circulares para diferentes configurações de cilindros desalinhados e com número de Reynolds de 800, determinaram cinco padrões de escoamento distintos, mas não se identificou a presença do fenômeno biestável.

No estudo experimental de Alam e Sakamoto, 2005, foram investigadas frequências de despreendimento de vórtices em pares de cilindros alinhados com diferentes ângulos em relação ao escoamento e com razão de espaçamento entre 0,1 e 5. O fenômeno biestável foi identificado nessas diversas configurações.

Olinto, 2005, estudou o fenômeno biestável em escoamento em canal aerodinâmico sobre dois cilindros dispostos lado a lado, com número de Reynolds de  $3 \times 10^4$ , utilizando a técnica de anemometria de fio quente. Os cilindros utilizados proporcionaram uma razão de bloqueio de 33%. Neste estudo foi observada a presença marcante da biestabilidade nas medições com as sondas mais próximas aos cilindros (até  $x/d = 0,93$ , sendo “x” a distância da sondas à geratriz dos cilindros). Nas medições feitas na razão de distância maior ( $x/d = 2,18$ ) não se identificou o padrão biestável, mostrando que a partir de uma certa distância, as sondas medem a velocidade no interior da mesma esteira (larga), na presença de um escoamento de fenda desviado. Ainda neste trabalho, visualizações de escoamento, no qual injeção de tinta foi utilizada, mostraram a bidimensionalidade deste processo, pois dentro da fenda estreita nenhuma variação no plano vertical é sofrida pelo escoamento .

Alam e Zhou, 2007, analisam o escoamento em torno de dois cilindros posicionados lado a lado, na transversal do escoamento, para razões de espaçamentos pequenas ( $1,1 < p/d < 1,2$ ) com um número de Reynolds de  $4,7 \times 10^4$ . Duas estruturas de escoamento são identificadas em  $p/d = 1,1$  e  $1,2$ . O escoamento de fenda é altamente desviado e forma uma bolha de separação na região de base de um dos cilindros em  $p/d = 1,1$ . Nesta razão de espaçamento, o coeficiente de sustentação sofre uma mudança repentina. Já em  $p/d = 1,2$  a bolha de separação não é formada. Em  $p/d = 1,13$  há dois tipos de mudanças descontínuas na estrutura do escoamento: uma é devido à mudança do escoamento da fenda de um lado para o

outro, e a outra é devido ao estouro da bolha de separação, o que resulta em quatro modos de escoamentos distintos.

De Paula 2008, identificou a presença do fenômeno biestável para dois tubos, para razões de espaçamento  $p/d = 1,26$  e  $1,6$ , com número de Reynolds entre  $1,85 \times 10^4$  e  $2,98 \times 10^4$ , utilizando a técnica de anemometria de fio quente. Diversas trocas de velocidade foram observadas durante todo o tempo de aquisição de dados. A visualização de escoamento com injeção de tinta mostra também o caráter bidimensional do escoamento.

### 1.3. Objetivos

O objetivo deste trabalho é realizar um estudo experimental acerca dos efeitos que a razão de bloqueio provoca no escoamento sobre:

- um cilindro, onde se estudará qual a influência da razão de bloqueio sobre o número e Strouhal, analisando os fenômenos que podem originar tal influência;
- dois cilindros colocados lado a lado, com o intuito de estudar o comportamento do fenômeno biestável diante dos efeitos da razão de bloqueio e a maneira como se dá essa relação;

Também se inclui a análise das características do escoamento para ambas configurações a partir de funções estatísticas, espectrais e de transformadas de ondaletas.

## **2 METODOLOGIA**

### **2.1. Ferramentas matemáticas**

O presente estudo experimental, que envolve o efeito de bloqueio sobre o Número de Strouhal e o fenômeno da biestabilidade, foi realizado a partir da aquisição de séries temporais de velocidade. Estas séries são adquiridas com um comprimento e uma frequência de amostragem adequadas para uma análise mais concisa das características que envolvem o tema estudado.

As ferramentas matemáticas utilizadas neste trabalho para o tratamento de dados consistem na Transformada de Fourier e na Transformada de Ondaletas. A Transformada de Fourier permite uma análise espectral, com o uso da função densidade de potência espectral (PSD – Power Spectral Density), mediante uso do algoritmo de Welch [Welch, 1967]. Tal transformada é adequada a sinais estacionários. Já a Transformada de Ondaletas é utilizada para uma análise conjunta no domínio do tempo, frequência e energia, a partir do uso de espectrogramas. Esta transformada surge como uma importante ferramenta matemática para tratamento de sinais não-estacionários [Indrusiak, 2004], onde a transformada de Fourier torna-se ineficaz.

Uma análise estatística também é realizada envolvendo cálculo dos quatro momentos da função de densidade de probabilidade: valor médio, variância, assimetria e planicidade da distribuição. A partir da variância, determina-se o desvio padrão, o qual será apresentado na análise.

Fez-se uso do software Matlab®, versão 5.3, e seus pacotes de ferramentas para a análise de sinais, tratamento estatístico e ondaletas.

#### **2.1.1. Análise Espectral de Fourier**

A análise espectral consiste em uma modificação da análise de Fourier, sendo mais adequada para funções randômicas do que para funções determinísticas. Para uma determinação do comportamento espectral da turbulência, os sinais são representados no domínio da frequência por meio do espectro de potência, que é definido segundo Bendat e

Piersol, 1971 como a razão de variação do valor quadrático médio de uma função genérica  $x(t)$  em relação a frequência  $f$ . Sua representação é dada por

$$P_{xx}(f) = \frac{1}{BeT} \int_0^T x^2(f, Be, t) dt \quad (2.1)$$

sendo  $T$  é um tempo adequado de observação e  $Be$  a largura de banda de frequências (resolução do espectro).

Formalmente, o espectro de potência é obtido a partir da transformada de Fourier de um sinal:

$$\hat{x}(f) = \frac{1}{2\pi} \int_0^T x(t) e^{-ift} dt \quad (2.2)$$

com  $x(t)$  sendo uma função contínua,  $e^{-ift}$  sendo funções periódicas de período  $2\pi$  e  $\hat{x}(f)$  os coeficientes de Fourier. Uma vez que os sinais obtidos a partir da análise experimental são discretos, a transformada discreta de Fourier é definida como:

$$\hat{x}(f) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{n=N} x(t_n) e^{-i\frac{n}{N}f2\pi} \quad (2.3)$$

Assim, o espectro de potência, que fornece a distribuição da energia de um sinal no domínio da frequência, avaliada sobre o intervalo completo de tempo, pode ser definido como:

$$P_{xx}(f) = |\hat{x}(f)|^2 \quad (2.4)$$

### 2.1.2. Análise por Ondaletas

A análise de ondaletas é empregada no tratamento de sinais não-estacionários, onde a análise de Fourier não é eficaz e não fornece informações válidas que envolvem distribuições de frequência e energia, variáveis no tempo. O uso da transformada de ondaletas supera esta dificuldade, pois a partir dela informações mais concisas dos sinais no domínio tempo-frequência são obtidas [Kaiser, 1994]. Alam e Sakamoto, 2005, comentam que a transformada

de Fourier fornece coeficientes espectrais médios, independentes do tempo, o que faz com que esses coeficientes se refiram somente ao domínio da frequência e sejam infinitamente distribuídos no domínio do tempo.

Ondaletas, derivado do francês *ondelettes*, são pequenas ondas que crescem e decaem em um período finito de tempo [Percival e Walden, 2000]. As ondaletas possuem bases compactas, o que as tornam adequadas para a análise de funções deste tipo.

Enquanto as transformadas de Fourier possuem bases constituídas por funções sinusoidais, as bases de ondaletas são geradas através de dilatações e translações de uma única função chamada de função ondaleta,  $\psi(t)$  com energia finita e média zero, ou seja,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^2(t) dt = 1 \quad (2.5)$$

e

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (2.6)$$

A base gerada por meio das dilatações e translações é dada por:

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right), \quad a,b \in \mathbf{R}, \quad a > 0 \quad (2.7)$$

onde  $a$  é a escala e  $b$  é a posição da ondaleta.

Uma outra função, denominada função escala,  $\phi(t)$ , é associada a cada ondaleta, satisfazendo a propriedade:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \phi(t) dt = 1 \quad (2.8)$$

A função escala também gera uma base por meio de dilatações e translações:

$$\phi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{a}} \phi\left(\frac{t-b}{a}\right), \quad a,b \in \mathbf{R}, \quad a > 0 \quad (2.9)$$

A utilização desta função escala implica a determinação dos coeficientes que representem a média ponderada do sinal nas escalas consideradas. Com as funções ondaletas

obtem-se oscilações, também ponderadas, em torno da média, nas mesmas escalas [Indrusiak, 2004].

A transformada contínua de ondaletas é uma convolução linear entre o sinal  $x(t)$  e a ondaleta  $\psi_{a,b}(t)$ , e é dada por:

$$\tilde{X}(a,b) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \psi_{a,b}(t) dt \quad (2.10)$$

O respectivo espectro de ondaletas, ou espectrograma é definido como:

$$P_{xx}(a,b) = |\tilde{X}(a,b)|^2 \quad (2.11)$$

Enquanto o espectro de Fourier nos fornece a energia distribuída para cada frequência sobre todo o domínio de tempo (Eq.(2.4)), no espectro de ondaletas a energia está relacionada a cada tempo e escala (ou frequência) (Eq.(2.11)). A esta representação da distribuição de energia de sinais não-estacionários sobre os domínios de tempo e frequência, chamamos de espectrograma.

A escolha da ondaleta mais adequada ao problema analisado é de extrema importância. Considera-se, evidentemente, a melhor ondaleta a que permite caracterizar o fenômeno da forma mais completa possível, envolvendo uma localização satisfatória e adequada no domínio de tempo e frequência. Neste trabalho, foram utilizadas a ondaleta de Morlet (morl) para os espectros contínuos e Daubechies 20 (db20) para as filtragens usando transformadas discretas, em função dos fenômenos estudados e das características procuradas.

A transformada contínua de ondaletas realiza uma análise geral da distribuição de energia do sinal em tempo e escala. Como os resultados, em análises de turbulência, são expressos em termos de frequências, pode-se fazer uma correspondência entre os valores dos coeficientes de escala ( $a$ ) e os respectivos valores de frequência, através de uma aproximação periódica por transformada de Fourier. A frequência correspondente a cada escala  $a$  é dada por

$$f_a = F_\psi \frac{f_s}{a} \quad (2.12)$$

onde  $F_\psi$  é pseudofrequência da ondaleta (frequência do módulo máximo da transformada de Fourier) e  $f_s$  é a frequência de aquisição ou amostragem.

Valores típicos de  $F_\psi$  são: 0,8125 (ondaleta de Morlet) e 0,6667 (ondaleta db20).

A transformada discreta de ondaletas é dada por:

$$D_{j,k} = \sum_t x(t) \psi_{j,k}(t) \quad (2.13)$$

e é uma sub-amostragem da transformada contínua ondaletas em escalas de potências de dois (diádicas), sem perda de informação, segundo Percival e Walden, 2000.

A Transformada discreta de ondaletas é obtida a partir da escolha de valores discretos para os coeficientes de escala ( $a$ ) e posição ( $b$ ), com uso de séries diádicas. Substituindo estes coeficientes nas Eq. (2.7) e (2.9), respectivamente, por  $2^j$  e  $k2^j$ , onde  $j$  e  $k$  são os coeficientes de dilatação e translação, obtém-se

$$\psi_{j,k}(t) = 2^{-j/2} \psi(2^{-j}t - k) \quad (2.14)$$

e

$$\phi_{j,k}(t) = 2^{-j/2} \phi(2^{-j}t - k) \quad (2.15)$$

O número de níveis de transformações que podem ser calculados é limitado pelo número de pontos da série temporal. Ao contrário da transformada de Fourier, na transformada de ondaletas, os coeficientes remanescentes são relacionados com as frequências mais baixas, que não são desprezados, incluindo o valor médio do sinal. Desta forma, a transformada discreta de ondaletas de uma série com  $2^N$  elementos é calculada até um nível conveniente  $J < N$  e as informações remanescentes correspondendo aos valores médios na escala  $2^J$  são dadas pela expressão:

$$C_J(t) = \sum_{k \in \mathbb{Z}} C_{J,k} \phi_{J,k}(t) \quad (2.16)$$

Para valores de  $J$  grandes o suficiente, a aproximação  $C_J(t)$  tende à média do sinal. Valores pequenos de  $J$  implicam que a aproximação será a média acrescida das flutuações das maiores escalas. Escolhendo  $J < N$  determina-se a frequência abaixo da qual não se tem interesse na análise.

Na transformada discreta de ondaletas, o cálculo dos vetores de coeficientes de detalhes e aproximações é realizado a partir de um algoritmo piramidal, que se baseia em filtros simétricos de quadratura.

A reconstrução do sinal original pode ser realizada ao se somar a última aproximação com todos os detalhes. Os detalhes possuem a informação perdida entre duas aproximações sucessivas.

As ondaletas contínuas permitem a observação de forma mais clara das características correspondentes aos sinais, já as ondaletas discretas necessitam, por sua vez, de menor tempo de computação e memória.

A transformada discreta de pacotes de ondaletas é utilizada para se determinar intervalos de frequência mais estreitos, resultando em um maior detalhe na análise do sinal. Considerando cada vetor de coeficientes de aproximação como uma série, pode-se fazer sua decomposição usando as mesmas funções ondaleta e escala. Assim, duas novas séries obtidas, possuindo a metade do intervalo de frequência da série original. Ao se aplicar esse esquema recursivamente para todos os níveis, gera-se uma árvore de ondaletas. Cada transformada de pacote de ondaleta é associada com um nível  $j$ . Esse nível decompõe o intervalo de frequência do sinal original em  $2^j$  intervalos de igual largura de banda. Portanto, somando-se todas as reconstruções do nível  $j$ , o sinal original pode ser reconstruído.

Indrusiak, 2004, realiza uma revisão mais abrangente dos fundamentos e da utilização das transformadas de ondaletas.

## 2.2. Seção de Testes e Procedimento Experimental

O estudo experimental aplicado no presente trabalho consiste em medir a velocidade média e as flutuações de velocidade do ar ao passar por um cilindro e por um arranjo de dois cilindros dispostos lado a lado, através da técnica de anemometria de fio quente em um canal aerodinâmico. Desta forma, foram obtidas séries temporais de velocidade que, com o uso das ferramentas matemáticas já citadas possibilitam uma análise quantitativa dos resultados.

O canal, de circuito aberto, possui uma seção de testes retangular com dimensões internas de  $193\pm 1$  mm de largura por  $146\pm 1$  mm de altura, confeccionada de placas de acrílico transparente. O ar, que é impelido por um ventilador centrífugo de 0,75 kW, passa por um difusor e em seguida por dispositivos homogeneizadores de fluxo do tipo grade, colméia e tela, até atingir a seção de testes. Um tubo de Pitot e um sensor de temperatura estão fixados a 180 mm a montante da seção de testes. Com o tubo de Pitot e um manômetro eletrônico, consegue-se medir a velocidade de referência do escoamento não perturbado. Os cilindros estão posicionados entre 320 e 220 mm do final do canal. Os experimentos são realizados em um ambiente climatizado, com temperatura constante de 24 °C. A jusante da seção de testes, no plano médio do canal, está fixada uma barra de acrílico que permite o posicionamento de dois suportes para sondas de anemometria de fio quente, para o ensaio de dois tubos lado a lado. Para um tubo, o suporte da sonda é colocado em um posicionador com mobilidade horizontal e vertical com precisão milimétrica. O canal possui um comprimento total, após os dispositivos uniformizadores de fluxo, de 1,02 m. A Fig. 2.3 ilustra as dimensões do canal aerodinâmico utilizado nas medições. A intensidade de turbulência na seção de testes do canal é inferior a 1% da velocidade de corrente livre, de acordo com os resultados obtidos por Endres, 1997.

A velocidade do ar no interior do canal livre (sem tubos) varia de 0 a 15 m/s e é controlada através de um inversor de frequência, que regula a rotação do motor elétrico do ventilador centrífugo.

A partir da técnica de anemometria de fio quente a temperatura constante (*CTA - Constant Temperature Anemometry*), as flutuações de velocidade do escoamento são medidas, por intermédio de um equipamento DANTEC *StreamLine* 90N10. Duas sondas simples de fio reto, modelo DANTEC 55P11, foram utilizadas nos experimentos em dois tubos, sempre posicionadas lado a lado. Para um tubo usou-se apenas uma sonda. As sondas são posicionadas na horizontal, tanto uma quanto as duas juntas.

As séries de dados de velocidade são adquiridas por intermédio de uma placa conversora analógico/digital (A/D), modelo NATIONAL INSTRUMENTS 9215, com interface USB e 4 canais simultâneos de entrada analógica, com resolução de 16 bits ( $2^{16} = 65536$  níveis) e operando na faixa de tensão de  $\pm 10$  V, controlada por um computador pessoal. O aplicativo utilizado para ajuste e configuração dos parâmetros das sondas e para a aquisição dos dados é o *StreamWare*, versão 3.4, próprio da DANTEC.

A calibração das sondas de fio quente é realizada no interior do canal aerodinâmico, com o emprego de um dispositivo que proporciona uma redução gradual da seção transversal do canal. Informações mais detalhadas sobre a calibração das sondas de fio quente em canal aerodinâmico constam no Anexo B.

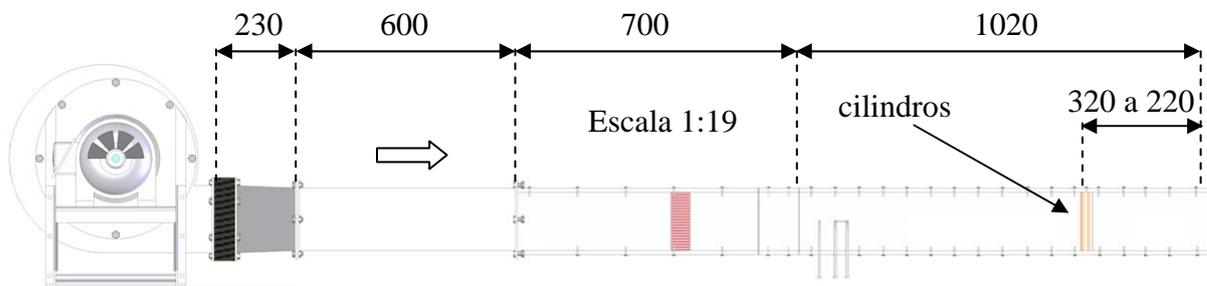


Figura 2.1 – Principais dimensões do canal aerodinâmico. Dimensões em [mm] (Adaptado de De Paula, 2008).

A Fig. 2.2 mostra os detalhes do posicionamento da sonda de anemometria de fio quente, no escoamento em torno de um cilindro, para medição das séries temporais de velocidade. De posse das frequências de despreendimento de vórtices determinadas dos espectros de potência dos sinais obtidos, podemos calcular o número de Strouhal para cada cilindro analisado.

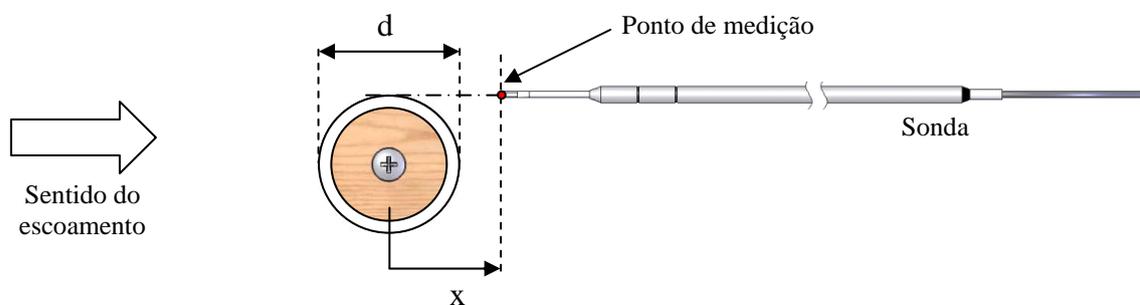


Figura 2.2 – Geometria de um cilindro e o posicionamento da sonda utilizada no experimento (Adaptado de De Paula, 2008).

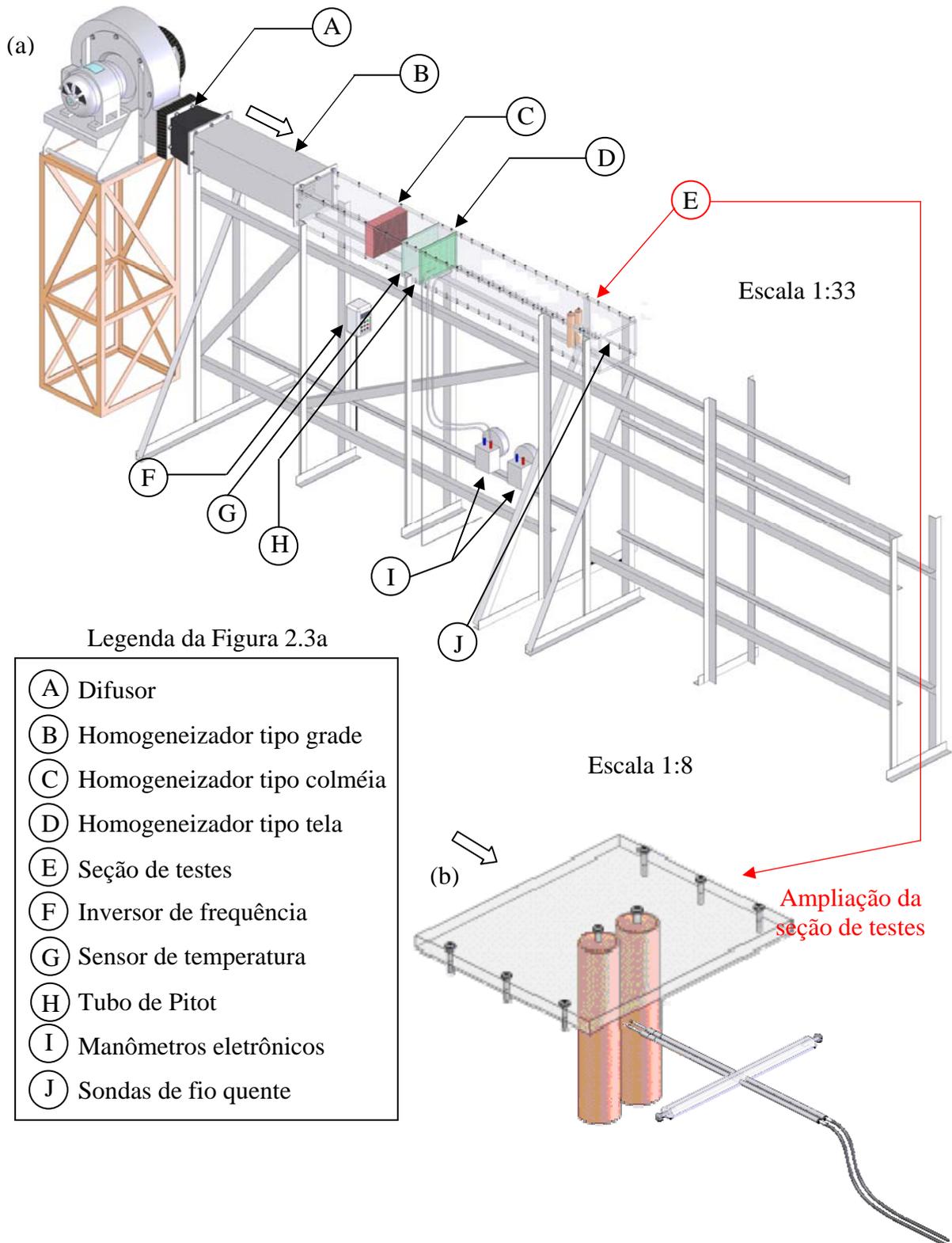


Figura 2.3 – Ilustrações esquemáticas: (a) canal aerodinâmico, (b) seção de testes (Adaptado de De Paula, 2008).

A presença do fenômeno da biestabilidade e os efeitos de bloqueio do escoamento foram estudados a partir da análise de séries temporais de velocidade obtidas no canal aerodinâmico para a geometria de dois cilindros dispostos lado a lado. O escoamento biestável é melhor detectado pelo desvio da porção de fluido que emerge da fenda entre os dois tubos. Assim, uma das formas de se medir o efeito biestável experimentalmente nesta configuração é se posicionando duas sondas de fio quente nas linhas tangentes às geratrizes internas dos dois tubos, conforme Fig. 2.4. As sondas identificadas como sonda 1 e sonda 2 mediram, respectivamente, as velocidades  $V_1$  e  $V_2$ . A posição “x” da sonda foi escolhido de acordo com o melhor sinal de turbulência obtido através de um osciloscópio, logo, uma razão proporcional  $x/d$  para cada um dos cilindros ou pares de cilindros não foi estabelecida em virtude de se observar um sinal não tão intenso no osciloscópio o que tornaria a medição pouco eficaz diante dos vários diâmetros analisados.

As razões de espaçamento estudadas são de  $p/d = 1,26$  e  $p/d = 1,6$ , onde “p” é o passo ou a distância entre os centros dos cilindros e “d” seus diâmetros.

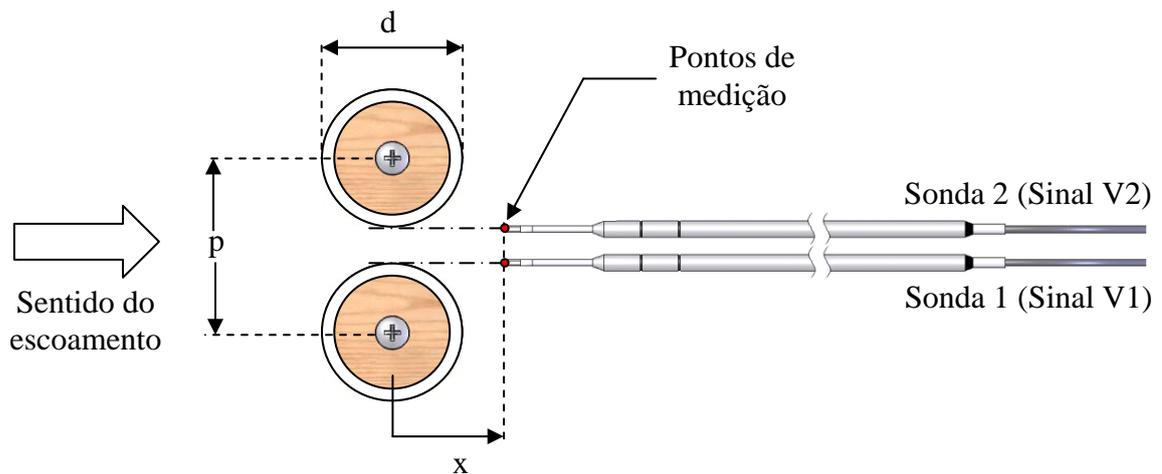


Figura 2.4 – Geometria de dois cilindros dispostos lado a lado e o posicionamento das sondas utilizadas no experimento (Adaptado de De Paula, 2008).

### **3. RESULTADOS**

#### **3.1. Parâmetros de medição e de aquisição**

Serão apresentados os resultados referentes às medições de velocidade realizadas para um tubo e no arranjo de dois tubos dispostos lado a lado em canal aerodinâmico, todas realizadas no plano médio longitudinal. Nas medições de escoamento em torno de um cilindro, foram utilizados tubos cujos diâmetros variam de 9,5 a 60 mm. A razão de bloqueio para este caso varia entre 4,92 e 31,09%. No estudo do escoamento para dois cilindros lado a lado, as razões de espaçamento utilizadas foram  $p/d = 1,26$  e  $p/d = 1,6$ , onde “p” é a distância entre os centros dos dois cilindros e “d” é o diâmetro destes. Os diâmetros escolhidos variam entre 4,5 e 60 mm. Nesta configuração, a razão de bloqueio no canal varia entre 4,66 e 62,18%.

Os números de Reynolds no canal aerodinâmico variam de  $2,99 \times 10^3$  a  $5,57 \times 10^4$  para um cilindro e  $3,72 \times 10^3$  a  $7,61 \times 10^4$  para dois cilindros. Estes valores estão baseados na velocidade média do escoamento não perturbado (velocidade característica) e no diâmetro de cada um dos cilindros (comprimento característico).

As frequências de aquisição das séries de velocidade escolhida dependem da disponibilidade dos filtros para frequência de corte, segundo o critério de Nyquist (Neto e Mansur, 2002) para se evitar o dobramento das altas frequências no espectro. A frequência de aquisição escolhida e que melhor permitiu identificar as principais características do escoamento para um tubo e o arranjo de dois tubos foi a de 3000 Hz, à exceção da medição para um cilindro de 60 mm, onde se usou uma frequência de aquisição de 1000 Hz, em função da melhor resolução do espectro de Fourier para este caso, o que possibilitou uma análise um tanto mais clara na comparação com os demais cilindros. Os tempos de aquisição dependem do número de elementos da amostra. Por exemplo, no espectro de potência, a escolha correta destes parâmetros fornece condições para que os valores da largura de banda (resolução de frequência) e do erro médio estatístico sejam adequados pra a análise espectral. Neste trabalho, o número de pontos escolhido foi de 131072 ( $2^{17}$ ) pontos, para dois cilindros.

### 3.2. Resultados para o escoamento em torno de um cilindro

As Fig. 3.1(a), (b), (c) e (d) apresenta os espectros de turbulência (espectros de Fourier) para os cilindros de 9,5 mm, 32 mm, 50 mm e 60 mm, para a velocidade de referência da ordem de 15 m/s, cujas frequência de desprendimento de vórtices são 333,9 Hz, 105,5 Hz, 70,3 Hz e 60,6 Hz. O número de Strouhal atingiu os valores de 0,213, 0,228, 0,242 e 0,251, respectivamente, valores estes que apresentaram maior variação no número de Strouhal

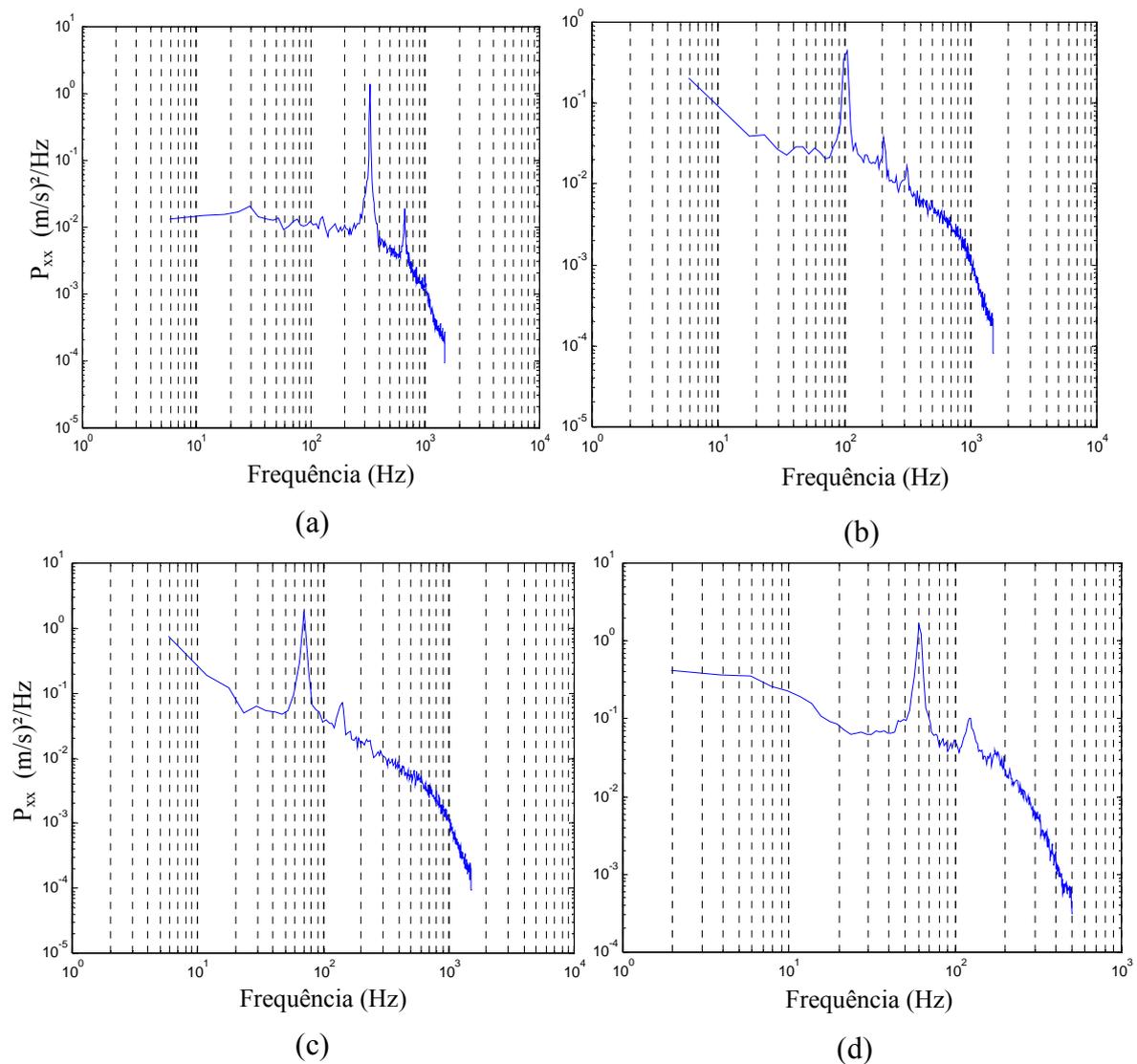


Figura 3.1 – Espectro de Fourier para: (a) cilindro de 9,5 mm e  $Re = 8,910 \times 10^3$ , (b) cilindro de 32 mm e  $Re = 2,9941 \times 10^4$ , (c) cilindro de 50 mm e  $Re = 4,6637 \times 10^4$  e (d) cilindro de 60 mm e  $Re = 5,5693 \times 10^4$ .

Percebe-se em todos os espectros mostrados na Fig. 3.1, não somente o pico de frequência de desprendimento de vórtices, mas também pelo menos o do seu primeiro harmônico. Isto significa que o posicionamento da sonda foi tal que a mesma foi capaz de captar também esses harmônicos evidenciando grandes concentrações de energia em mais de uma região do vórtice. Mesmo com o aumento da razão de bloqueio, verificaram-se tais harmônicos. O entendimento do aparecimento destes harmônicos ainda não é claro. Uma das interpretações associa aos pontos do redemoinho no vórtice captados pela sonda, onde a mesma capta não só a frequência, de desprendimento, mas também a segunda frequência no redemoinho do outro vórtice, primeiro harmônico, e assim sucessivamente, conforme mostra a Fig. 3.2.

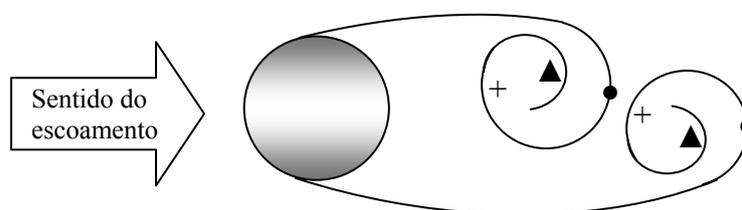


Figura 3.2. Possível configuração dos harmônicos de frequência antes do desprendimento de vórtices. ●Frequência de desprendimento, +Frequência do primeiro harmônico, ▲Frequência do segundo harmônico.

A Tabela 3.1 mostra os valores obtidos para a frequência de desprendimento dos vórtices, do número de Strouhal e do número de Reynolds associados aos tubos estudados e sua respectiva razão de bloqueio.

Esses dados já nos mostram a tendência do aumento do número de Strouhal com a razão de bloqueio. Essa constatação é mais clara na Fig. 3.3, para cada velocidade de referência. As velocidades escolhidas foram valores próximos de 5, 10 e 15 m/s. A faixa do número de Reynolds está entre  $10^3$  e  $10^4$ . O cilindro de diâmetro 9,5 mm apresentou, para os três valores de velocidade estabelecidos, pequenas flutuações do número de Strouhal padrão para um cilindro, que é de 0,21, escolhido como referência para comparação. As variações mais evidentes ficam mais visíveis a partir da utilização dos cilindros de 32 mm.

A Fig. 3.3 também mostra a concordância com Roshko, 1954, em que o número de Strouhal decresce para baixos números de Reynolds e razões de bloqueios baixas.

Tabela 3.1. Dados de velocidade, número de Reynolds, frequência de desprendimento de vórtices, razão de bloqueio e número de Strouhal

Diâmetro do Cilindro (mm)	Velocidade de Referência (m/s)	Número de Reynolds	Frequência de Desprendimento de Vórtices (Hz)	Razão de Bloqueio	Número de Strouhal
9,5	4,86	2996	99,6	4,92 %	0,195
	10,14	6170	222,7		0,209
	14,87	8910	333,9		0,213
16	4,85	4986	61,5	8,29 %	0,203
	10,14	10359	128,9		0,203
	14,88	15058	199,2		0,214
25	4,83	7719	41	12,95%	0,213
	10,10	16069	87,9		0,218
	14,76	23250	128,9		0,218
32	4,82	9874	35,2	16,58 %	0,233
	10,08	20553	70,3		0,223
	14,81	29941	105,5		0,228
40	4,78	12415	29,3	20,73%	0,245
	9,99	25827	58,6		0,235
	14,65	37578	82		0,224
50	4,76	15495	23,4	25,91%	0,246
	9,95	32182	46,9		0,236
	14,53	46637	70,3		0,242
60	4,72	18365	19,5	31,09%	0,248
	9,87	38312	41		0,249
	14,46	55693	60,6		0,251

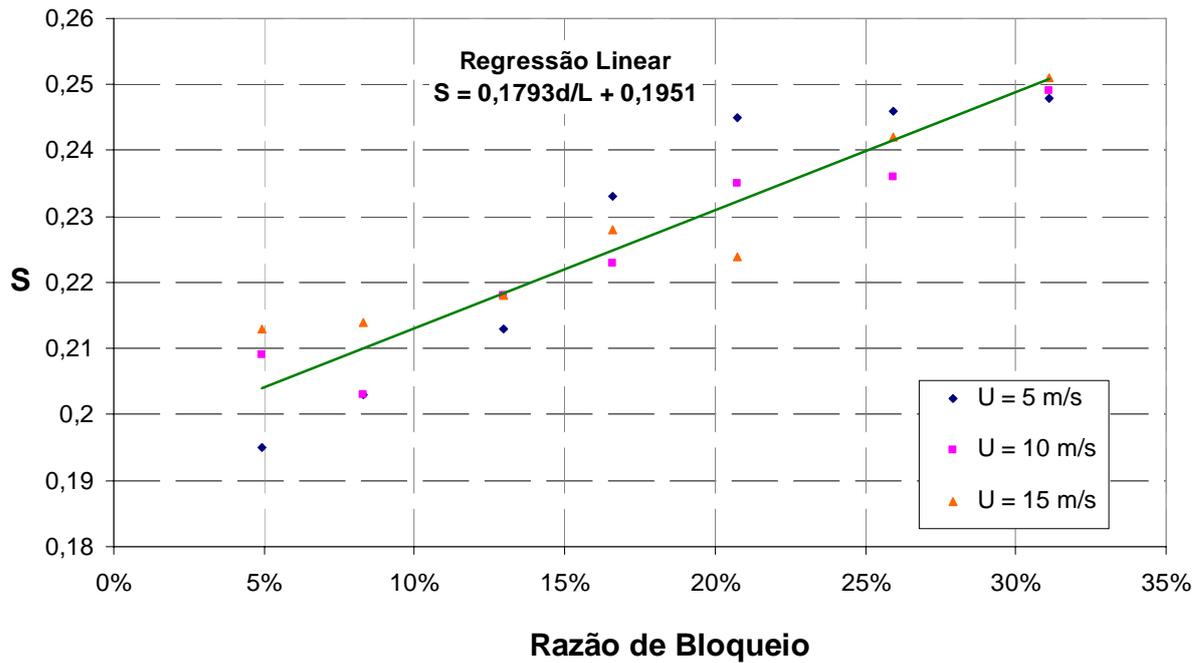


Figura 3.3 – Gráfico do Número de Strouhal em Função da Razão de Bloqueio para as velocidades de referência de 5, 10 e 15 m/s.

A Fig. 3.3 apresenta também uma linha de tendência feita a partir de uma regressão linear de todos os pontos. De acordo com a regressão realizada a partir dos dados obtidos das medições, podemos dizer que o número de Strouhal ( $S$ ) varia linearmente com a razão de bloqueio ( $d/L$ ) de acordo com a equação

$$S \cong 0,179 \frac{d}{L} + 0,195 \quad (3.1)$$

onde se fez um truncamento na terceira casa decimal. A Eq. 3.1 é uma aproximação que permite analisar o comportamento do número de Strouhal para com o razão de bloqueio na faixa de números de Reynolds utilizada no trabalho.

Anagnostopoulos, 1996, obteve variações do número de Strouhal em seu estudo numérico de razão de bloqueio envolvendo um cilindro. Em seu trabalho, ele obteve os valores do número de Strouhal de 0,166, 0,191 e 0,224, respectivamente para as razões de bloqueio de 5, 15 e 25%, com o número de Reynolds,  $Re = 106$ . Comparando ao presente trabalho, são valores mais baixos, para o menor valor do número de Reynolds utilizado, porém já mostram o aumento do número de Strouhal com o aumento da razão de bloqueio.

Outro trabalho que mostrou o aumento do número de Strouhal com a razão de bloqueio foi do de Indrusiak e Möller, 2011, onde o número de Strouhal 0,222 foi encontrado, para uma razão de bloqueio de 16,5% e número de Reynolds de  $3 \times 10^4$ . Este valor para o número de Strouhal se aproxima bastante do obtido neste trabalho nas mesmas condições, onde se obteve o valor de 0,228.

A relação entre o número de Strouhal e o número de Reynolds para cada razão de bloqueio estudada é mostrada na Fig. 3.4. Ela nos indica o aumento do número de Strouhal com aumento da razão de bloqueio a partir do tubo de 32 mm, com 16,58 % de bloqueio.

Segundo Zdravkovich, 2003, razões de bloqueio entre 10 e 60% já modificam o escoamento. Esta faixa é justamente a analisada neste trabalho, à exceção dos cilindros de 9,5 e 15 mm, que correspondem a uma razão de bloqueio menor do que 10%, que por sua vez podem ser ignorados. Desta forma, confirma-se a influência da razão de bloqueio no número de Strouhal, causando seu aumento. O fato de se ter menos espaço para formação de vórtices, em função do bloqueio, faz com que diminua a frequência de desprendimento de vórtices, aumentando o tempo, que estes necessitam para se desprender. Quanto maior for este tempo, maior será o reflexo no número de Strouhal.

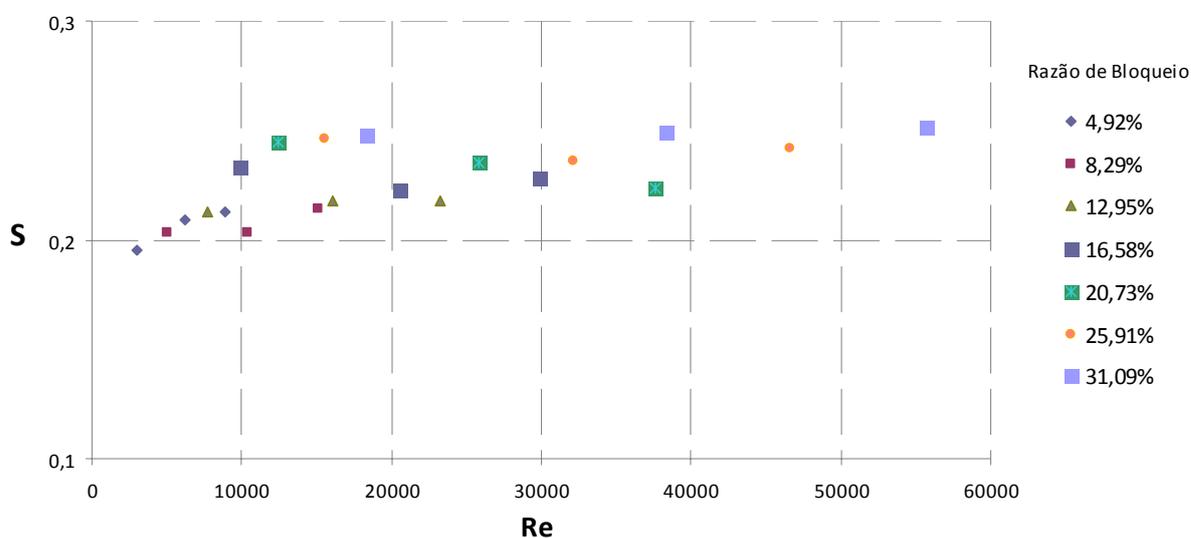


Figura 3.4 – Gráfico do Número de Strouhal em função do número de Reynolds para cada razão de bloqueio estudada.

Um perfil de velocidade foi obtido, através do uso de um tubo de Pitot, com o intuito de se analisar o comportamento da distribuição da velocidade desde a parede do canal aerodinâmico até a linha tangente à geratriz de cada um dos cilindros. A Fig. 3.5 mostra estes perfis para os diferentes cilindros utilizados neste trabalho, assim como para o canal livre.

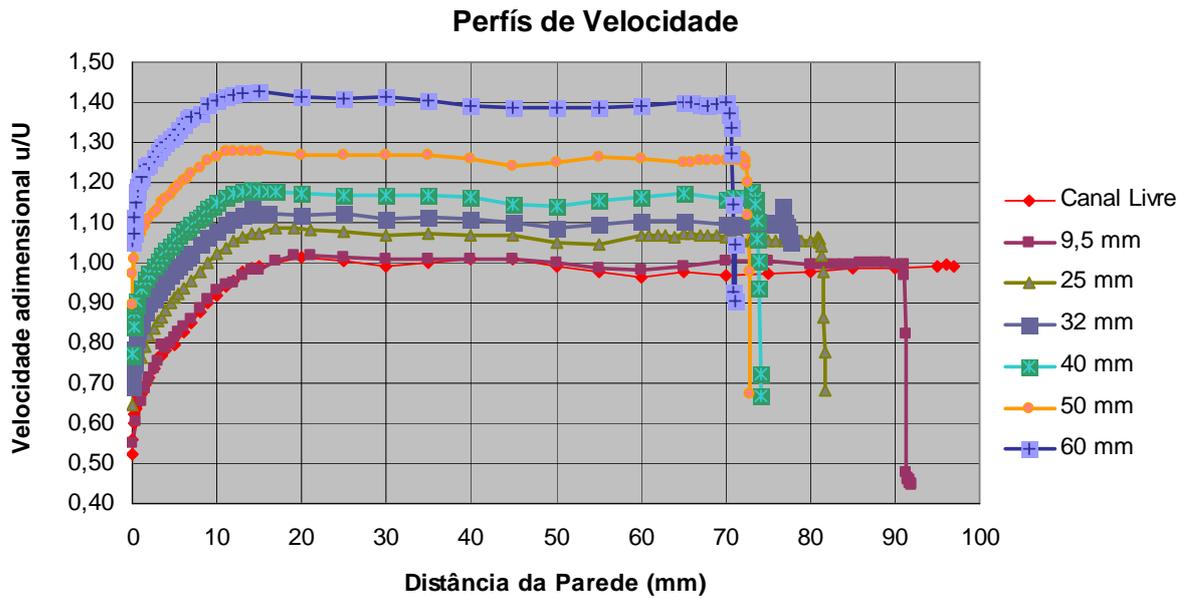


Figura 3.5 – Perfis de velocidade para o canal livre e para os cilindros utilizados

De acordo com a Fig. 3.5, o bloqueio pode ter influenciado de tal forma que, à medida que foram colocados os cilindros de maior diâmetro, houve uma diminuição da altura da camada limite junto à parede. Além disso, a velocidade foi aumentando na região externa à camada limite dos cilindros, com o aumento da razão de bloqueio. Este comportamento, que influencia na distribuição de velocidade, foi previsto por Žukauskas, 1972. As quedas dos valores de velocidade para cada cilindro nas distâncias maiores estão associadas ao posicionamento do tubo de Pitot em contato com cada cilindro.

Os espectrogramas de ondaletas foram calculados utilizando a transformada contínua de ondaletas e possibilitam analisar o comportamento das frequência de desprendimento de vórtices ao longo do tempo. As Fig. 3.6 (a), (b), (c) e (d) mostram um gráfico plano da frequência em função do tempo para os mesmos espectros de turbulência da Fig. 3.1. Nesta representação pode-se ver o comportamento da frequência com o tempo, assim como a faixa de maior energia onde se encontra a frequência de desprendimento de vórtices. De acordo com o diâmetro dos cilindros foram obtidas diferentes escalas de energia e frequência.

Visando uma melhor visualização, a Fig. 3.7 e a Fig. 3.8 mostram os mesmos espectrogramas, só que num intervalo menor de tempo e frequência a fim de detalhar a distribuição de energia antes apresentada. Os intervalos têm a duração de 10 segundos, que correspondem no intervalo entre 15 e 25 segundos do espectrograma da Fig. 3.6.

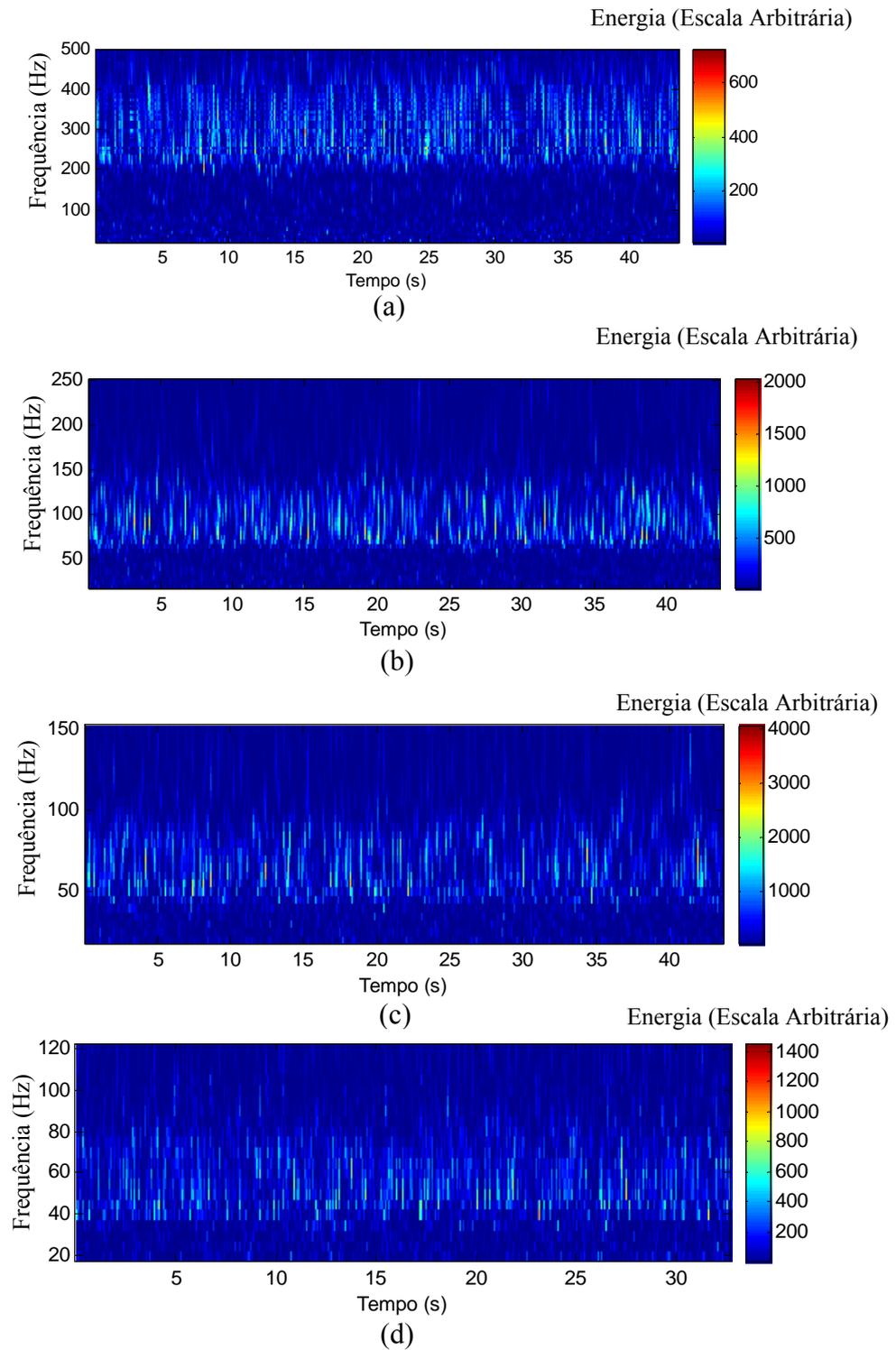


Figura 3.6 – Espectro de ondaletas para a esteira de vórtices para: (a) o cilindro de 9,5 mm (4,92% de bloqueio), (b) o cilindro de 32 mm (16,58% de bloqueio), (c) o cilindro de 50 mm (25,91% de bloqueio) e (d) o cilindro de 60 mm (31,09 % de bloqueio).

Nas Fig. 3.7 (a), (b) e Fig. 3.8 (a) e (b), vê-se com mais clareza a faixa da concentração de maior energia, sendo os tons mais claros os de energia mais baixa e os mais avermelhados os de energia mais alta. A região de maior concentração de energia está associada às frequências da esteira. A influência da razão de bloqueio foi inversa, uma vez que a frequência de desprendimento de vórtices diminuiu com o aumento da razão de bloqueio, em função do aumento do diâmetro, diminuindo, por consequência, os valores de frequência onde há a concentração de energia.

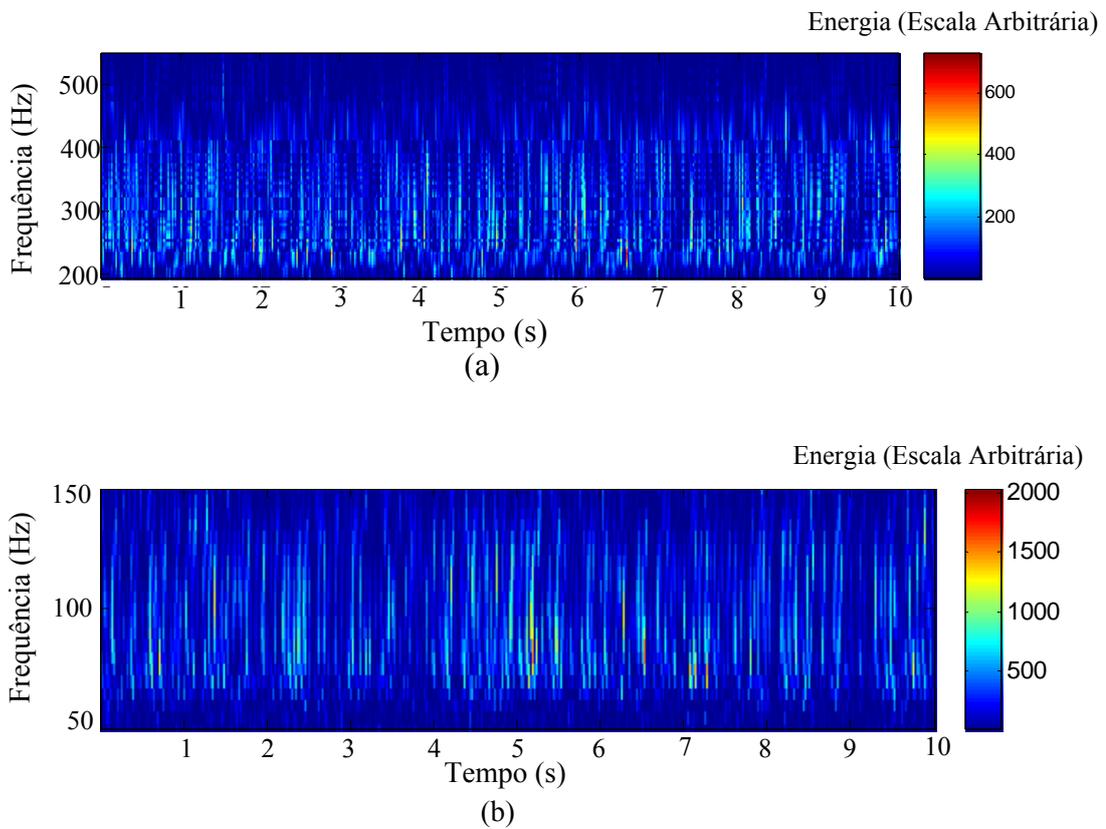


Figura 3.7 – Espectro de ondaletas detalhado para a esteira de vórtices para: (a) o cilindro de 9,5 mm e (b) o cilindro de 32 mm.

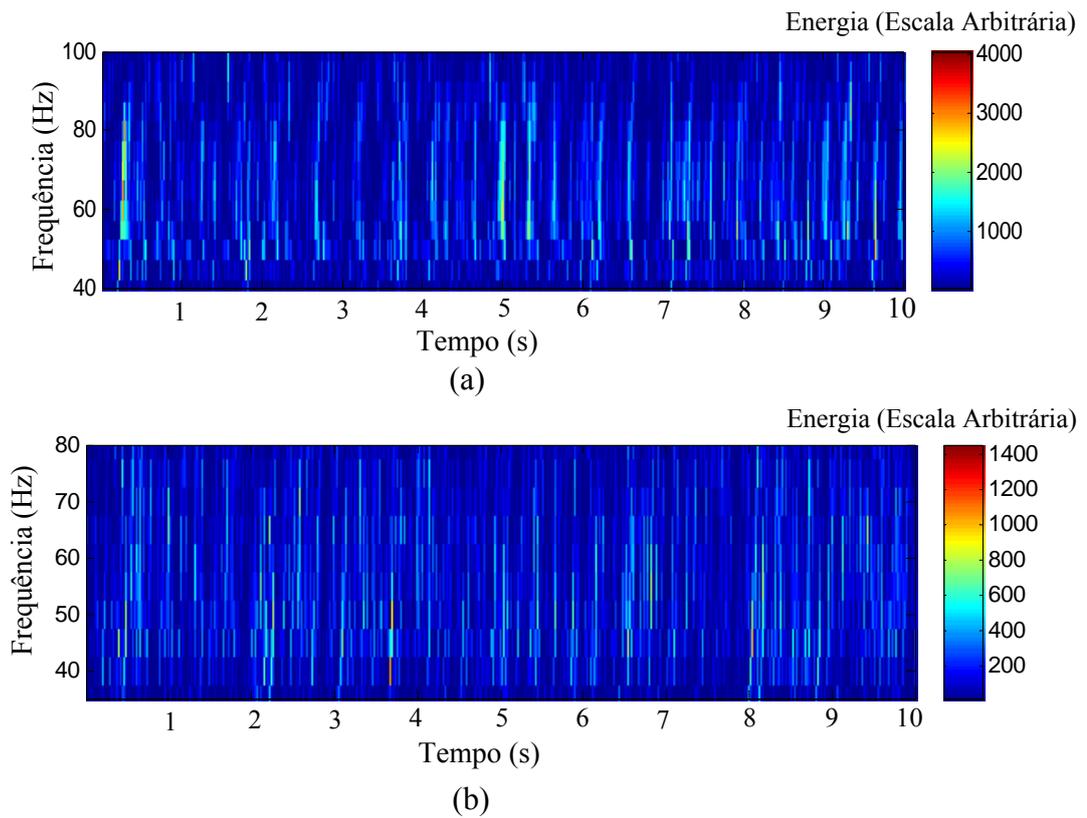


Figura 3.8 – Espectro de ondaletas detalhado para a esteira de vórtices para: (a) o cilindro de 50 mm e (b) o cilindro de 60 mm.

### 3.3. Resultados para Escoamento em Dois Cilindros: Razão de Espaçamento $p/d = 1,26$

A Fig. 3.9 mostra os sinais de velocidade instantânea obtidos para o cilindro com diâmetro 4,5 mm. O número de Reynolds do experimento é de  $4,2 \times 10^3$  e a velocidade de referência é de 14,6 m/s. A razão de bloqueio para esse arranjo foi de 4,66 %. Ao longo de toda esta série, não se identifica o fenômeno da biestabilidade. A Fig. 3.10 mostra a reconstrução de aproximação (Eq. 2.16) dos sinais através de transformada discreta de ondaletas Db20 nível 9 (frequências de até 2,93 Hz). Nota-se nitidamente, a partir da reconstrução, que não houve trocas, com as velocidades de cada sonda nos patamares de 1,5 e 4,5 m/s.

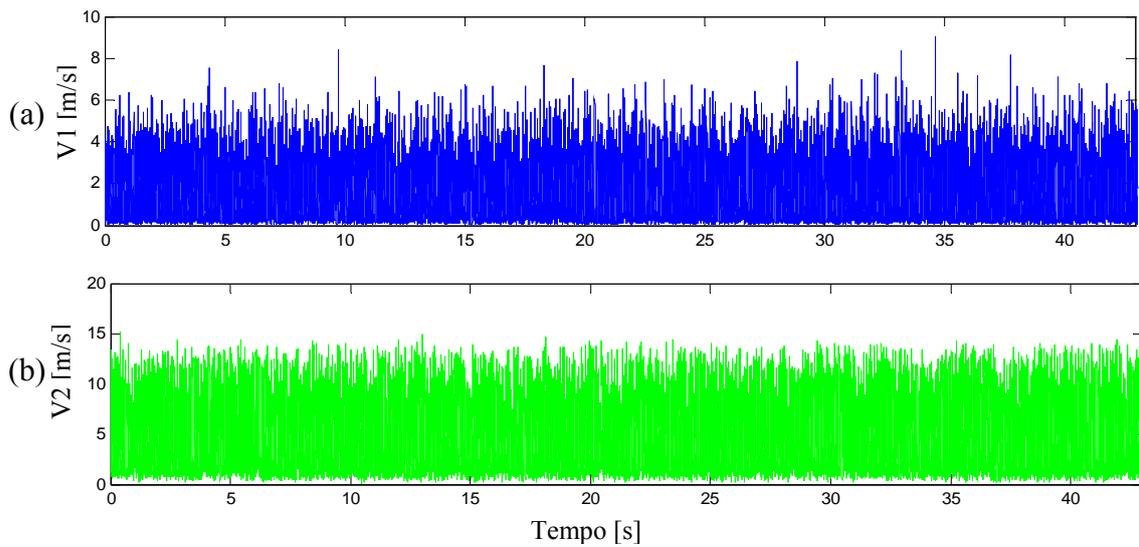


Figura 3.9 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para o cilindro de 4,5 mm,  $x/d = 0,5$ .

(a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

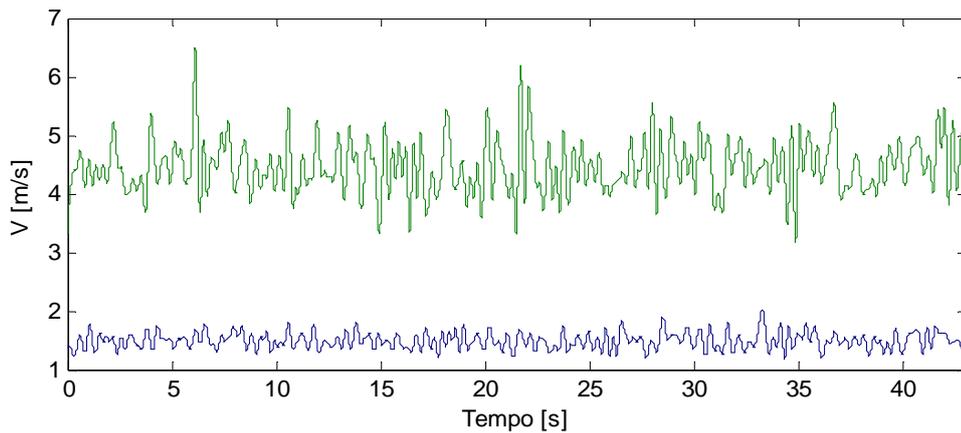


Figura 3.10 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas da Fig. 3.9 através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2)

A reconstrução por transformada discreta de ondaletas feita tanto para o cilindro de 4,5 mm, quanto para os demais, utilizando Db20 nível 9, cuja largura do intervalo de frequência é de até 2,93 Hz.

Para os cilindros de 9,1 mm e 15 mm, também não foram identificados padrões biestáveis, conforme mostram as Fig. 3.11 e 3.12, mas suas reconstruções, Fig. 3.13 e 3.14, já nos mostram um aumento dos patamares de velocidades, mas nenhuma troca entre os modos é evidenciada. O número de Reynolds de cada experimento é de  $8,51 \times 10^3$  e  $1,38 \times 10^4$ , e as velocidades de referência são 14,6 m/s e 14,5 m/s, para os respectivos tubos de 9,1 e 15 mm. As razões de bloqueio de cada par de tubos são de, respectivamente, 9,43 e 15,54%.

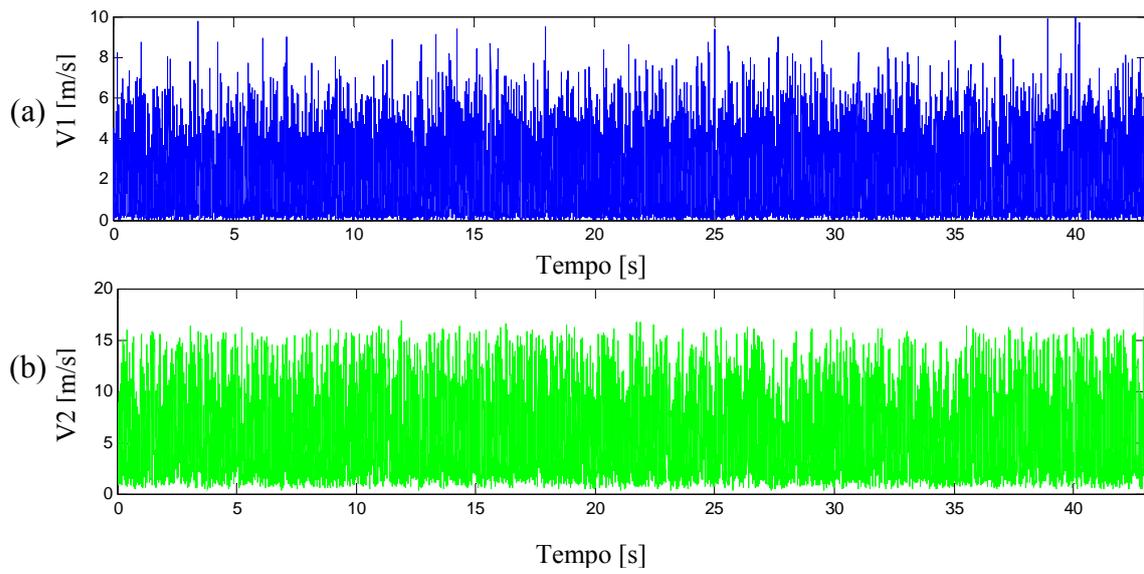


Figura 3.11 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 9,1 mm,  $x/d = 0,51$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

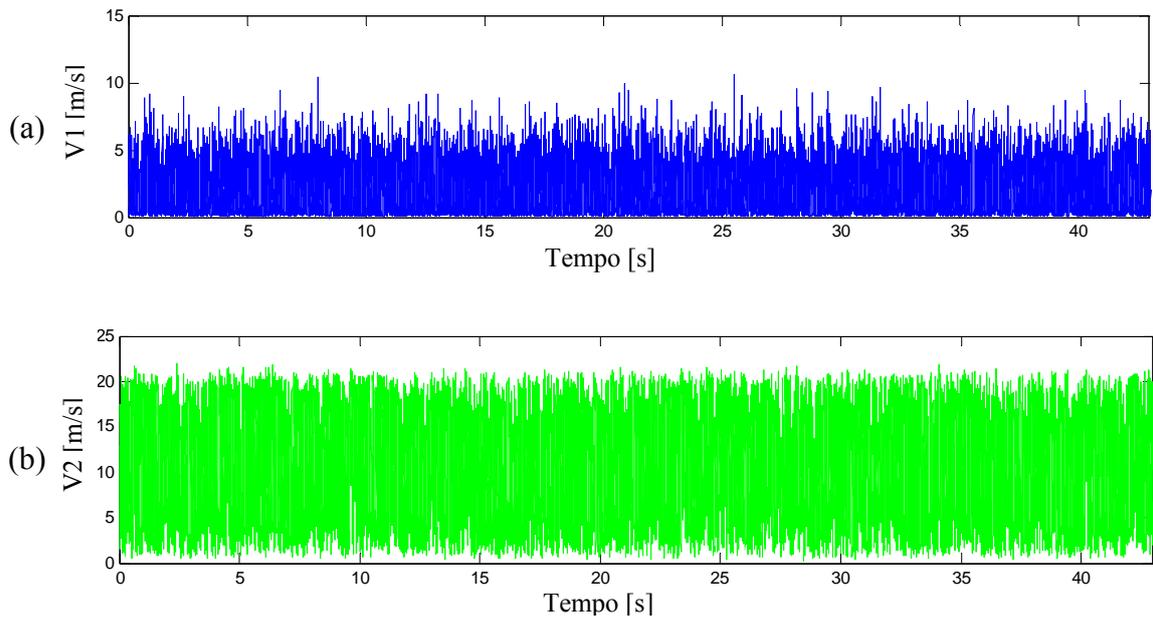


Figura 3.12 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 15 mm,  $x/d = 1,167$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

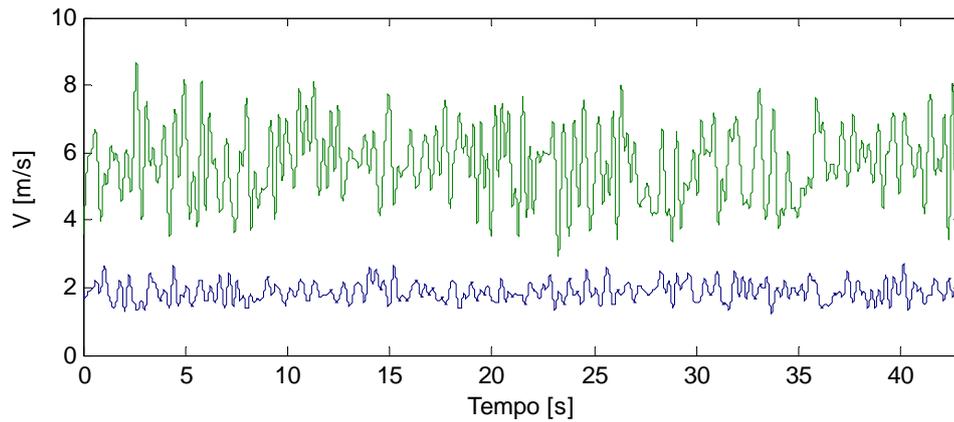


Figura 3.13 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 9,1 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2)

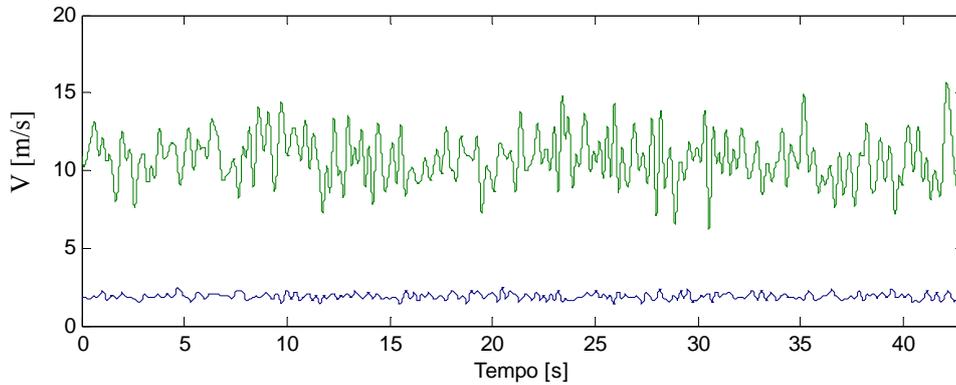


Figura 3.14 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 15 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2)

O fato de não termos identificado o fenômeno biestável pode estar relacionado diretamente à dimensão das sondas e do seu posicionamento. Para o cilindro de 4,5 mm a influência da dimensão pode se manifestar fortemente, pois uma vez que cada sonda possui 1 mm de largura, temos a situação em que seu tamanho é da ordem de grandeza da esteira, dificultando a detecção do fenômeno. Este argumento pode não ser válido para os cilindros de 9,1 mm e 15 mm, pois nestes casos é bem provável que as sondas mediram a velocidade dentro da mesma esteira, ou seja, apenas a esteira larga em função da presença de um escoamento de fenda desviado. Contudo, tais esteiras agem de forma a mascarar o fenômeno biestável, fazendo com que ele não seja captado nesta faixa de razão de bloqueio, uma vez que se conseguiu constatar a existência da biestabilidade em cilindros de 15 mm na razão de espaçamento 1,6, conforme será analisado posteriormente. A Tabela 3.2 mostra as características estatísticas para os cilindros de 4,5; 9,1 e 15 mm.

Tabela 3.2 – Características estatísticas das medidas das velocidades para os cilindros de 4,5; 9,1 e 15 mm

Diâmetro dos Cilindros (mm)		Velocidade média (m/s)	Desvio Padrão (m/s)	Assimetria	Planicidade
4,5	V1	1,49	1,04	1,09	4,32
	V2	4,45	2,82	0,96	3,32
9,1	V1	1,88	1,37	0,99	3,91
	V2	5,66	3,28	0,88	3,09
15	V1	1,89	1,36	1,06	4,18
	V2	10,73	4,95	0,03	2,04

Segundo as características discutidas na revisão bibliográfica, pode-se afirmar que, quando a velocidade oscila ao redor de um baixo valor médio, a sonda está medindo a velocidade dentro da esteira (caso das medições para os cilindros de 4,5; 9,1 e a velocidade V1 no cilindro de 15 mm). Quando a velocidade flutua em torno de um valor médio alto, o escoamento está inclinado na direção da sonda, que mede a velocidade que sai do interior da fenda [Olinto, 2005], que é o caso da velocidade V2 medida no tubo de 15 mm. A Tabela 3.2 ainda apresenta, para estes três cilindros, um desvio padrão considerável em relação a uma distribuição gaussiana.

A Fig. 3.15 mostra os sinais de velocidades referentes ao cilindro de 25 mm. Já percebemos, pelo menos para o sinal de velocidade V1, várias trocas de modos de escoamento, o que já não é visível para o sinal de velocidade V2 em virtude de um posicionamento da sonda dentro da esteira larga, em virtude do valor médio baixo da velocidade. Para este tubo, o número de Reynolds foi de  $2,28 \times 10^4$ , a velocidade de referência é de 14,3 m/s e a razão de bloqueio é de 25,91%.

A reconstrução por transformada discreta de ondaletas é mostrada na Fig. 3.16. Nela podemos ver as sucessivas trocas, do sinal de V1, ao longo dos 43 s da série, o que caracteriza perfeitamente a presença do fenômeno biestável.

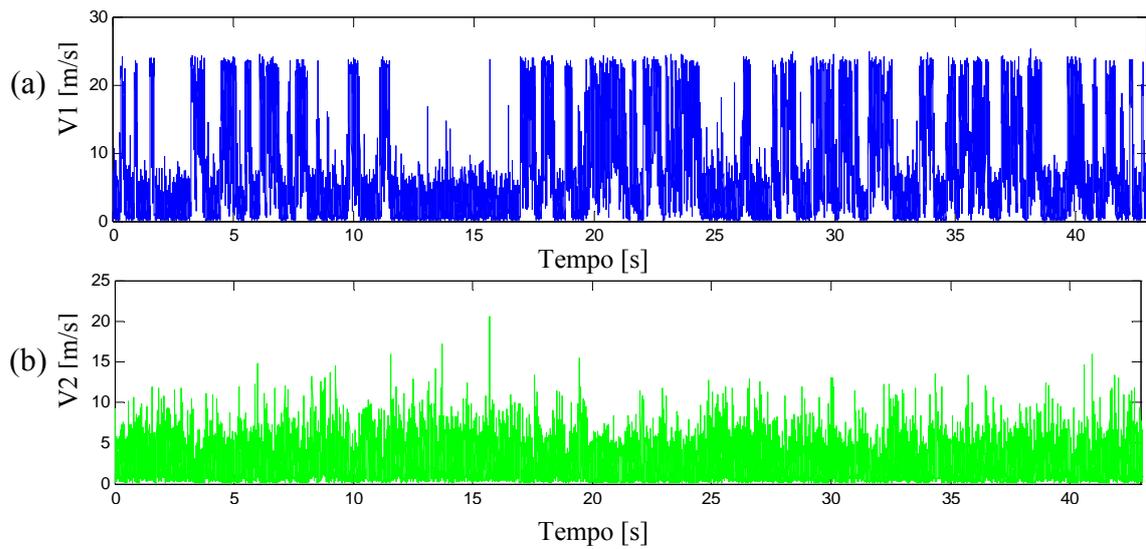


Figura 3.15 – Sinais de velocidades instantâneas e das flutuações de velocidade obtidas para os cilindros de 25 mm,  $x/d = 0,338$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

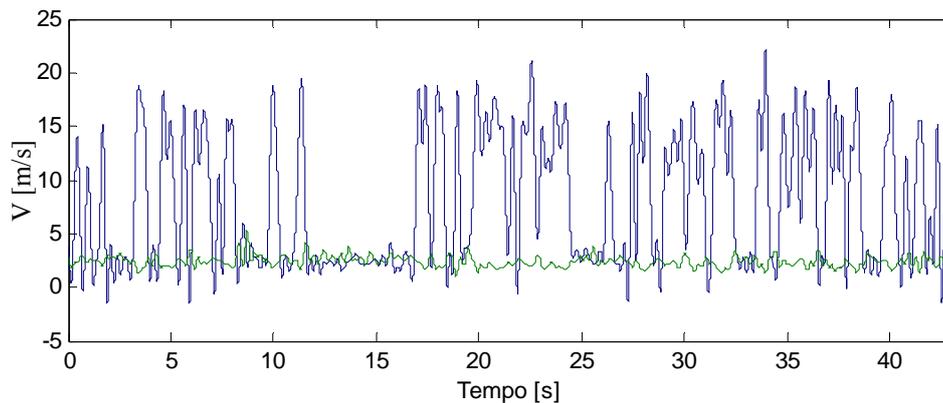


Figura 3.16 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 25 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2)

A Fig. 3.17 mostra uma ampliação dos sinais de velocidade no intervalo de tempo entre 0 e 0,8 s da Fig. 3.15 (a) e (b). Observa-se que a troca, no caso do sinal V1, não se dá de maneira instantânea, pois há um crescimento gradual das flutuações de velocidade, assim como da energia contida no sinal até o momento da troca. Essa observação está de acordo com De Paula, 2008.

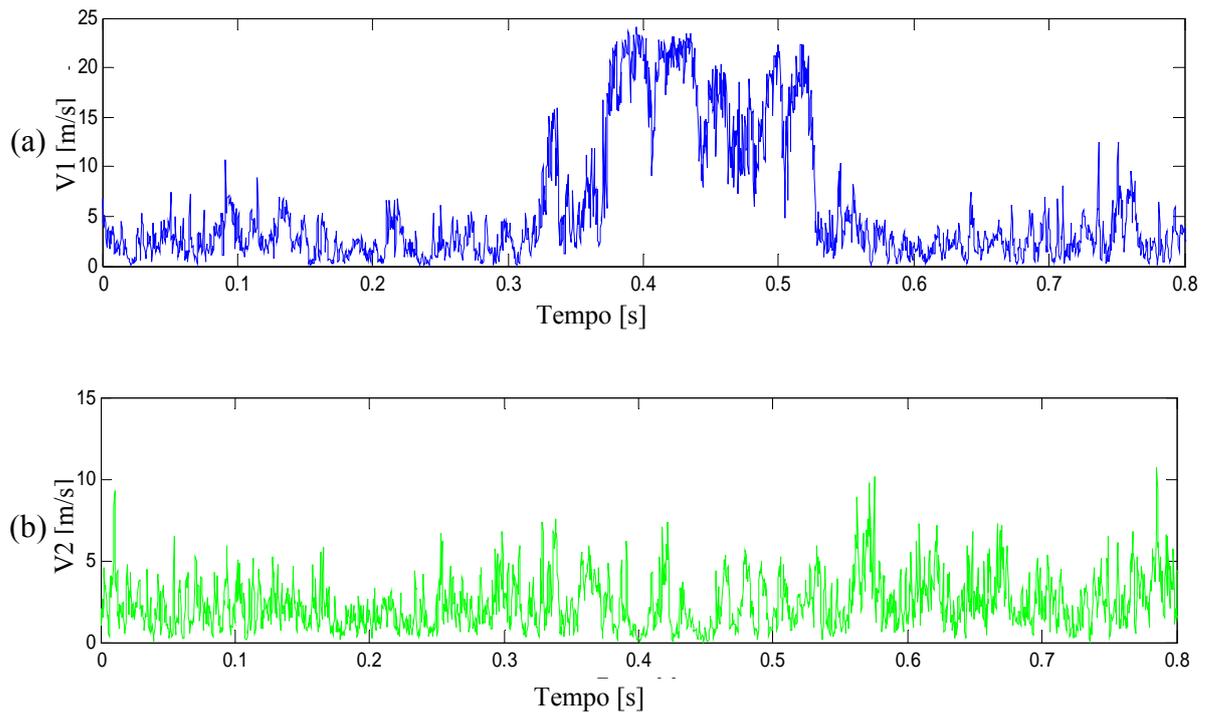


Figura 3.17 – Ampliação do sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 25 mm,  $x/d = 0,338$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

Em virtude das sucessivas trocas no valor da velocidade para o tubo de 25 mm, uma análise estatística a partir do cálculo dos momentos da função densidade de probabilidade torna-se inviável.

Para o experimento com cilindros de 32 mm, onde o número de Reynolds é  $2,88 \times 10^4$ , a velocidade de referência é de 14,1 m/s e a razão de bloqueio 33,16%, não podemos afirmar nada sobre trocas, de acordo com a análise dos sinais de velocidades da Fig. 3.18, mas na reconstrução por transformada discreta de ondaletas, Fig. 3.19, podemos ver que não houve troca entre os valores de velocidade média. Olinto, 2005 mostrou que, para esta configuração de cilindros, a detecção da biestabilidade é dependente da posição  $x$ , mencionada na metodologia, Fig. 2.4. Com isso, podemos considerar que ambas as sondas mediram a velocidade dentro da mesma esteira, conforme dito anteriormente, medindo apenas a esteira larga. De acordo com a metodologia deste trabalho, o posicionamento das sondas foi feito a partir do melhor sinal de turbulência encontrado com o uso de um osciloscópio. Para essa configuração em particular, acabou sendo uma posição onde a velocidade foi medida no interior da mesma esteira.

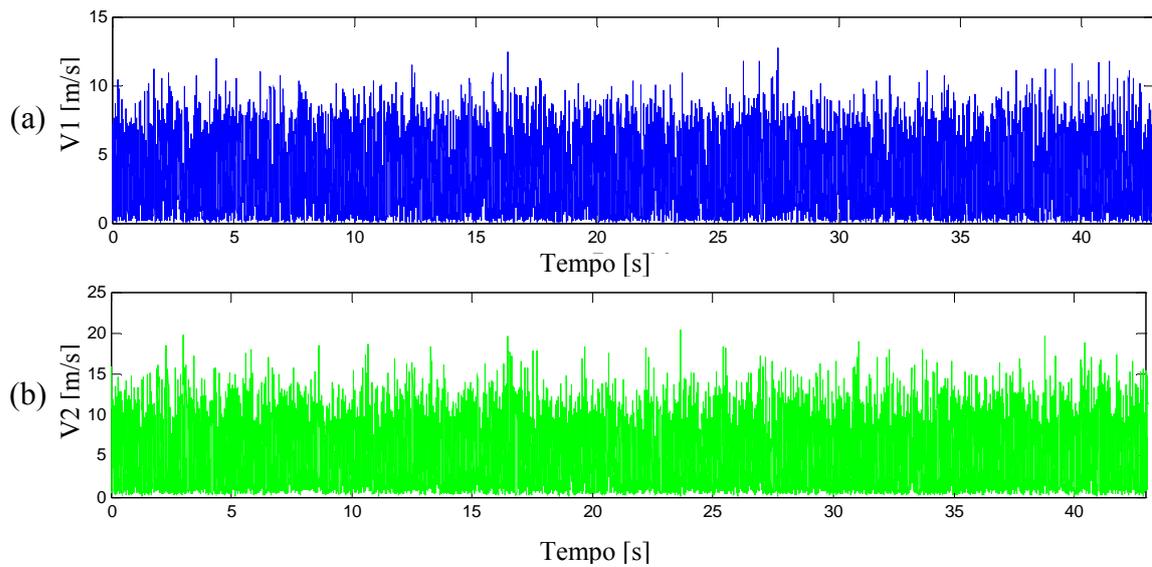


Figura 3.18 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 32 mm,  $x/d = 0,319$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

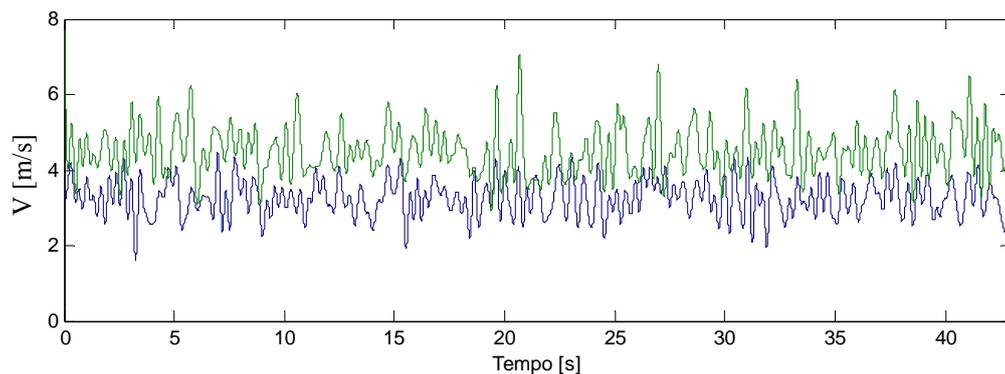


Figura 3.19 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 32 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2)

Na Tabela 3.3, são apresentados os resultados dos quatro momentos da função densidade de probabilidade, calculados para os sinais de velocidade referentes ao tubo de 32 mm. Novamente percebe-se um elevado desvio padrão. Pode-se verificar que os valores medidos em ambas as sondas possuem características associadas à esteira larga, em função da distância do ponto de medição em relação ao eixo dos tubos, fazendo com que o fenômeno biestável não possa ser detectado em razão de uma estrutura única nessa distância. Os valores das duas velocidades médias indicam também que as sondas mediram pontos diferentes no interior da esteira larga.

Tabela 3.3 – Características estatísticas das velocidades para o cilindro de 32 mm

	V1	V2
Velocidade média (m/s)	3,25	4,52
Desvio Padrão (m/s)	1,98	2,87
Assimetria	0,51	1,04
Planicidade	2,73	3,98

Para o arranjo com dois cilindros de 40 mm, já possuímos uma razão de bloqueio elevada, 41,45%. A Fig. 3.20 nos mostra algumas trocas entre os modos de escoamento, mas em número reduzido em relação às trocas observadas para os tubos de 25 mm. O número de Reynolds é de  $3,54 \times 10^4$  e a velocidade de referência é de 13,9 m/s. A reconstrução dos sinais por transformada discreta de ondaletas é mostrada na Fig. 3.21 e deixa mais clara a visualização das trocas ocorridas ao longo das séries, totalizando 5 trocas. Esse número reduzido de troca já pode nos mostrar alguma influência da razão de bloqueio para este caso, pois a porção de fluido que contorna o cilindro não tem espaço para desenvolver as esteiras, o que então diminuiria a frequência de troca.

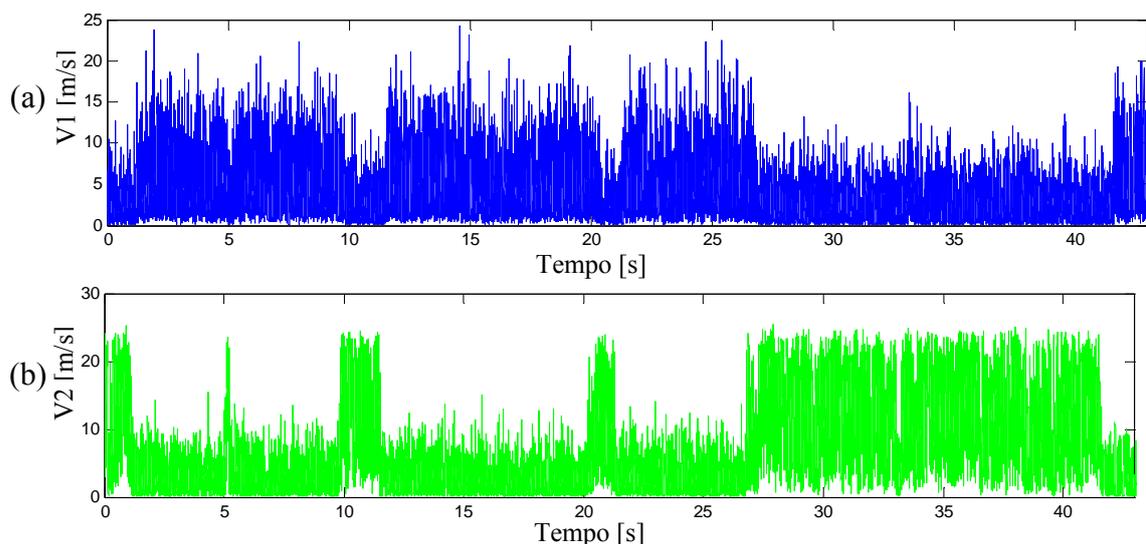


Figura 3.20 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 40 mm,  $x/d = 0,295$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

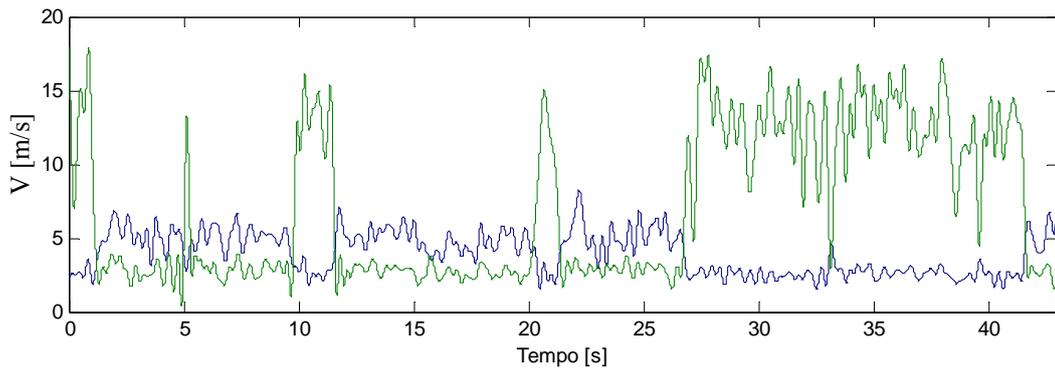


Figura 3.21 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 40 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2)

A Fig. 3.22 apresenta as séries temporais de velocidade instantânea para os cilindros de 50 mm. Nela, percebemos apenas uma troca ao longo de toda a série, fazendo com que já possamos identificar alguma influência da razão de bloqueio no fenômeno biestável diminuindo-o, uma vez que o bloqueio para esta configuração é de 51,81 %, ou seja, pouco mais que a metade da seção de teste. A troca observada é melhor visualizada na reconstrução dos sinais por transformada discreta de ondaletas, na Fig. 3.23. O número de Reynolds deste experimento é de  $4,26 \times 10^4$  e a velocidade de referência é de 13,4 m/s.

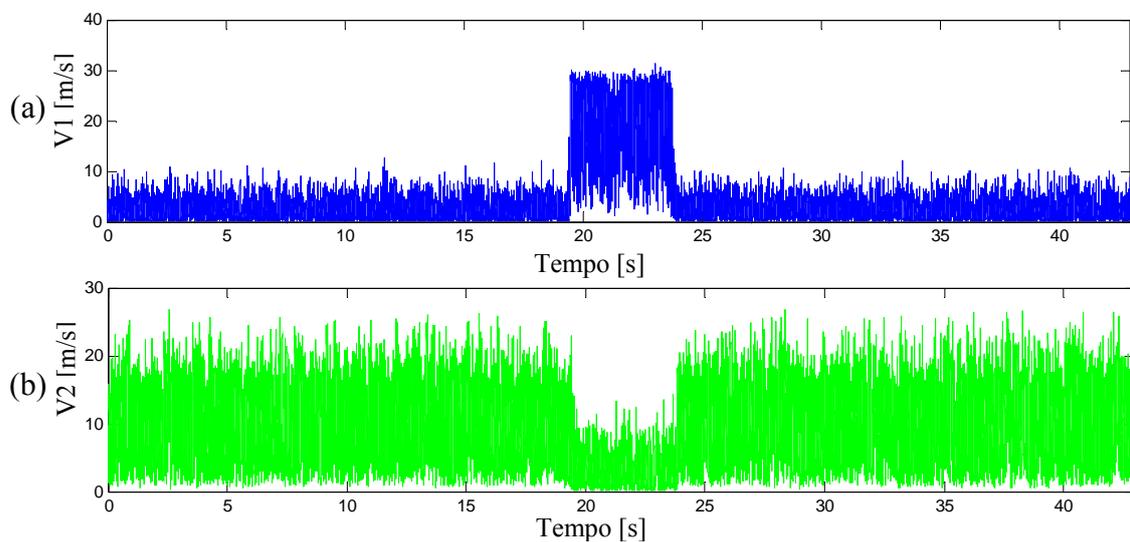


Figura 3.22 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 50 mm,  $x/d = 0,25$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

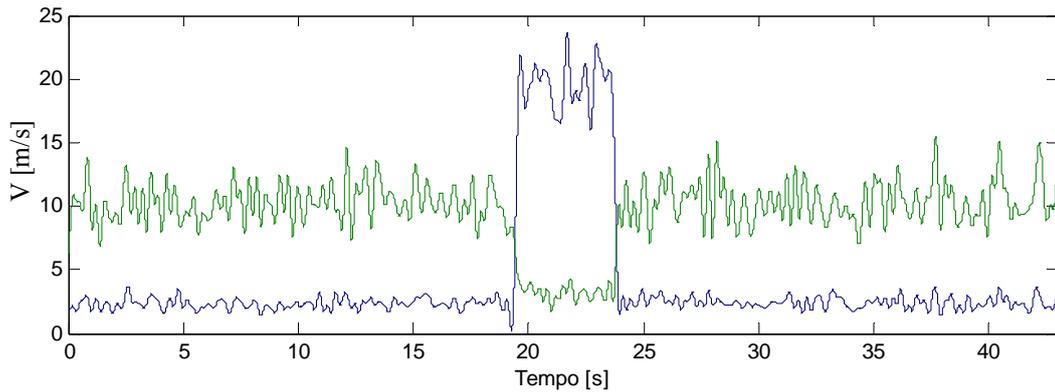


Figura 3.23 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas, intervalo de frequência entre 0 a 2,93 Hz, para o tubo de 50 mm através de transformada discreta de ondaletas.

(— V1) (— V2)

Analisando a ampliação do sinal de velocidade da Fig. 3.22, mostrada na Fig. 3.24, podemos ver que a troca observada no experimento dura um pouco mais do que 4 segundos. Ou seja, uma vez que a maior constatação da biestabilidade se dá em tubos de 25 e 32 mm, segundo os estudos de De Paula, 2008 e Olinto, 2005, respectivamente, o fenômeno apresenta trocas mais frequentes para esses valores e, para 40 mm e 50 mm, já mostra alguma influência da razão de bloqueio sobre o fenômeno biestável de forma a diminuí-lo.

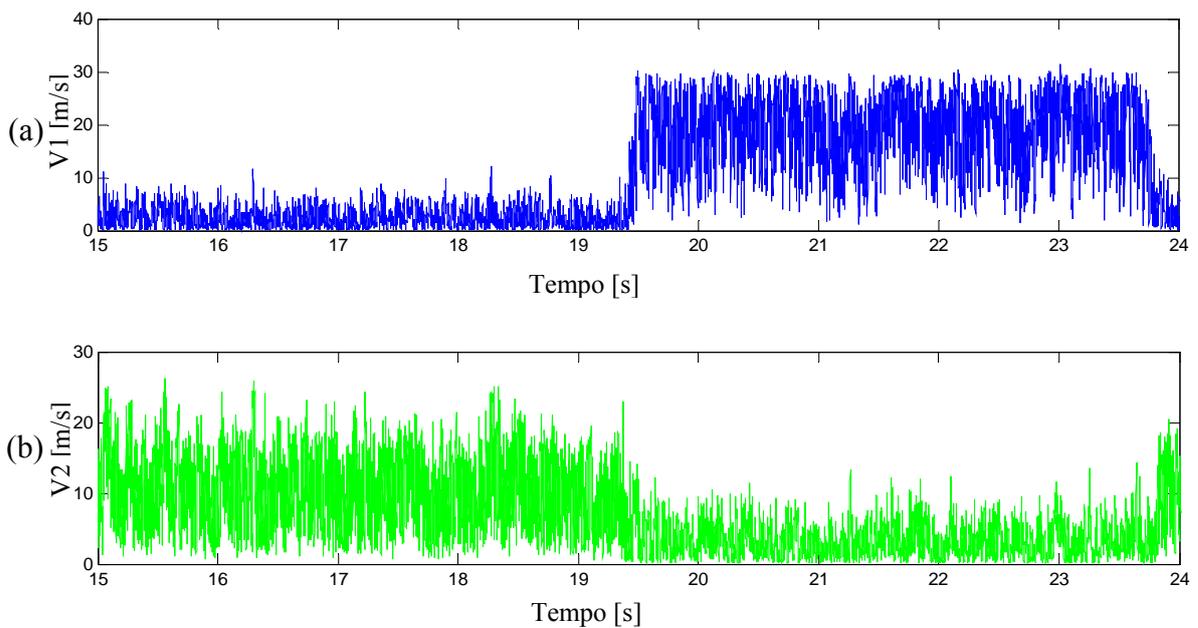


Figura 3.24 – Ampliação do sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 50 mm,  $x/d = 0,25$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

Para dois tubos de 60 mm o que se observa, na Fig. 3.25, é cada velocidade ocupando um patamar sem qualquer tipo de troca entre os modos. Na Fig. 3.26, isto é detectado com mais clareza com a reconstrução de aproximação por transformada discreta de ondaletas, onde as velocidades médias ocupam os valores de 6 e 20 m/s. Neste experimento já temos uma razão de bloqueio de 62,18 %, fazendo com que não haja espaço suficiente para formação completa dos vórtices podendo diminuir a captação do fenômeno da biestabilidade em virtude do estreitamento das esteiras. Para essa medição, obteve-se o número de Reynolds  $4,81 \times 10^4$  e velocidade de referência de 12,7 m/s.

A transformada discreta de ondaletas nos mostra, na reconstrução do sinal, que acontece um tipo de “tentativa” de troca. Isso pode estar associado a alta razão de bloqueio que interferiu de forma a limitar a formação das esteiras impedindo com que esta se forme por completo e venha a se desenvolver.

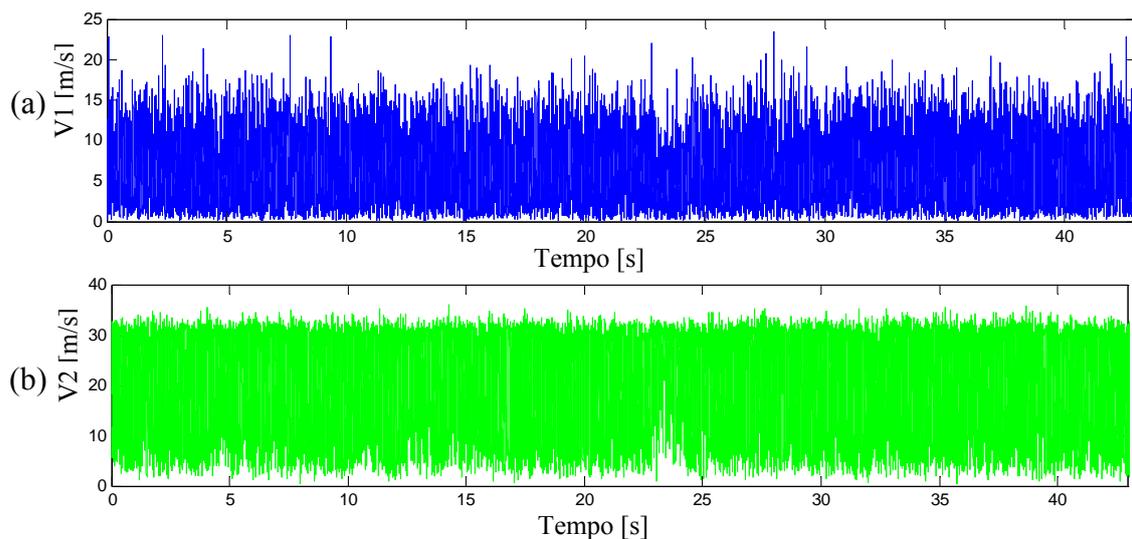


Figura 3.25 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 60 mm,  $x/d = 0,628$ . (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

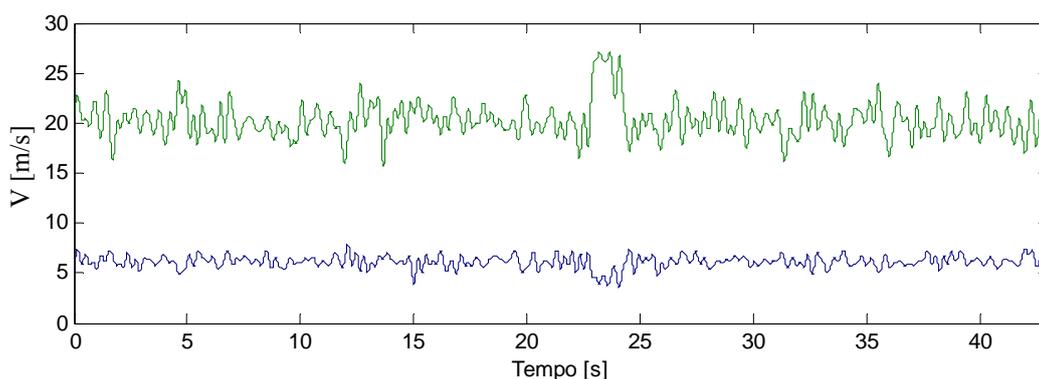


Figura 3.26 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 60 mm através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2)

### 3.4. Resultados para Escoamento em Dois Cilindros: Razão de Espaçamento $p/d = 1.6$

Em comparação com os sinais de velocidade e as reconstruções dos sinais por transformada discreta de ondaletas, para razão de espaçamento  $p/d = 1,26$ , pouco se modifica a visualização do fenômeno biestável para cilindros de 4,5 mm e 9,1 mm, conforme mostram Fig. 3.27 e Fig. 3.28 (sinais de velocidade), e Fig. 3.29 e Fig. 3.30 (reconstruções por ondaletas). Não se observam trocas nesses casos. A diferença se dá na análise dos sinais para os cilindros de 15 mm, onde se identifica a biestabilidade nos tubos. Na Fig. 3.31, tem-se a constatação de algumas trocas entre os modos de velocidade, melhor detalhada na reconstrução dos sinais, Fig. 3.32, onde três trocas são observadas. O fato que diferenciou estes resultados, além do espaçamento, foi possivelmente o posicionamento das sondas, que foram capazes de captar o fenômeno da troca entre os modos. A Tabela 3.4 mostra as características estatísticas das medições para os cilindros de 4,5 e 9,1 mm, já que, em função de haver trocas para o cilindro de 15 mm, a estatística deste torna-se inviável.

Tabela 3.4 – Características estatísticas das velocidades para os tubos de 4,5 e 9,1 mm.

Diâmetro do Cilindro (mm)		Velocidade média (m/s)	Desvio Padrão (m/s)	Assimetria	Planicidade
4,5	V1	18,65	2,97	-2,63	10,45
	V2	1,69	1,23	2,51	21,64
9,1	V1	18,16	1,63	-3,56	20,85
	V2	1,40	1,07	1,23	4,85

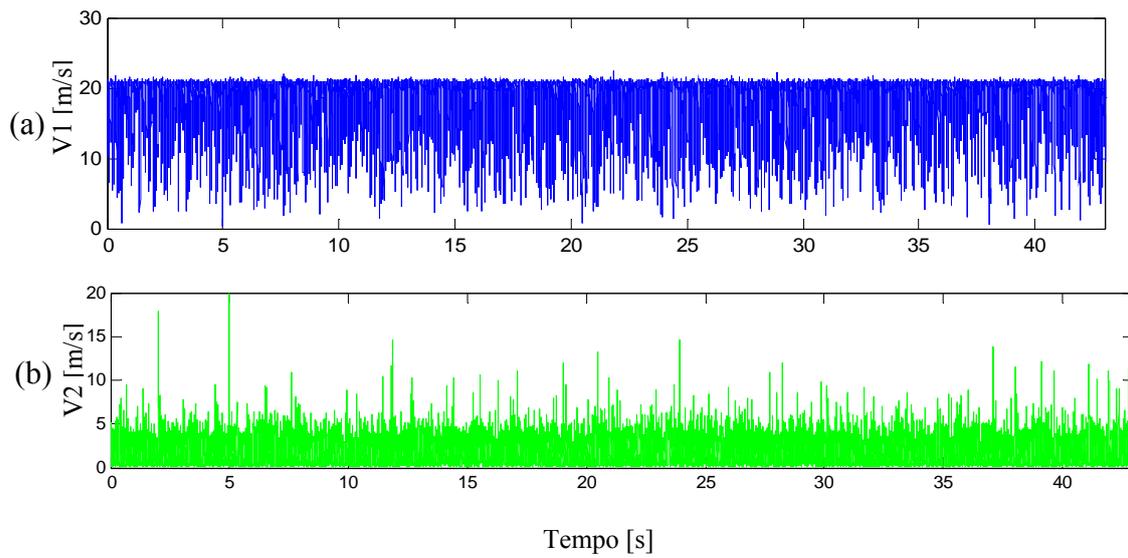


Figura 3.27 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 4,5 mm ( $Re = 3,72 \times 10^3$ , Velocidade de referência de 15,2 m/s,  $x/d = 0,1$  e razão de bloqueio 4,66 %). (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

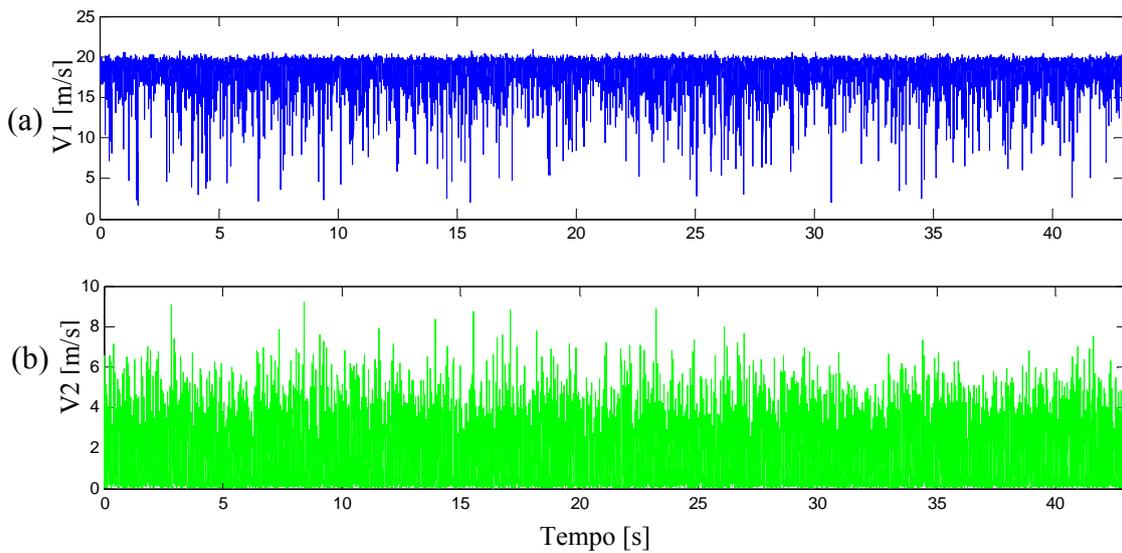


Figura 3.28 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 9,1 mm ( $Re = 8,99 \times 10^3$ , Velocidade de referência de 15,7 m/s,  $x/d = 0,848$  e razão de bloqueio 9,43 %). (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

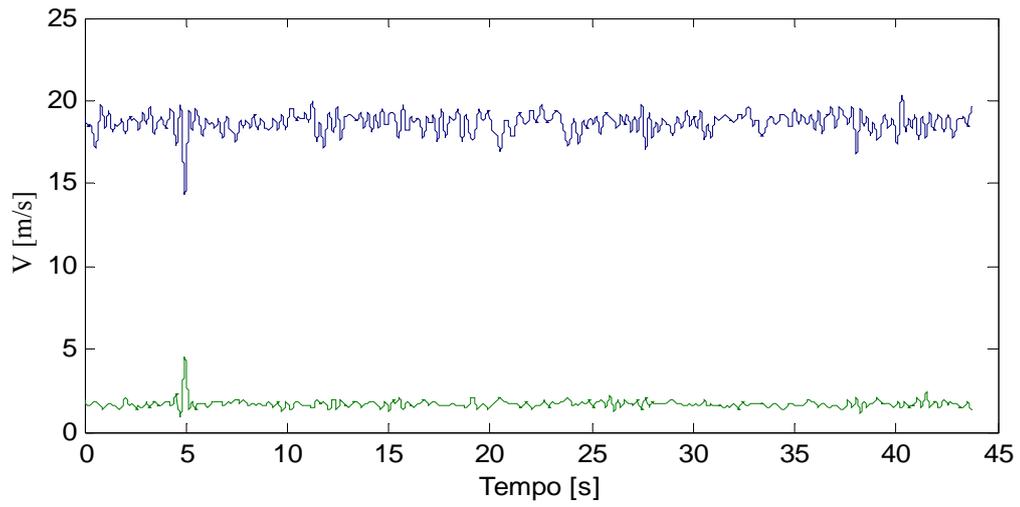


Figura 3.29 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 4,5 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2).

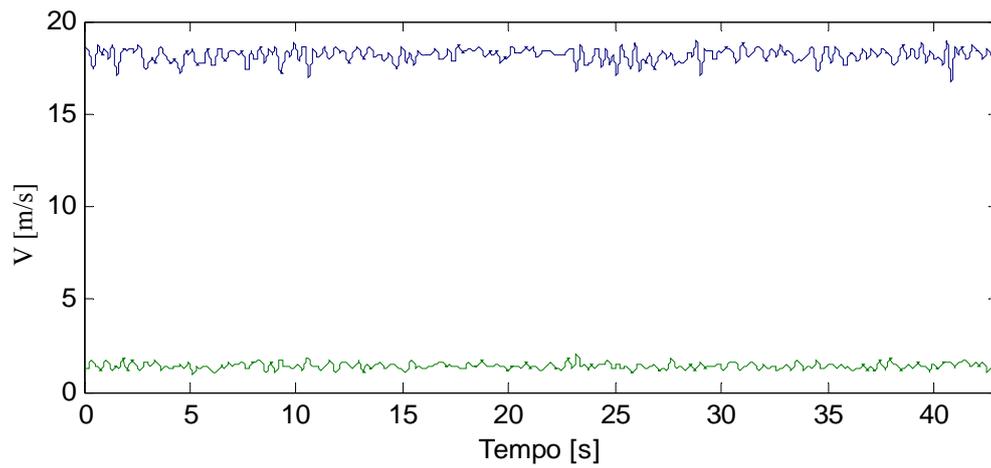


Figura 3.30 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 9,1 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2).

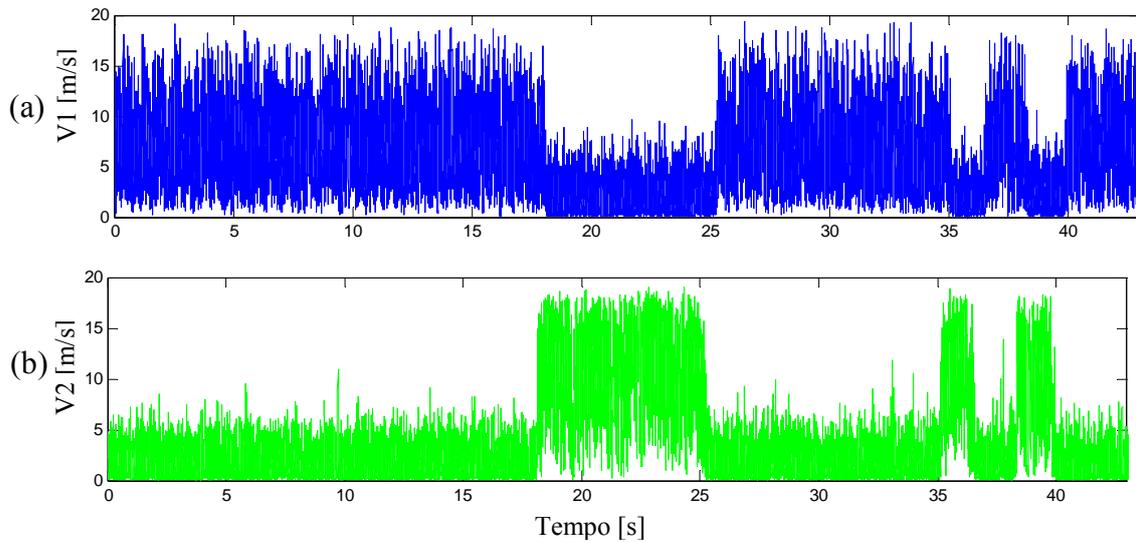


Figura 3.31 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 15 mm  $Re = 1,56 \times 10^4$ , Velocidade de referência de 15,9 m/s,  $x/d = 0,733$  e razão de bloqueio 15,54%. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

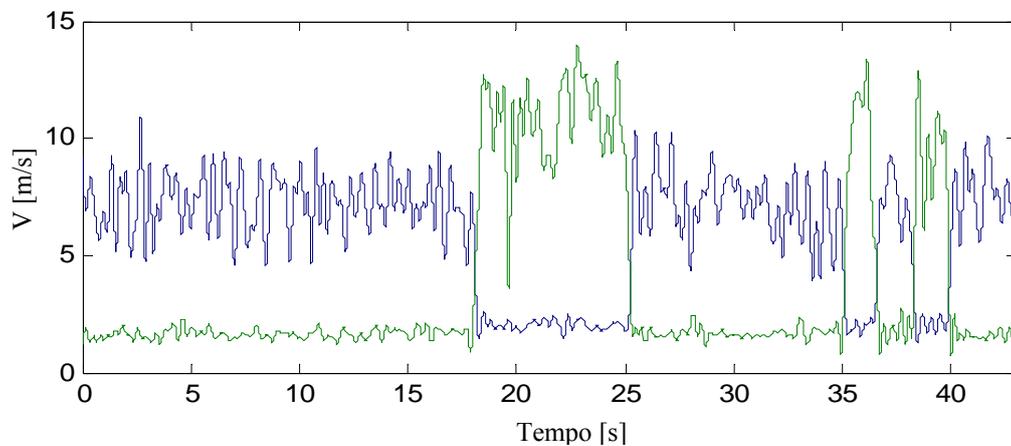


Figura 3.32 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 15 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2).

Os sinais de velocidade para os tubos de 25 mm nesta razão de espaçamento abordada apresentam características biestáveis marcantes, Fig. 3.29. A diferença principal frente aos resultados para estes cilindros na razão  $p/d = 1,26$  é a melhor detecção do sinal de velocidade V2, onde conseguimos identificar os padrões que caracterizam o fenômeno. A Fig. 3.30 apresenta as sucessivas trocas entre os modos, após reconstrução dos sinais por transformadas discretas de ondaletas.

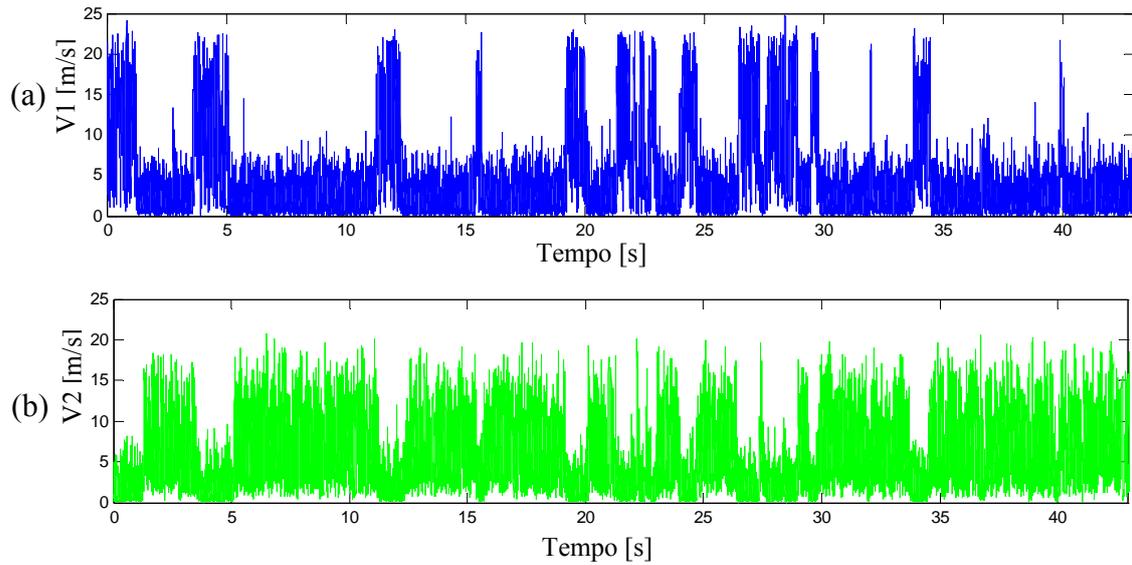


Figura 3.33 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 25 mm  $Re = 2,63 \times 10^4$ , velocidade de referência de 16,4 m/s,  $x/d = 0,28$  e razão de bloqueio 25,91%.

(a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

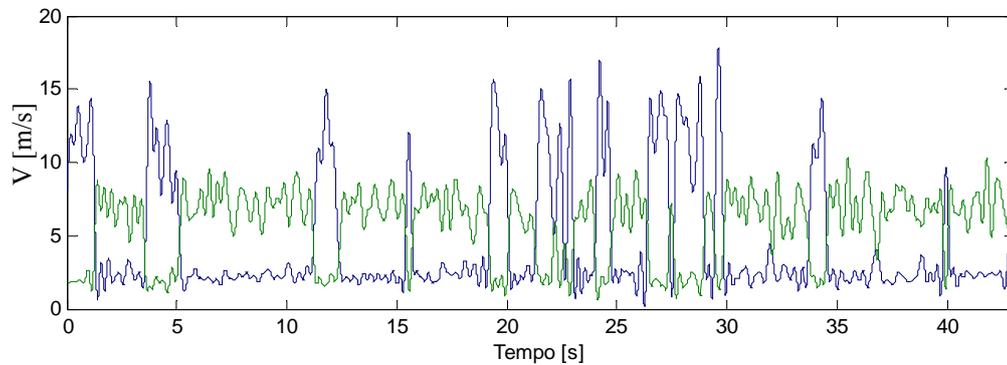


Figura 3.34 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 25 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2).

Como na razão  $p/d = 1.26$ , não identificamos o fenômeno biestável em tubos de 32 mm devido ao mesmo argumento de que o posicionamento das sondas detectou a medida apenas de velocidades dentro da esteira. Inicialmente, pela análise dos sinais de velocidades, não é possível afirmar isso, Fig. 3.35, mas na reconstrução dos sinais via transformada discreta de ondaletas, Fig. 3.36, não se observam trocas, corroborando a premissa comentada. A Tabela 3.5 mostra os aspectos estatísticos associados à série desse cilindro.

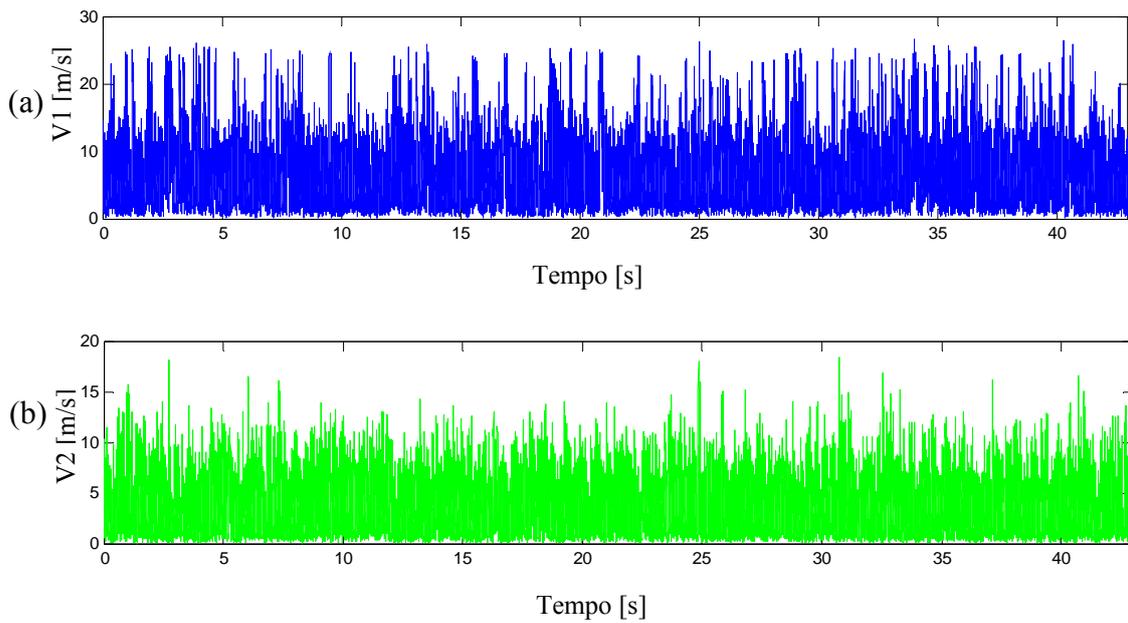


Figura 3.35 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 32 mm  $Re = 3,43 \times 10^4$ , velocidade de referência de 16,7 m/s,  $x/d = 0,294$  e razão de bloqueio 33,16%. (a) Sonda 1 –  $V1$ , (b) Sonda 2 –  $V2$ .

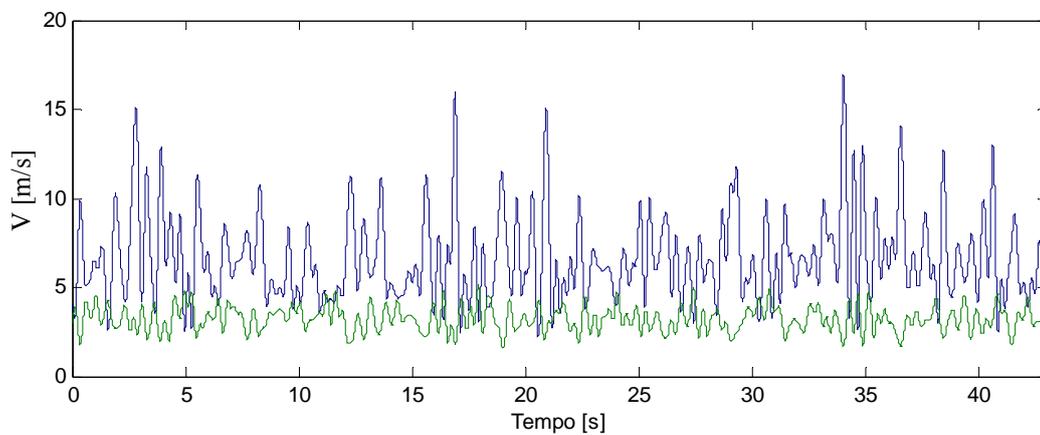


Figura 3.36 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 32 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (—  $V1$ ) (—  $V2$ ).

Tabela 3.5 – Características estatísticas das velocidades para o tubo de 32 mm.

	V1	V2
Velocidade média (m/s)	6,67	3,25
Desvio Padrão (m/s)	4,75	2,21
Assimetria	1,35	1,15
Planicidade	4,69	4,48

A Fig. 3.37 apresenta os sinais de velocidade de cada sonda para os cilindros de 40 mm. Aparentemente pode-se ter a impressão de que houve algumas trocas entre os modos, mas de forma reduzida em relação aos tubos de 25 mm, da mesma forma como para a razão  $p/d = 1,26$ . Isso se confirma ao analisarmos a reconstrução por ondaletas, Fig. 3.38, onde se identifica a biestabilidade mesmo para essa razão de bloqueio já alta, mas em escala menor.

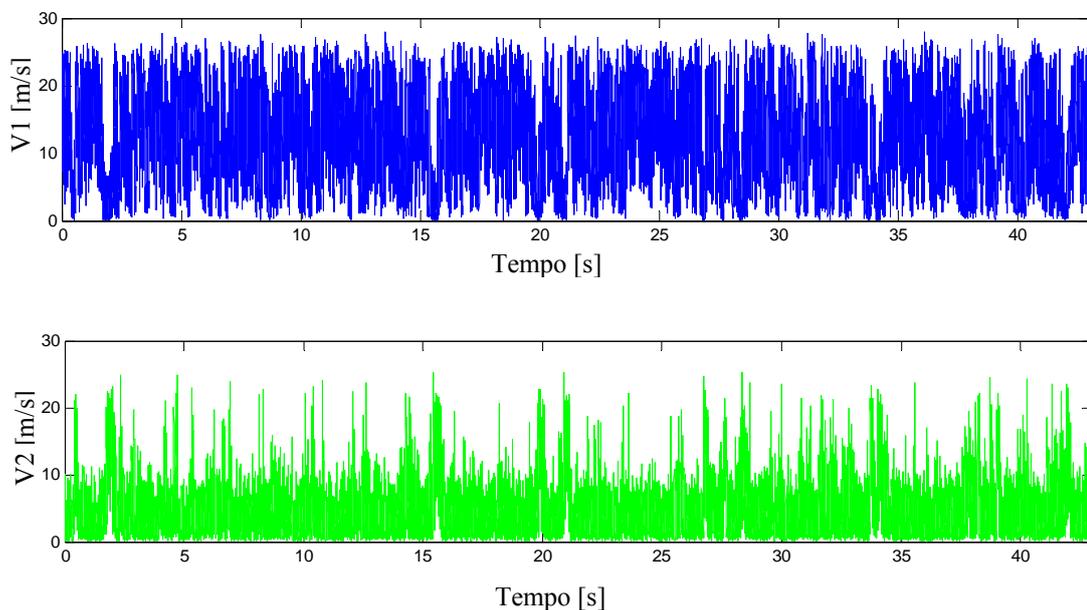


Figura 3.37 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 40 mm  $Re = 4,42 \times 10^4$ , velocidade de referência de 17,3 m/s,  $x/d = 0,15$  e razão de bloqueio 41,45%.

(a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

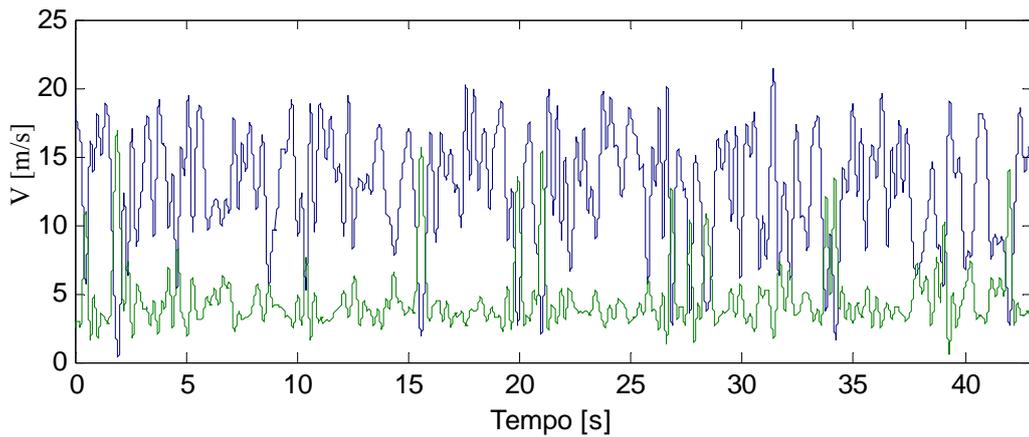


Figura 3.38 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 40 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2).

Para os tubos de 50 mm e de 60 mm, obteve-se resultado semelhante à razão de espaçamento 1,26, onde os cilindros de 50 mm apresentaram uma troca mais visível na reconstrução por ondaletas, Fig. 3.41, uma vez que a análise dos sinais de velocidade instantânea, Fig. 3.39, não é tão evidente. Essa troca teve uma duração menor em relação ao caso anterior, algo em torno de 1s, que pode ter ocorrido devido a algum escoamento de fenda desviado que pode ter alterado de forma a diminuir esse tempo de troca. Analogamente, os cilindros de 60 mm, Fig. 3.40 e Fig. 3.42, não apresentaram qualquer troca de valores, que ocupam patamares bem distintos.

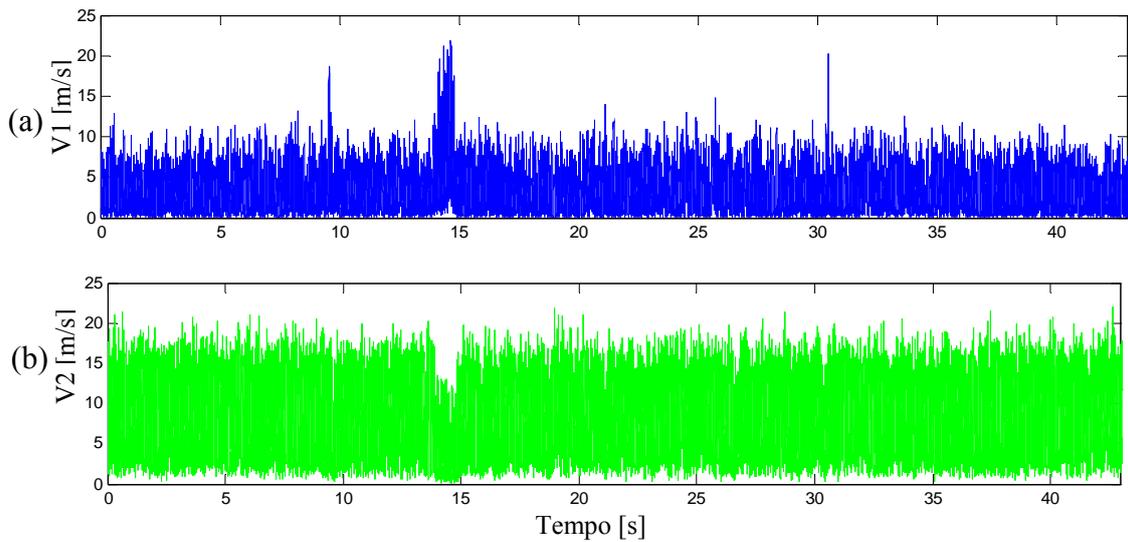


Figura 3.39 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 50 mm ( $Re = 5,82 \times 10^4$ , Velocidade de referência de 18,2 m/s,  $x/d = 0,16$  e razão de bloqueio 51,81%). (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

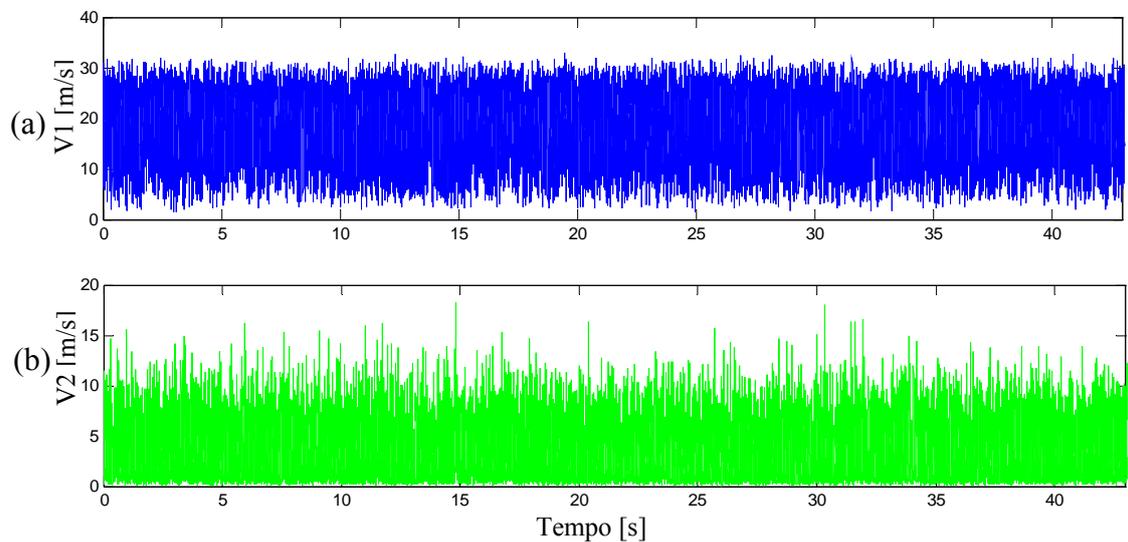


Figura 3.40 – Sinais de velocidades instantâneas obtidas para os cilindros de 60 mm ( $Re = 7,6 \times 10^4$ , Velocidade de referência de 19,9 m/s,  $x/d = 0,114$  e razão de bloqueio 62,18 %). (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

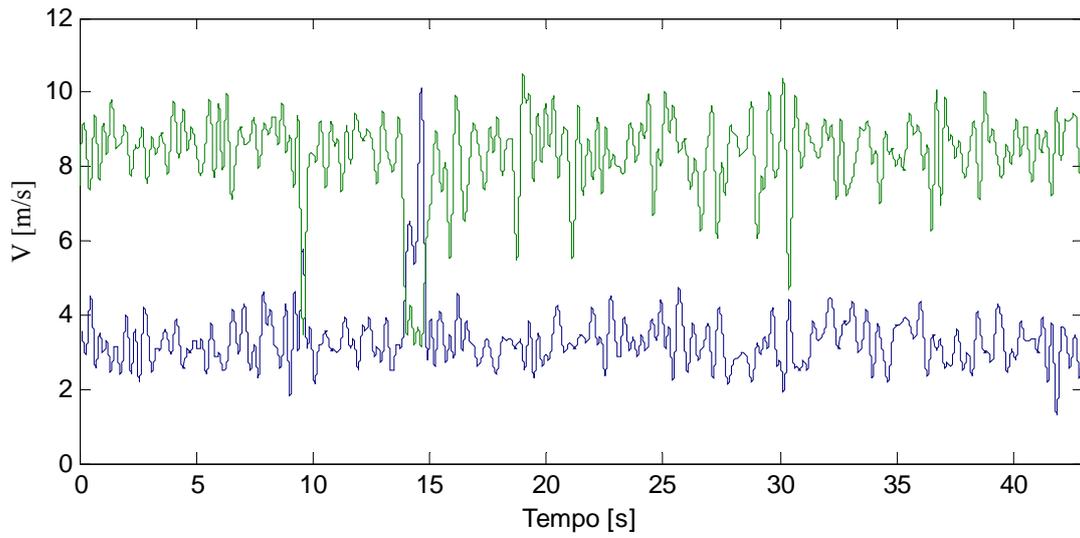


Figura 3.41 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 50 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2).

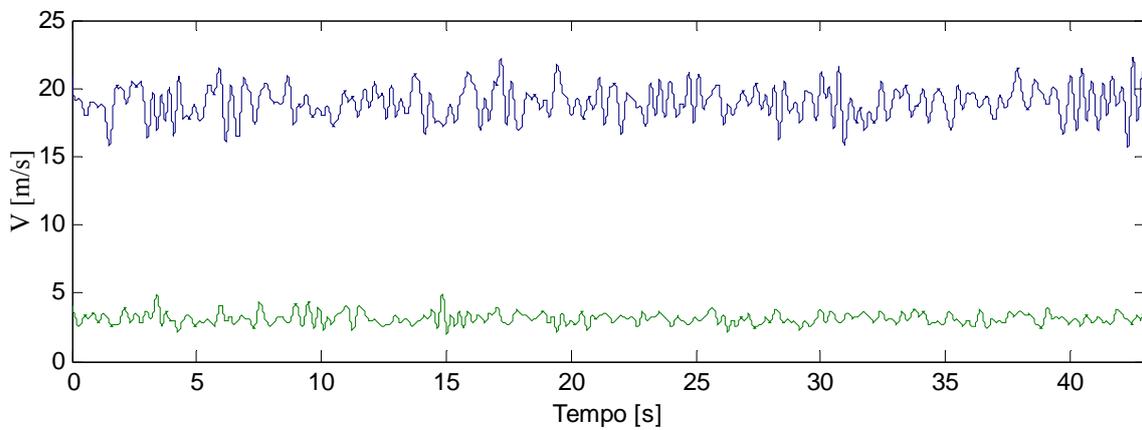


Figura 3.42 – Reconstrução dos sinais de velocidades instantâneas para o tubo de 60 mm, através de transformada discreta de ondaletas. (— V1) (— V2).

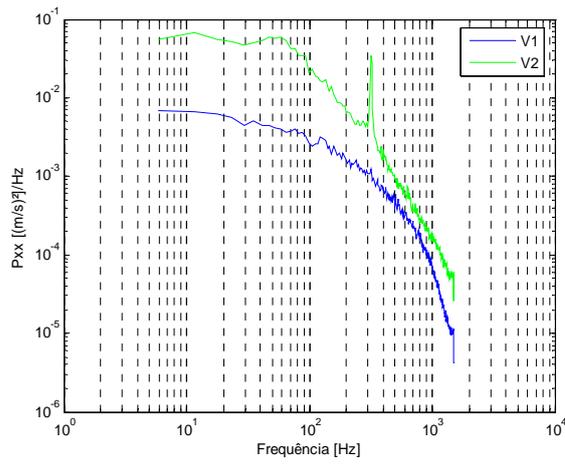
### 3.5. Espectros de Energia para Dois Cilindros

Os espectros de energia (espectros de Fourier) para cada uma das configurações envolvendo os cilindros utilizados são apresentados. Eles nos fornecem a maior concentração de energia em torno dos cilindros, permitindo o cálculo do número de Strouhal para cada um dos arranjos de cilindros, a partir do valor da frequência de desprendimento de vórtices encontrada.

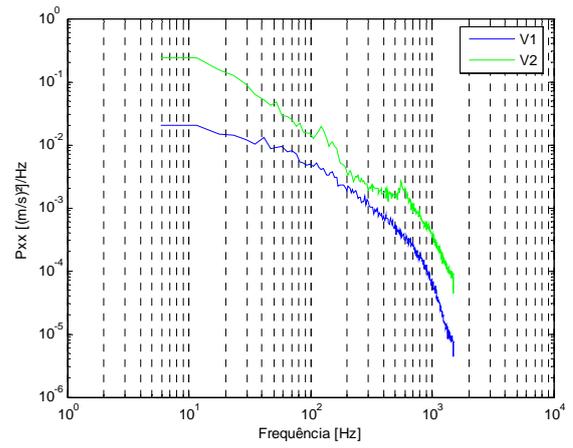
#### 3.5.1. Razão de espaçamento 1.26

A Fig. 3.43 e 3.44 mostra todos os espectros de Fourier para cada um dos arranjos de dois cilindros utilizados neste trabalho. É possível notar que em tubos onde não se manifestou efeito biestável, obteve-se uma frequência de desprendimento de vórtices. Todos os espectros foram obtidos utilizando a frequência de aquisição de 3000 Hz.

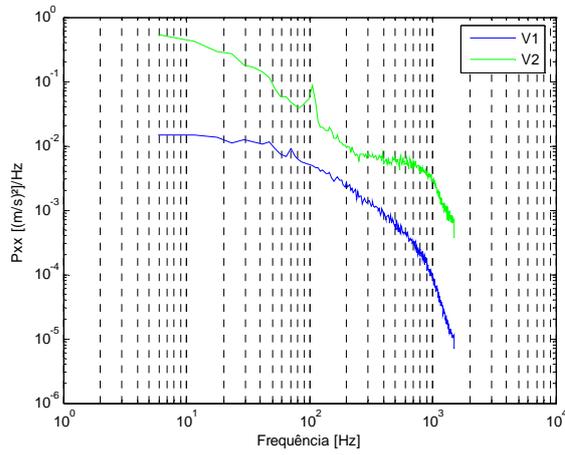
Os espectros que apresentaram alguma frequência de desprendimento de vórtices foram justamente dos cilindros que não apresentaram o fenômeno da biestabilidade ou pouco apresentaram. Isto se deve ao fato do desprendimento de vórtices sobrepor o fenômeno biestável, casos dos cilindros de 4,5; 9,1 e 15,32 e 60 mm, e o tubo que apresentou uma única troca, o de 50 mm. A Tabela 3.6 mostra os valores das frequências de desprendimento de vórtices e do número de Strouhal para cada cilindro. Nos cilindros de 40 mm de diâmetro observou-se uma biestabilidade menor, causada possivelmente pelo aumento da razão de bloqueio. Já para os tubos de 25 mm temos a biestabilidade bem definida, não sendo observado nenhum pico de frequência. Isto também ocorreu para os tubos de 60 mm, mas neste caso o efeito de bloqueio pode se sobressair tanto sobre a biestabilidade quanto o desprendimento de vórtices, sendo, portanto, majoritário para essa configuração de cilindros.



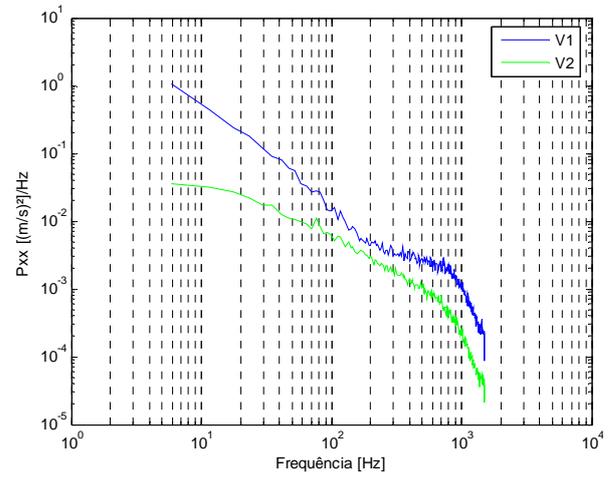
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.43 – Densidades espectrais de potência na esteira dos cilindros de (a) 4,5 mm, (b) 9,1 mm, (c) 15 mm, (d) 25 mm

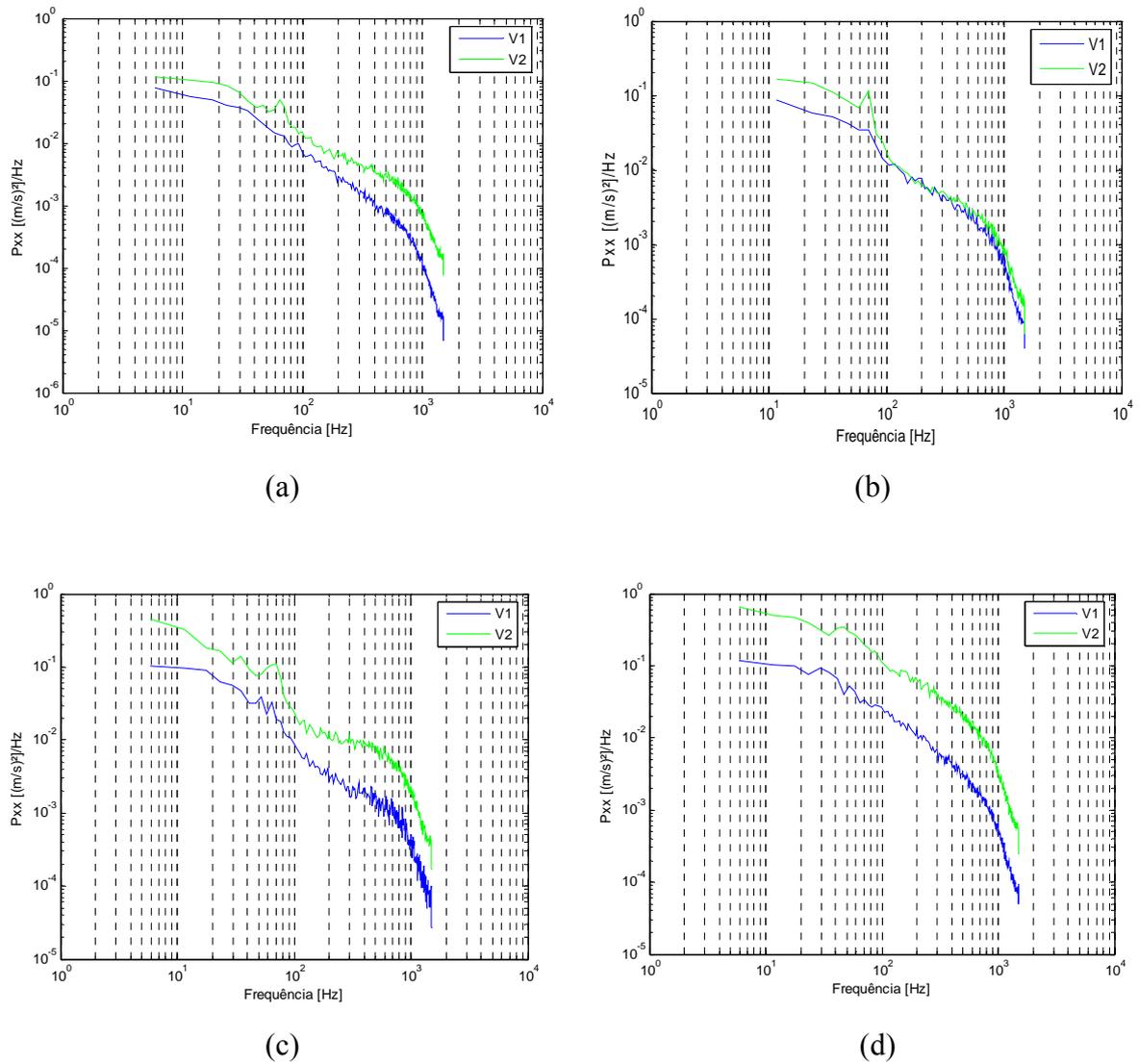


Figura 3.44 – Densidades espectrais de potência na esteira dos cilindros de (a) 32 mm, (b) 40 mm, (c) 50 mm e (d) 60 mm. Razão de espaçamento 1,26.

Tabela 3.6 – Valores das frequências de desprendimento de vórtices e do número de Strouhal para os cilindros que apresentaram essas características na razão de espaçamento 1,26, em um dos sinais de velocidade

Diâmetro do Cilindro (mm)	Razão de Bloqueio (%)	Velocidade de Referência (m/s)	Número de Reynolds	Frequência de Desprendimento de Vórtices (Hz)	Número de Strouhal
4,5	4,66	14,6	4206	320	0,10
9,1	9,43	14,6	8510	136	0,09
15	15,54	14,5	13801	110	0,11
32	33,16	14,1	28700	65	0,15
40	41,45	13,9	35348	73	0,20
50	51,81	13,4	42590	70	0,26
60	62,18	12,71	48071	47	0,22

Uma melhor visualização da distribuição de energia é mostrada nos Espectrogramas das Fig. 3.45 a Fig. 3.52, onde é apresentada a transformada contínua de ondaletas. O que se vê é a distribuição de energia em torno da frequência de desprendimento de vórtices nos cilindros que apresentaram esta característica, Fig. 3.45, Fig. 3.46, 3.47 e Fig. 3.49. Já a Fig. 3.51, que se refere aos tubos de 50 mm, também mostrou essa característica, mesmo havendo uma troca entre os modos de velocidades. A Fig. 3.52, dos tubos de 60 mm, da mesma forma foi identificada essa característica, mesmo sem desprendimento de vórtices. Os espectrogramas restantes, Fig. 3.48 e Fig. 3.50, mostram as maiores concentrações de energia nos momentos de troca de patamares. Nos pontos de cor mais alaranjada encontram-se as maiores energias.

Juntamente aos espectrogramas, no mesmo gráfico, reconstruções de aproximação do sinal de velocidade por transformada de ondaletas são apresentadas para que seja possível acompanhar a distribuição de energia de acordo com o comportamento do sinal e seus patamares de velocidade. A reconstrução dos sinais de velocidade foi feita com uso da transformada discreta de ondaletas Db20 de nível 9 de aproximação.

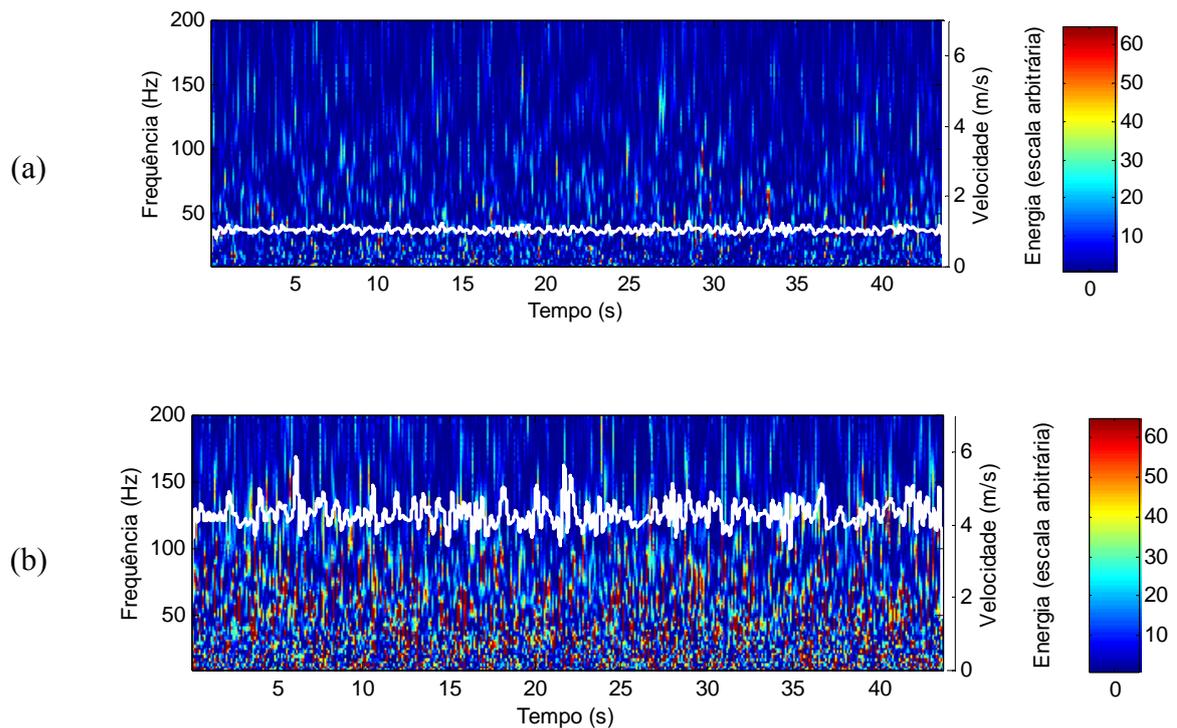


Figura 3.45 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 4,5 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

A Fig. 3.45 (b) mostra a concentração de maior energia para o sinal V2, que corresponde ao sinal de maior velocidade para o cilindro de 4,5 mm. Isso também é observado na Fig. 3.46, referente ao cilindro de 9,1 mm, onde a concentração maior de energia é dada pela cor avermelhada. Assim como para o cilindro de 4,5 mm, o sinal V2 para o cilindro de 9,1 mm possui um patamar maior de velocidade, resultando nessa concentração de energia maior na Fig. 3.46 (b). Outra diferença consiste na faixa de frequência onde se situa a região de maior energia, para o cilindro de 4,5 mm está entre 10 e 100 Hz, e para o cilindro de 9,1 mm uma faixa menor, entre 10 e 50 Hz.

Para o cilindro de 15 mm, as mesmas características encontradas nos cilindros de 4,5 mm e 9,1 mm mostraram-se presentes, Fig. 3.47. O espectrograma referente ao sinal V2, Fig. 3.47 (b), também apresentou uma maior concentração de energia que está associada à maior velocidade deste sinal para este cilindro.

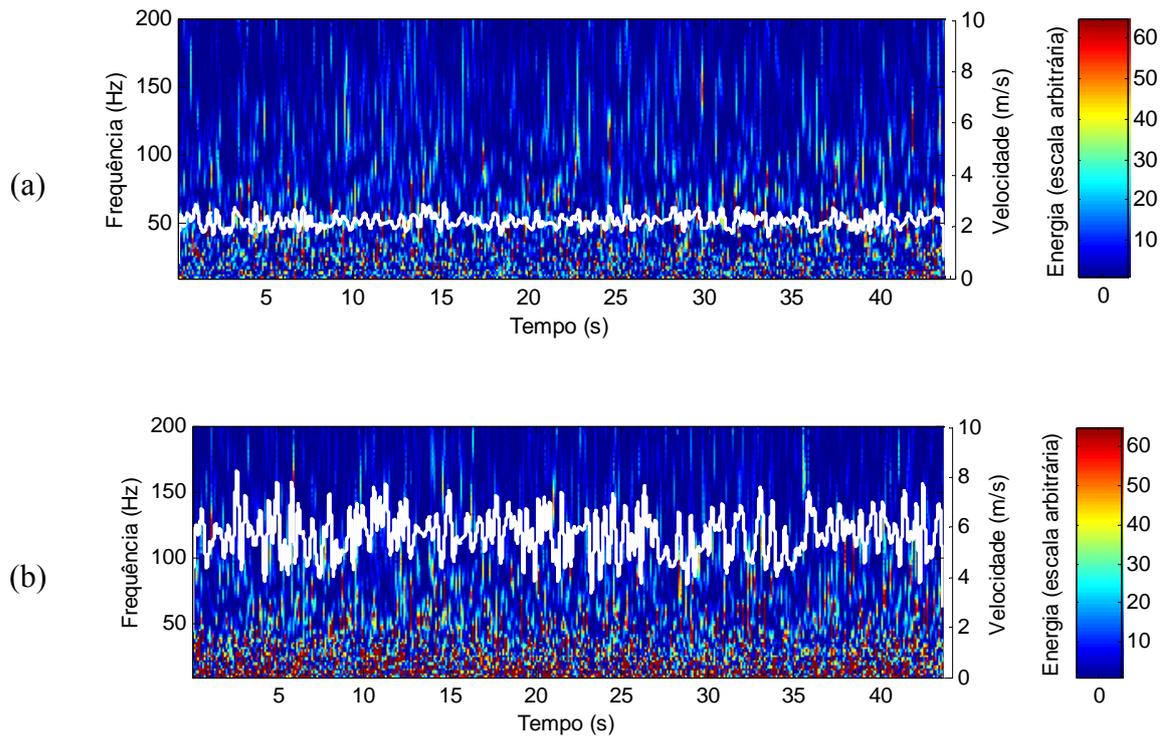


Figura 3.46 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 9,1 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

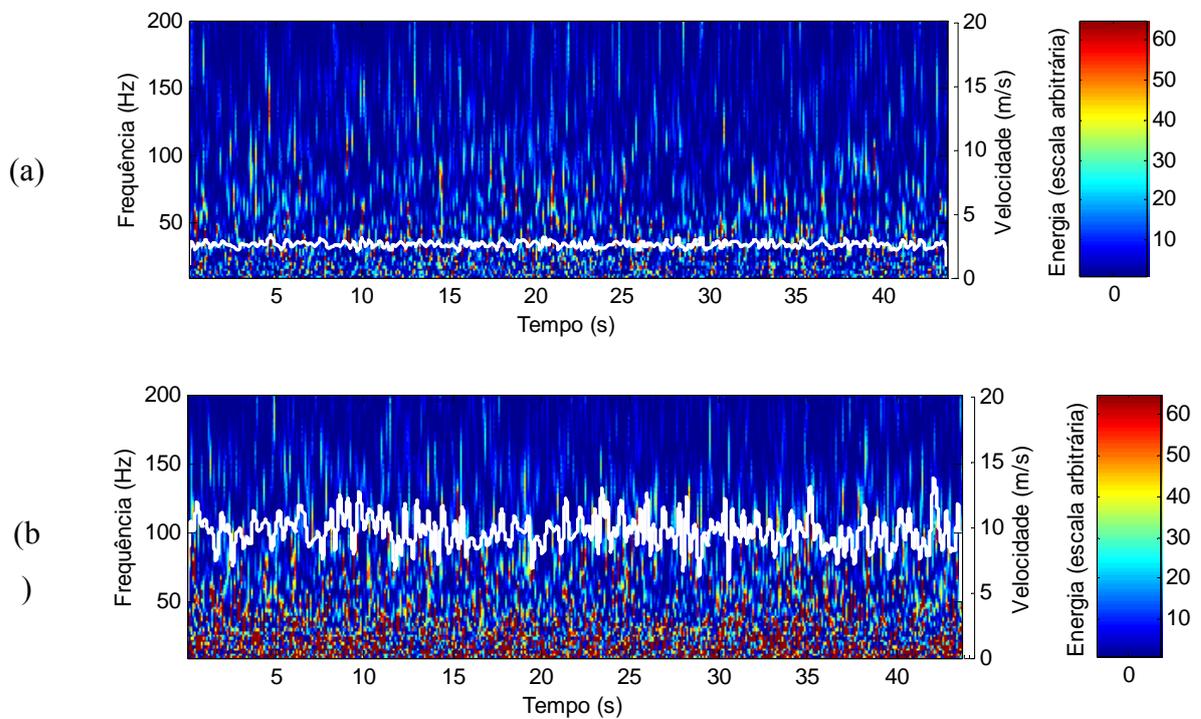


Figura 3.47 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 15 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

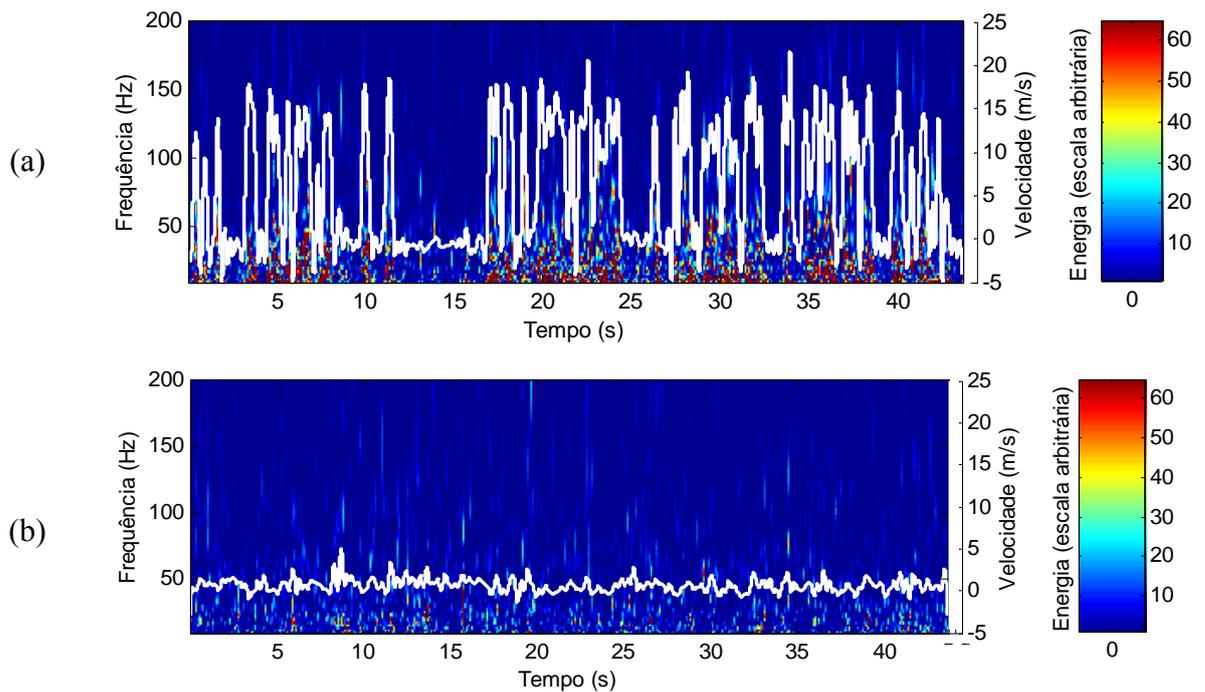


Figura 3.48 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 25 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

A Fig. 3.48 mostra os espectrogramas para os cilindros de 25 mm. Na Fig. 3.48 (a), pode-se ver que as zonas onde se acumula maior energia correspondem aos valores de velocidade mais altos de acordo com o padrão biestável apresentado neste sinal, V1, para este cilindro. Por sua vez, o sinal V2, Fig. 3.48 (b) apresenta regiões de concentração de energia menores em função de um patamar de velocidade menor medido.

Os espectrogramas referentes aos cilindros de 32 mm, Fig. 3.49, já apresentam uma distribuição de energia similar para ambos os sinais V1 e V2. Isto aconteceu pelo fato de ambos os sinais apresentarem patamares de velocidades muito próximos, resultando no acúmulo de energia na mesma região. Também se identifica que os valores de energia são menores em razão dos valores de velocidade serem baixos, entre 3 e 6 m/s para estes sinais.

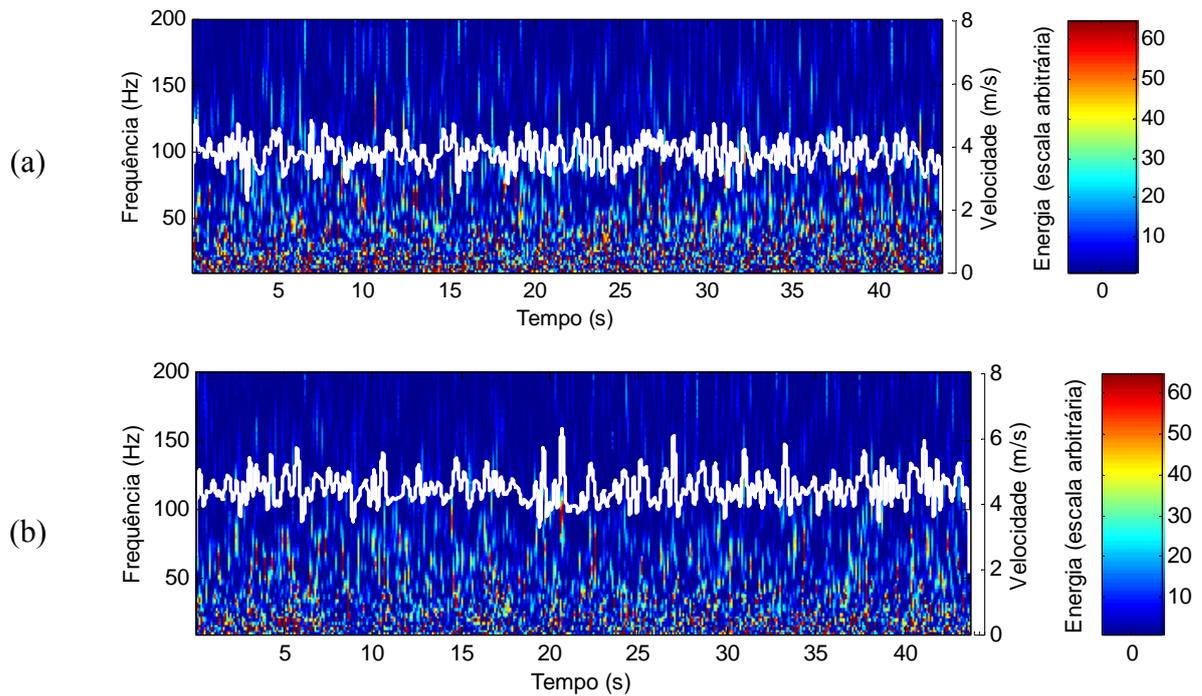


Figura 3.49 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 32 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

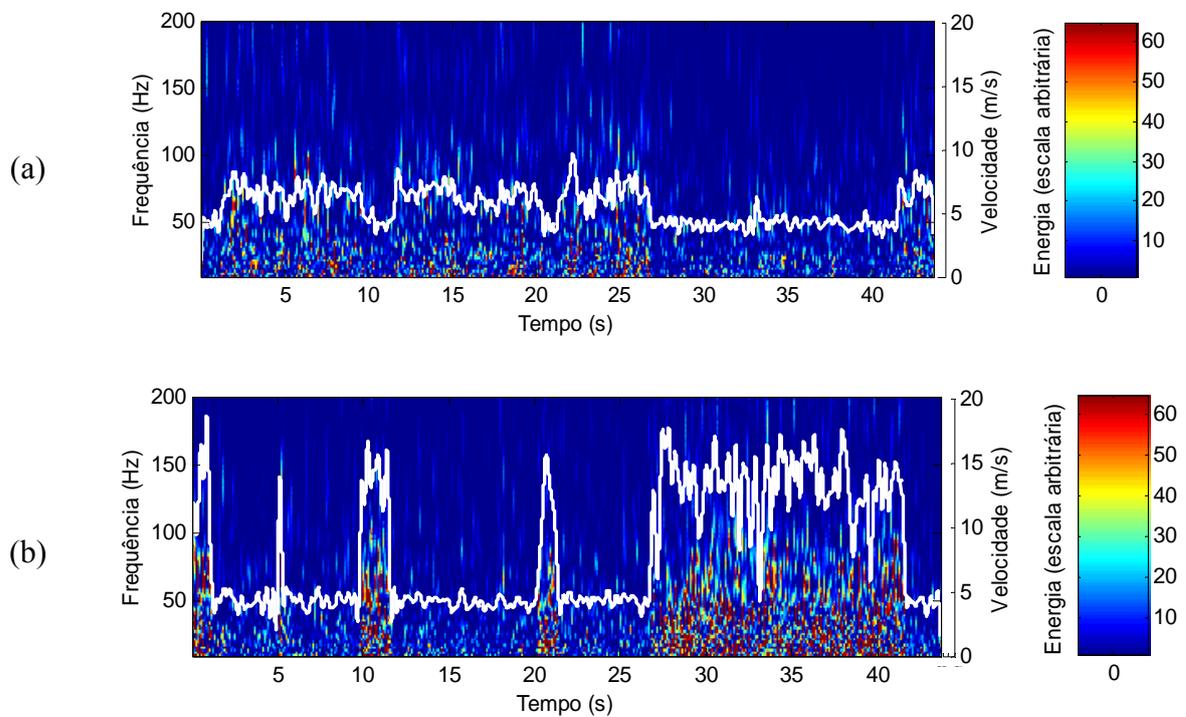


Figura 3.50 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 40 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

A Fig. 3.50 apresenta o espectrograma 2D com a reconstrução do sinal de velocidade para os cilindros de 40 mm. Nesta figura, observa-se um acúmulo de energia maior entre 2 e 5 s, para o sinal V2, onde ouve uma troca muito rápida de patamar de velocidade. Nesta situação se observa também que a concentração de maior energia se localiza para o sinal V1, que possui um valor de velocidade maior na maior parte do tempo, a exceção dos momentos onde houve trocas.

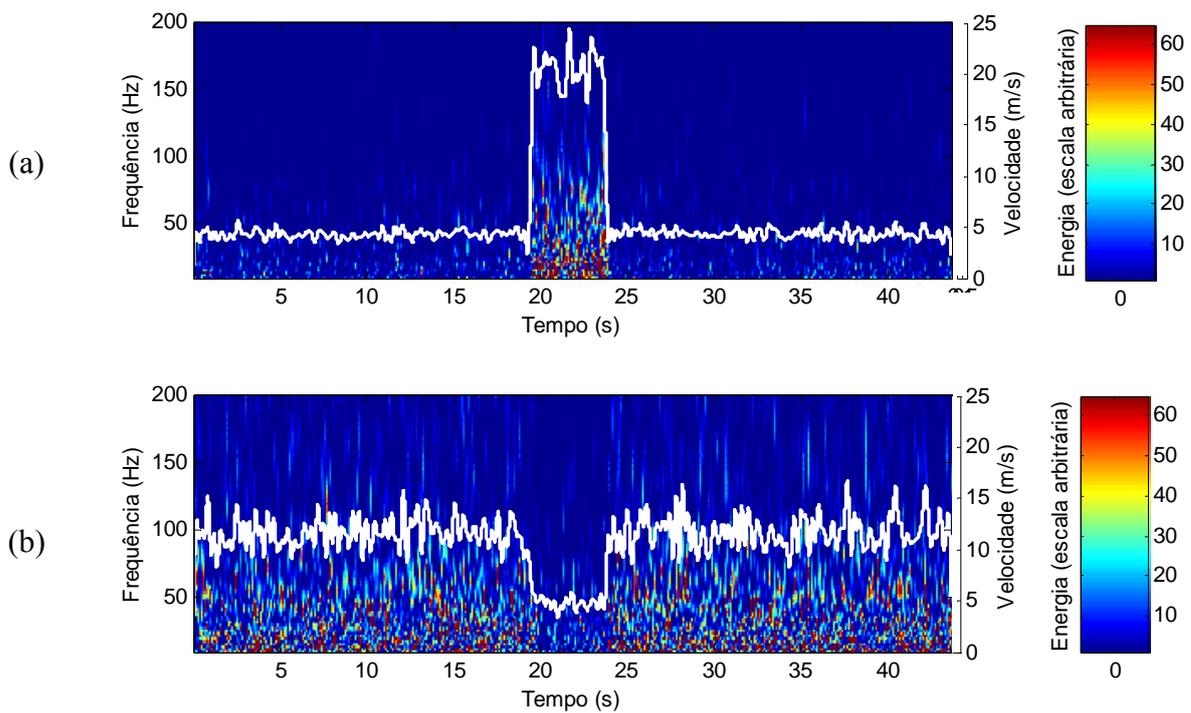


Figura 3.51 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 50 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

Para as Fig. 3.51 e Fig. 3.52, as distribuições de energia seguem o padrão observado anteriormente onde o sinal V2 apresenta maior concentração de energia, uma vez que em ambos os cilindros este sinal apresentou maior patamar de velocidade. Em ambos os cilindros, a razão de bloqueio elevada pode ter mascarado a biestabilidade, podendo afetar também a distribuição de energia.

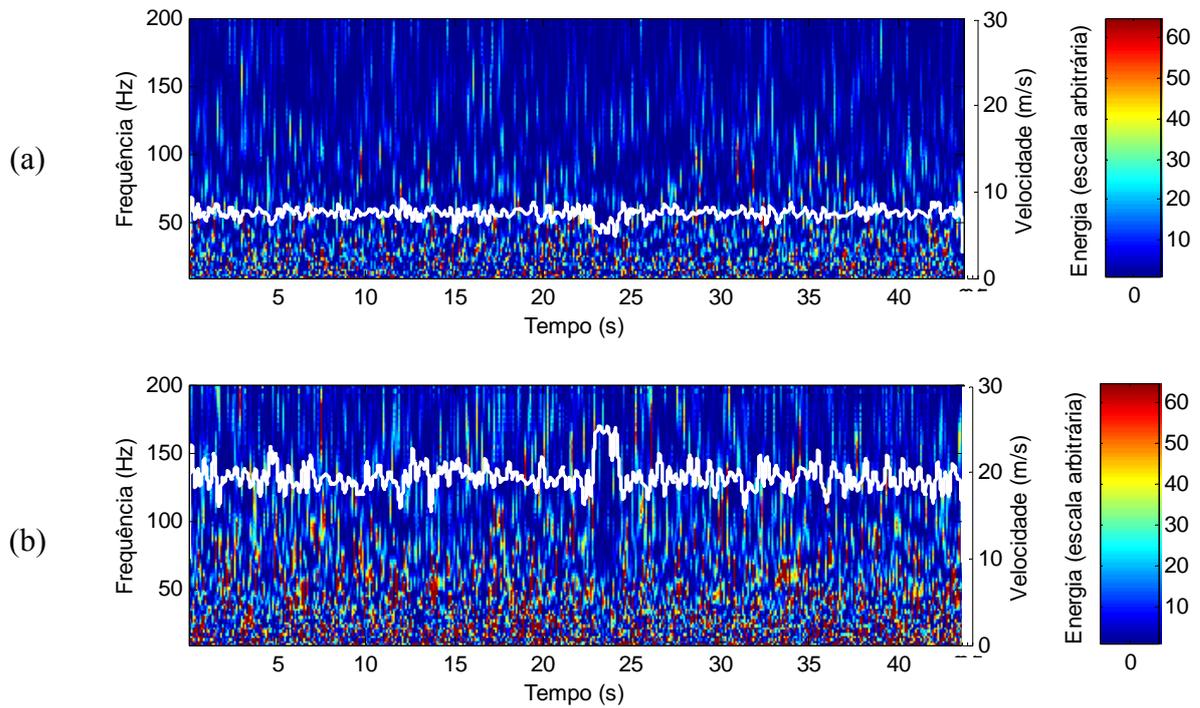
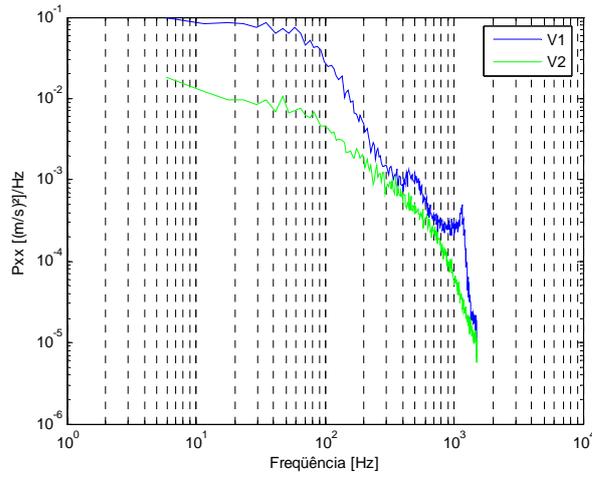


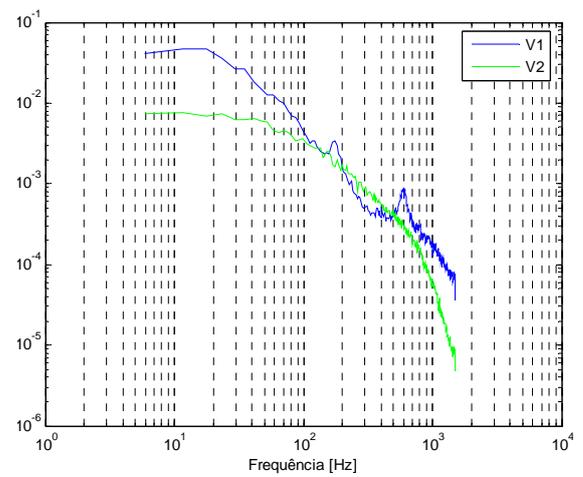
Figura 3.52 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 60 mm e razão de espaçamento 1,26. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

### 3.5.2. Razão de espaçamento 1.6

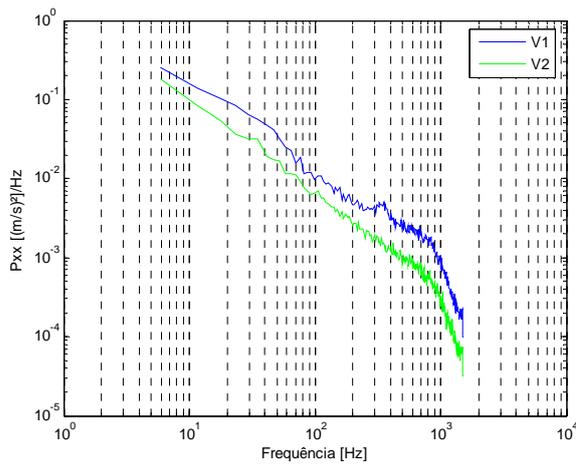
As Fig. 3.53 e Fig.3.54 mostram os espectros de Fourier para os cilindros na razão espaçamento 1,6. As diferenças em relação à razão de espaçamento 1,26 consistem no espectro para os cilindros de 15 mm, Fig. 3.53 (c), que nessa razão de espaçamento apresentaram o fenômeno biestável, isso fez com que seu espectro de potência não apresentasse picos de frequências, e portanto, uma frequência de desprendimento de vórtices. Os cilindros de 50 mm, Fig. 3.54 (c) não apresentou pico de frequência, sendo outra diferença em relação ao resultado para os mesmos cilindros na razão  $p/d = 1,26$ , mesmo apresentando uma única troca, mas com uma duração menor, fazendo com que isso se manifestasse no seu espectro de Fourier. A Tabela 3.7 apresenta os parâmetros obtidos do desprendimento de vórtices dos arranjos de tubos que apresentaram essas características.



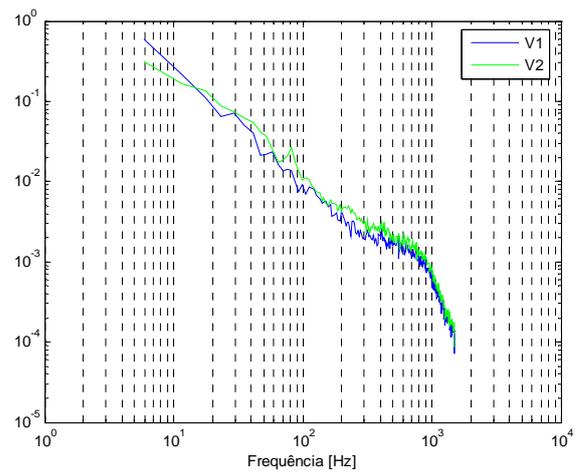
(a)



(b)

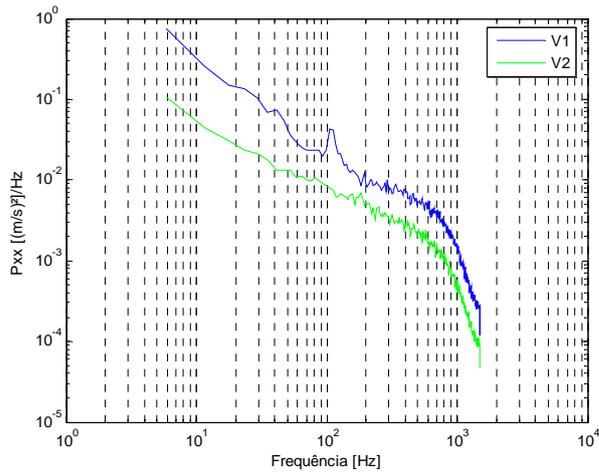


(c)

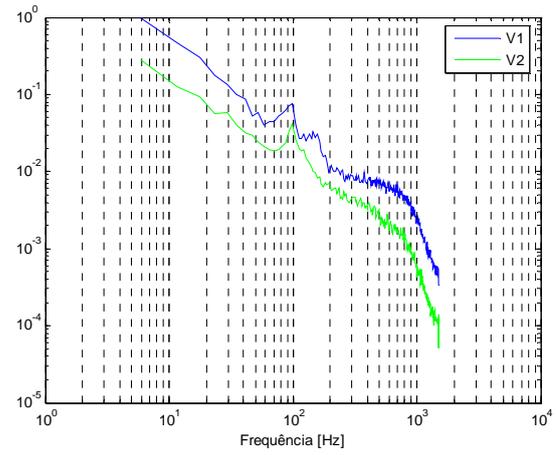


(d)

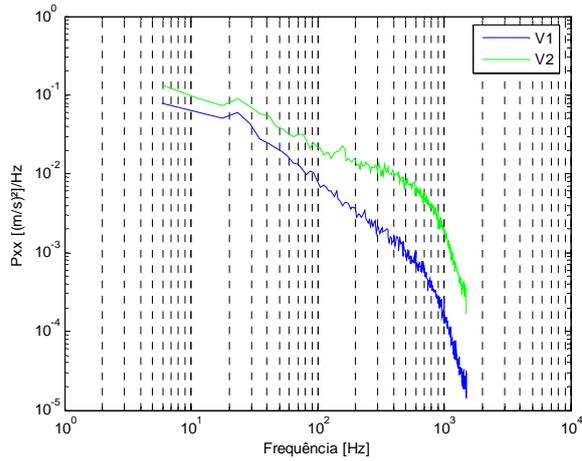
Figura 3.53 – Densidades espectrais de potência nas esteiras dos cilindros de (a) 4,5 mm, (b) 9,1 mm, (c) 15 mm, (d) 25 mm. Razão de espaçamento de 1,6.



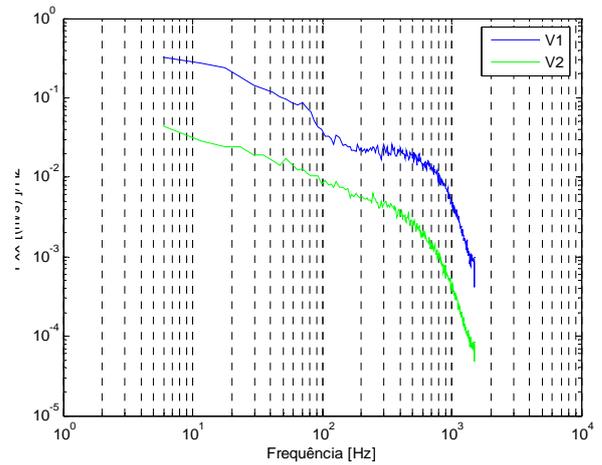
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3.54 – Densidades espectrais de potência nas esteiras dos cilindros de (a) 32 mm, (b) 40 mm, (c) 50 mm e (d) 60 mm. Razão de espaçamento de 1,6.

Tabela 3.7 – Valores das frequências de desprendimento de vórtices e do número de Strouhal para os cilindros para a razão de espaçamento 1,6, em um dos sinais de velocidade

Cilindros (mm)	Razão de Bloqueio (%)	Velocidade de Referência (m/s)	Frequência de Desprendimento de Vórtices (Hz)	Número de Reynolds	Número de Strouhal
9,1	9,43	15,7	181	8998	0,11
25	25,91	16,42	81	26283	0,12
32	33,16	16,7	135	34300	0,26
40	41,45	17,3	95	42223	0,22

As Fig. 3.55 a Fig. 3.61 apresentam os espectros de ondaletas obtidos por meio de transformada contínua de ondaletas, juntamente com a reconstrução do sinal de velocidade obtida por transformada discreta de ondaletas. A Fig. 3.55 apresenta os espectrogramas para os cilindros de 4,5 mm, onde se vê que para o sinal V1, Fig. 3.55 (a), há uma concentração mais alta de energia, pois este sinal possui valores de velocidade maiores do que os valores do sinal V2, Fig. 3.55 (b). Para o cilindro de 9,1 mm, Fig. 3.56, já são mais evidentes algumas regiões com concentrações maiores de energia. Assim como os cilindros de 4,5 mm, essas regiões são visualizadas no espectrograma do sinal V1, Fig. 3.56 (a), por também possuir patamar de velocidades maiores que o do sinal V2, Fig. 3.56 (b).

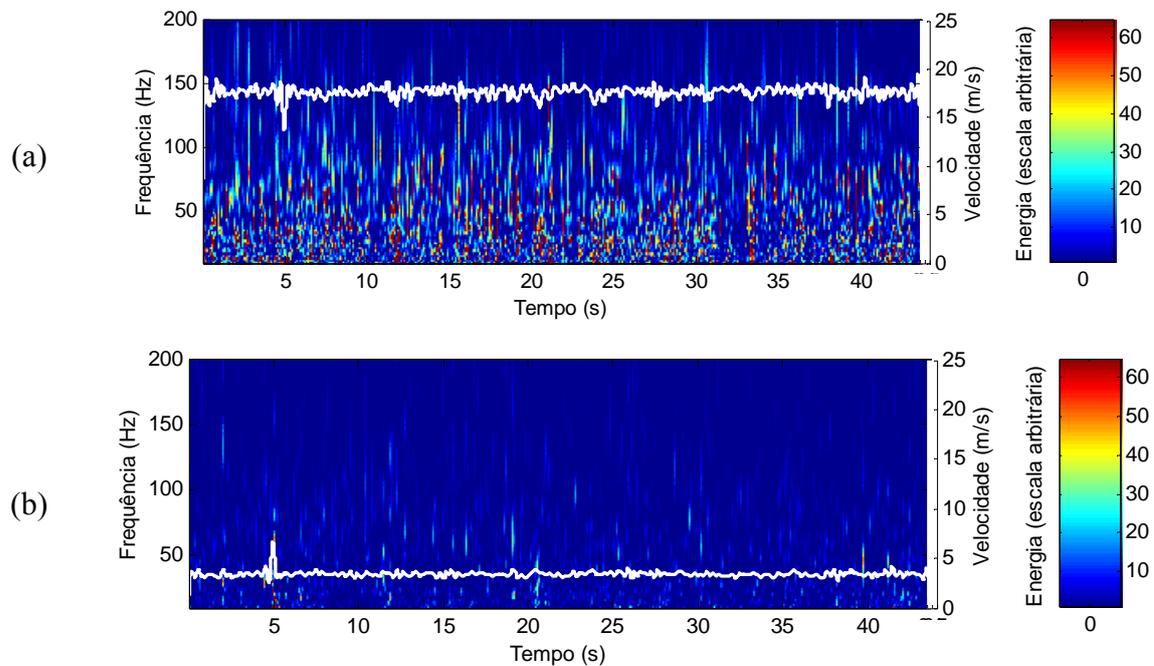


Figura 3.55 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 4,5 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

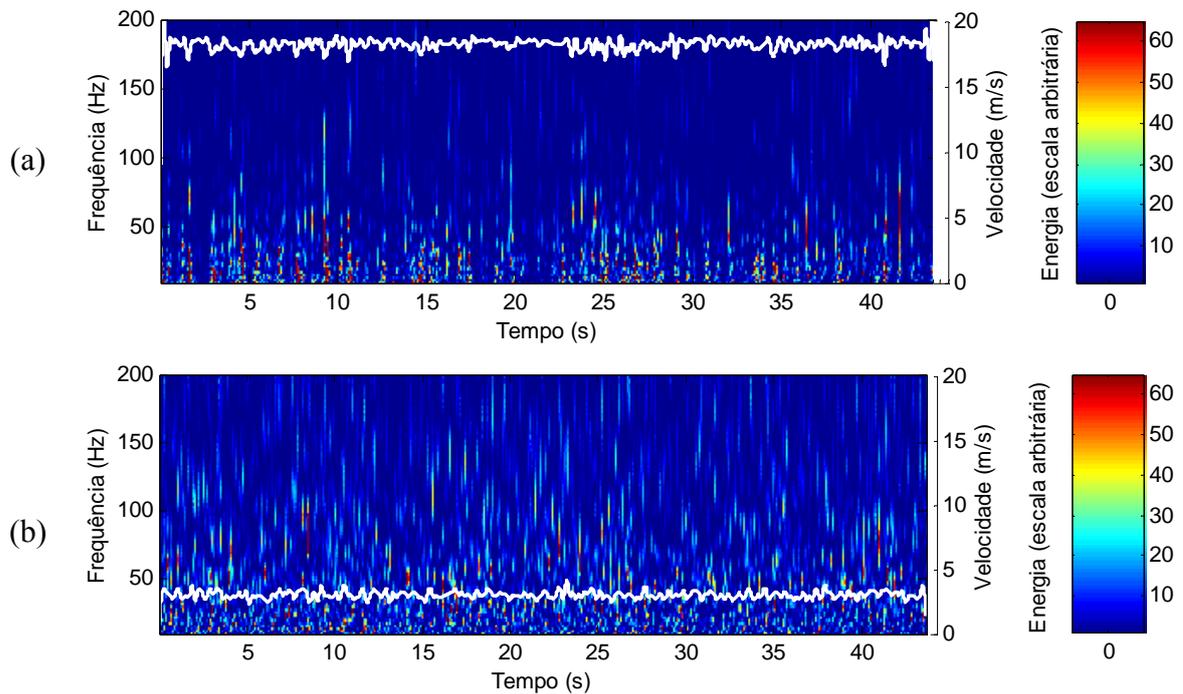


Figura 3.56 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 9,1 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

Para o cilindro de 15 mm, Fig. 3.57, percebemos claramente a relação entre energia e o sinal de velocidade. As regiões que possuem maior energia estão associadas com os maiores valores de velocidade, tanto na Fig. 3.57 (a) e (b). Como este arranjo apresentou trocas características do fenômeno biestável, percebem-se também as trocas entre regiões de maior e menor energia, acompanhando a troca dos patamares de velocidade.

A Fig. 3.58, que se refere ao cilindro de 25 mm que apresentou mais trocas, nos revela que essas regiões de concentração de energia estão relacionadas com as trocas, embora presente, na Fig. 3.58 (a), regiões com maiores energia como a observada entre 8 e 10 segundos, onde não ocorreu troca. Já a Fig. 3.58 (b), mostra que a distribuição de energia é maior em decorrência do sinal V2 possuir maior velocidade neste intervalo de tempo observado, à exceção dos momentos onde houve trocas.

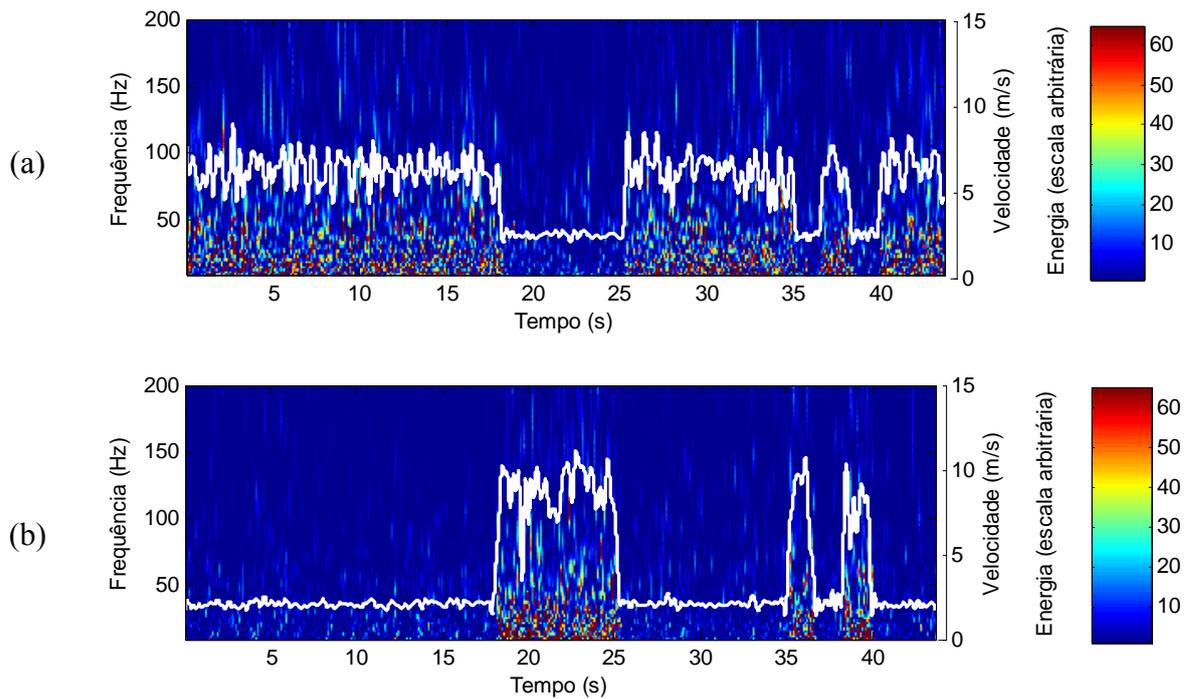


Figura 3.57 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 15 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

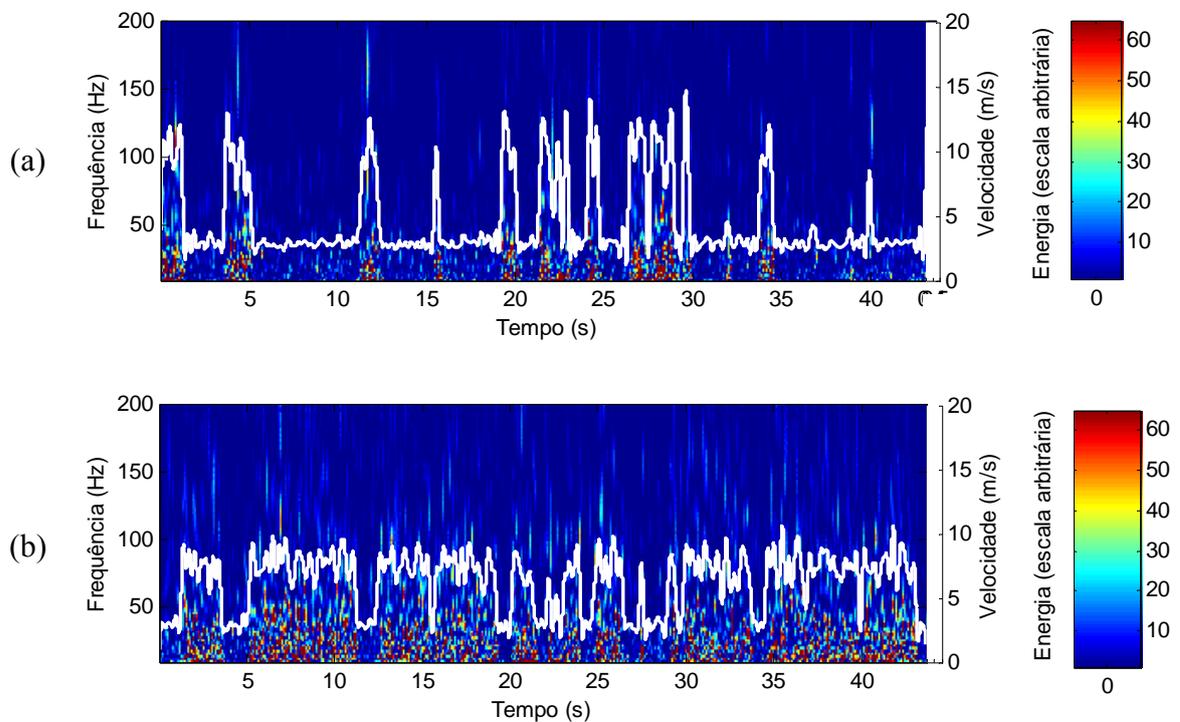


Figura 3.58 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 25 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

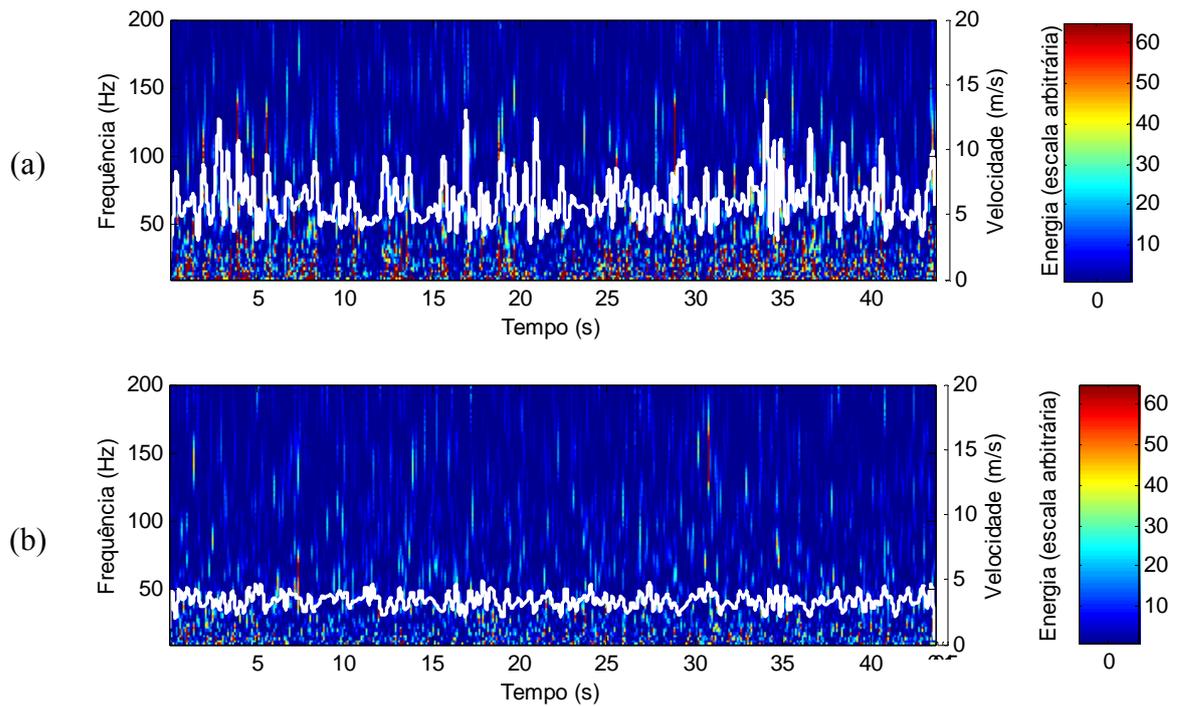


Figura 3.59 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 32 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

Nos espectrogramas para os cilindros de 32 mm, Fig. 3.59, tem-se a distribuição de energia do sinal de acordo com a sua reconstrução, Fig. 3.36, onde as regiões onde se tem maior energia correspondem aos valores de maior velocidade do sinal V1, Fig. 3.59 (a). Para o sinal V2, Fig. 3.59 (b), há uma concentração menor de energia visto que os valores de velocidade para este sinal são mais baixos.

Para os cilindros de 40 mm, Fig. 3.60, os espectrogramas também revelam a relação já citada entre as concentrações mais altas de energia e os valores de velocidades mais elevados, inclusive quando ocorrem trocas. Novamente o espectrograma para o sinal V1, Fig. 3.60 (a) mostra a maior concentração de energia em função de possuir maior patamar de velocidade. Tais características também são observadas para os cilindros de 50 e 60 mm, Fig. 3.61 e 3.62, com a diferença de que uma troca ocorreu para os cilindros de 50 mm e que nos espectrogramas para este par de cilindros, o sinal V2, Fig. 3.61 (b), apresentou maior energia concentrada pelo fato deste sinal possuir valores de velocidades maiores.

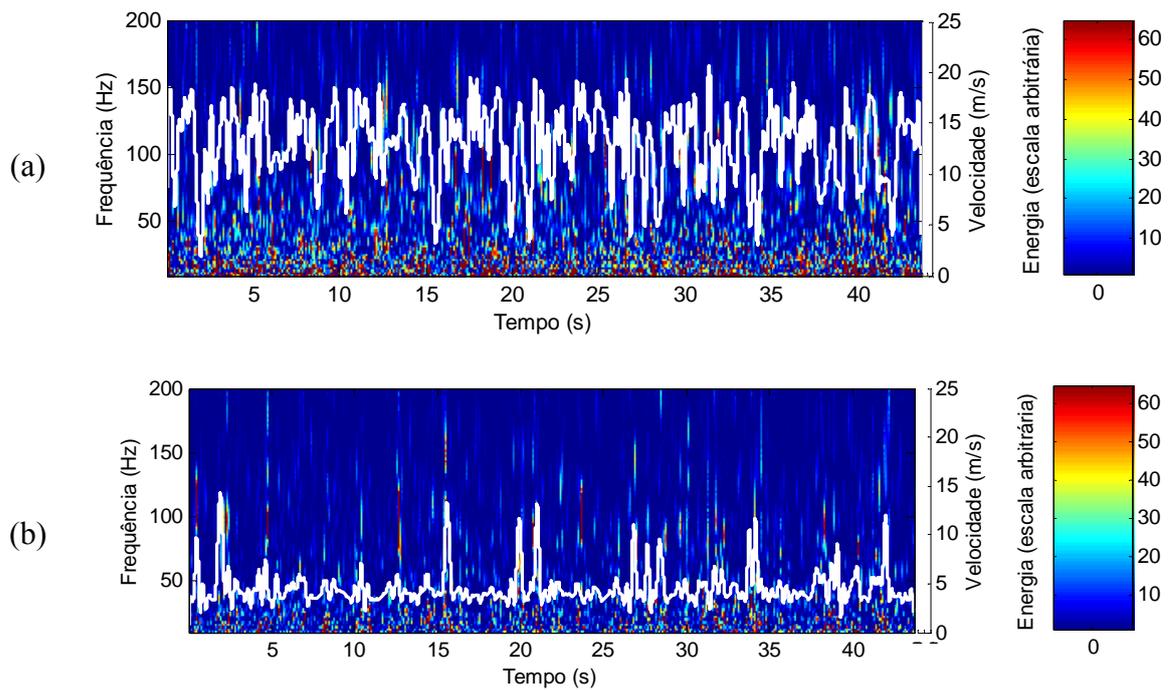


Figura 3.60 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 40 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

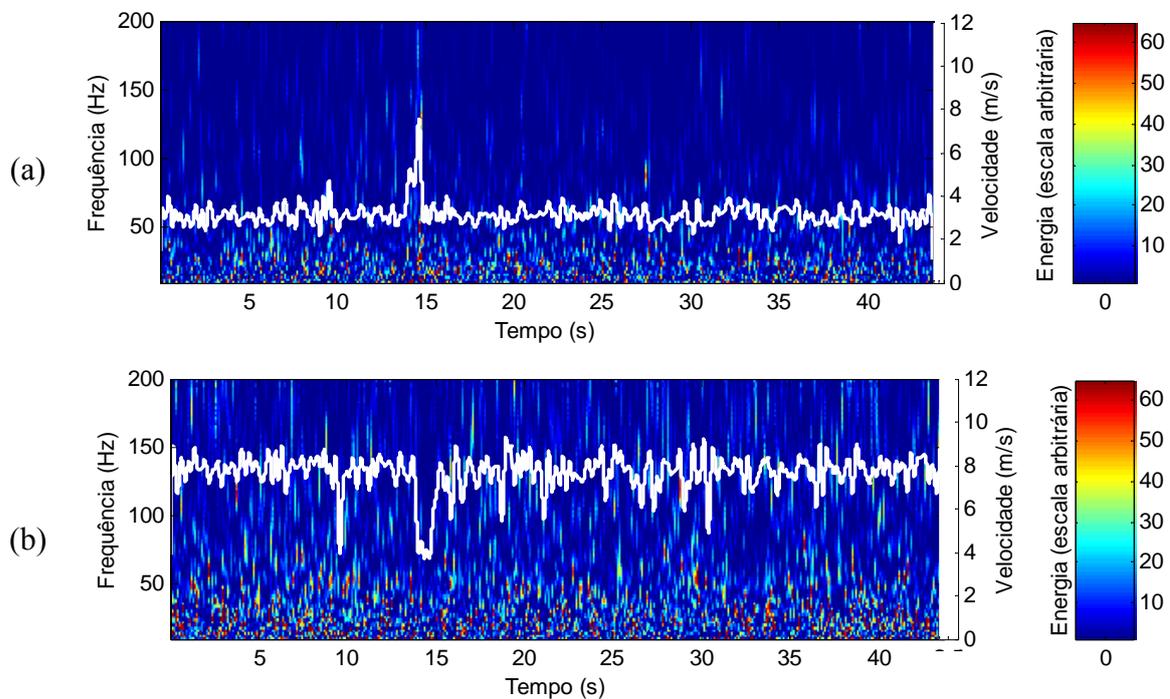


Figura 3.61 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 50 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

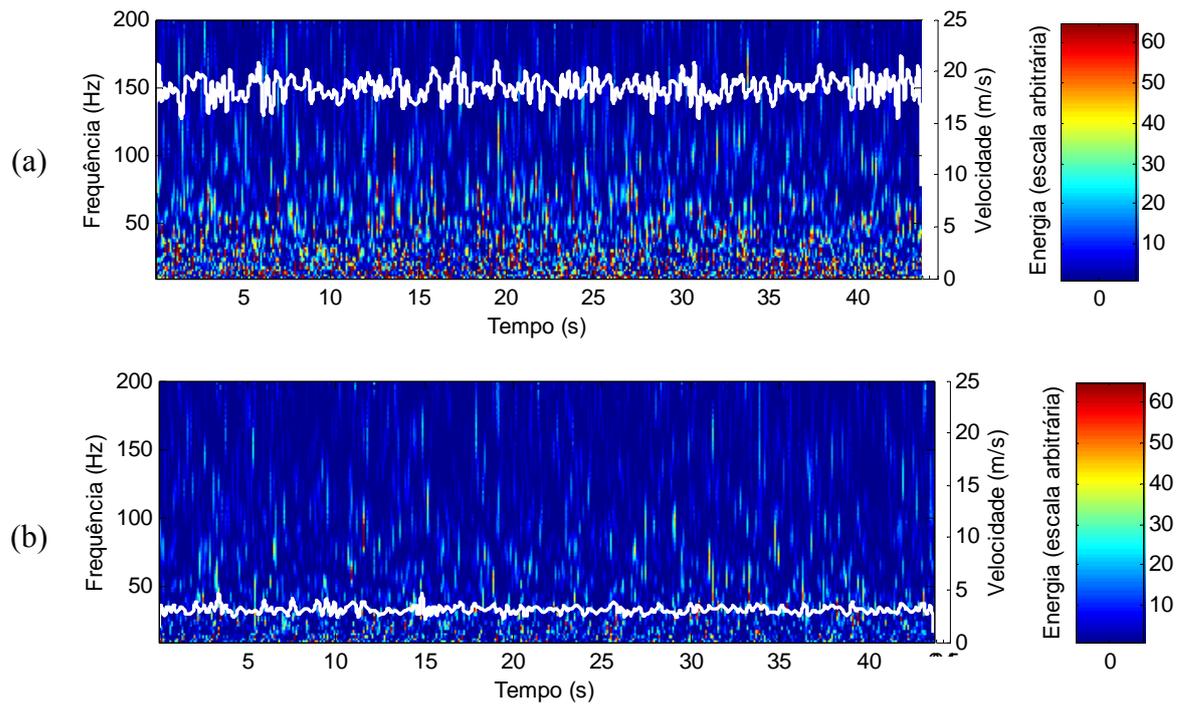


Figura 3.62 – Espectrogramas 2D e reconstruções dos sinais de velocidade para os cilindros de 60 mm e razão de espaçamento 1,6. (a) Sonda 1 – V1, (b) Sonda 2 – V2.

De uma forma geral, os espectrogramas apresentados juntamente com a reconstrução de aproximação do sinal de velocidade permitiram uma análise mais concisa na relação entre sinal de velocidade e concentração de energia.

## 4 CONCLUSÕES

Este trabalho apresenta um estudo sobre experimentos realizados em um e dois cilindros submetidos a escoamentos turbulentos. Foi estudada a influência da razão de bloqueio sobre o Número de Strouhal, para um cilindro, e sobre o fenômeno biestável, para dois cilindros. Em ambos os casos variou-se o diâmetro dos cilindros, portanto, a razão de bloqueio. No que tange ao escoamento sobre dois cilindros, foram estudadas as razões de espaçamento  $p/d$  de 1,26 e 1,6. As medidas das flutuações de velocidade no canal aerodinâmico foram feitas com a utilização da técnica de anemometria de fio quente. Os experimentos foram realizados no regime subcrítico.

Nos experimentos realizados com um cilindro, observou-se o aumento do número de Strouhal, na faixa do número de Reynolds estudada, com o aumento da razão de bloqueio a partir dos cilindros de 40 mm. Altas razões de bloqueio aumentaram o número de Strouhal, em razão do aumento do diâmetro dos cilindros, fazendo com que a frequência de desprendimento de vórtices diminuisse, conseqüentemente. O aumento no diâmetro dos cilindros foi tal que compensou a diminuição da frequência de desprendimento de vórtices e ainda assim aumentou o número de Strouhal. Foi obtida uma expressão que permite calcular qual o número de Strouhal a partir de dada razão de bloqueio. Evidentemente que razões de bloqueio menores que 10% não afetaram o número de Strouhal, mas na faixa entre 10% e 60% sim, fazendo com que seja atingido um número de Strouhal de 0,25, para o tubo de maior diâmetro, de 60 mm. A existência de harmônicos da frequência de desprendimento de vórtices também foi obtida a partir das medições. Eles se mostraram presentes nos espectros de turbulência obtidos em função do posicionamento da sonda. A faixa de velocidade analisada, 5, 10 e 15 m/s nos mostrou o decréscimo do número de Strouhal para baixas razões de bloqueio e números de Reynolds alto, conforme já previsto por Roshko, 1954.

Para dois cilindros, percebeu-se a forte influência da razão de bloqueio sobre o fenômeno biestável. Cilindros menores, cujas razões de bloqueio são menores do que 10% não apresentaram o fenômeno podendo chegar-se à conclusão de que ele pode não ocorrer, mesmo com limitações nas dimensões da sonda frente a esses tubos, uma das causas da não captação. Já para razões maiores, o posicionamento na sonda é extremamente importante a fim de não se medir velocidades dentro da esteira larga. Ainda, os arranjos com razões de

bloqueio maiores não só apresentaram o fenômeno da biestabilidade, mas também se verificou a diminuição do mesmo, com o aumento do bloqueio, com a diminuição gradual do número de trocas. O caso extremo do cilindro de maior diâmetro, 60 mm, já apresenta uma alta razão de bloqueio que praticamente encobre o fenômeno biestável, podendo fazer com que o desprendimento de vórtices se sobreponha sobre o fenômeno. À medida que se aumenta a razão de bloqueio, o fenômeno biestável vai diminuindo, isso ficou bem claro com as medições de cilindros de 40 e 50 mm. A biestabilidade se mostrou mais presente em arranjos de cilindros com razão de espaçamento  $p/d = 1,6$ , uma vez que o cilindro de 15 mm não apresentou características biestáveis na razão  $p/d = 1,26$  e apresentou na razão 1,6. O maior espaçamento entre os cilindros facilitou o posicionamento da sonda sendo possível a detecção em casos como este. De fato, a razão de bloqueio,  $d/L$ , vem a ser o principal parâmetro de escoamento, uma vez que pode causar mudanças no escoamento e nos fenômenos que o envolvem, em particular, a biestabilidade. O número de Reynolds e a razão de espaçamento  $p/d$  acabam por não influenciar o escoamento, pois ambos foram fixados para a execução do trabalho, no caso do primeiro, estar no regime subcrítico, e o segundo por pertencer à faixa onde possa ocorrer o fenômeno biestável. A influência do efeito da razão do bloqueio, portanto, torna-se mais determinante sobre a biestabilidade.

Uma ferramenta necessária para o estudo e a análise tanto dos resultados obtidos do escoamento ao redor de um, quanto de dois cilindros é a utilização das transformadas de ondaletas discretas e contínuas, mostrando-se indispensável na análise desses resultados obtidos pela anemometria de fio quente. Através delas pode-se identificar fenômenos não-estacionários, algo que é impossibilitado em uma análise espectral via transformada de Fourier. A reconstrução dos sinais principalmente, com a utilização da transformada discreta de ondaletas é fundamental para uma interpretação mais precisa do fenômeno biestável, assim como os espectrogramas proporcionam a visualização de pontos de distribuição de energia tanto para um, quanto para dois cilindros, via transformada contínua de ondaletas.

#### **4.1. Sugestões para Trabalhos Futuros**

A observação do fenômeno biestável mostrou-se muito dependente do posicionamento das sondas de fio quente, em medições em laboratório. Sugerem-se novos estudos avaliando outros pontos de medição, não somente alinhados às geratrizes internas dos cilindros, mas

também em partes externas aos cilindros, sendo feitas mais próximas das paredes do canal e em fendas, utilizando outras frequências e tempos de aquisição de dados diferentes.

Um outro aspecto a ser trabalhado seria a análise do efeito de bloqueio no fenômeno biestável utilizando a técnica de visualização de escoamentos, dando continuidade aos trabalhos realizados por Olinto, 2005 e De Paula, 2008, pois uma visualização de escoamento seria um trabalho completo realizado acerca deste assunto.

Estudos numéricos envolvendo escoamento em torno de um e dois cilindros também consistem num grupo de projetos para trabalhos futuros.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Akbari, M. H.; Price, S. J. Numerical Investigation of Flow Patterns for Staggered Cylinder Pairs in Cross Flow, **Journal of Fluids and Structures**, v. 20, p. 533-554, 2005.

Alam, M. M.; Moriya, M.; Sakamoto, H. Aerodynamic characteristics of two side-by-side circular cylinders and application of wavelet analysis on the switching phenomenon, **Journal of Fluids and Structures**, v. 18, p. 325–346, 2003.

Alam, M. M.; Sakamoto, H. Investigation of Strouhal Frequencies of Two Staggered Bluff Bodies and Detection of Multistable Flow by Wavelets, **Journal of Fluids and Structures**, v. 20, p. 425-449, 2005.

Alam, M. M.; Zhou, Y. Flow Around Two Side-by-Side Closely Spaced Circular Cylinders, **Journal of Fluids and Structures**, v. 23, p. 799–805, 2007.

Alam, M. M.; Zhou, Y. Strouhal Numbers, Forces and Flow Structures Around Two Tandem Cylinders of Different Diameters, **Journal of Fluids and Structures**, v. 24, p. 505–526, 2008.

Anagnostopoulos, P.; Iliadis, G.; Richardson, S. Numerical Study of the Blockage Effects on Viscous Flow Past a Circular Cylinder, **International Journal for Numerical Methods in Fluids**, v. 22, p. 1061-1074, 1996.

Bendat, J. S.; Piersol, A. G. **Random Data: Analysis and Measurement Procedures**, Willey – Interscience, New York, 1971.

Blevins, R. D. **Flow-Induced Vibration**, 2<sup>a</sup> ed., Van Nostrand Reinhold, New York, 1990.

Bradshaw, P. **Turbulence**, Pergamon, Springer-Verlag, v. 12, New York, 1978.

Brown, G.; Roshko, A. On Density Effects and Large Structure in Turbulent Mixing Layers, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 64, p. 775, 1971.

De Paula, A.V., Estudo sobre o Fenômeno da Biestabilidade de Escoamentos Turbulentos em Bancos de Tubos de Arranjo Triangular, **Dissertação de Mestrado**, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, 2008.

De Sampaio, P.A.B.; Coutinho, A.L.G.A. Simulating Vortex Shedding at High Reynolds Numbers, **International Offshore and Polar Engineering Conference**, Seattle, 2000.

Endres, L.A.M. Análise Experimental do Campo de Pressões Flutuantes em Bancos de Tubos Submetidos a Escoamento Transversal Turbulento, **Tese de Doutorado**, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS, 1997.

Guillaume, D. W.; LaRue, J. C. Investigation of the Flopping Regime with Two-, Three- and Four-Cylinder Arrays, **Experiments in Fluids**, v. 27, p. 145-156, 1999.

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

Hussain, A.K.M.F. Coherent Structures – Reality and Myth, **Physics of Fluids**, v. 26, p. 2816-2850, 1983.

Indrusiak, M. L. S. Caracterização de escoamentos turbulentos transientes usando a transformada de ondaletas, **Tese de Doutorado**, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS, 2004.

Indrusiak, M.L.S.; Möller, S.V. Wavelet Analysis of Unsteady Flows: Application on the Determination of the Strouhal Number of the Transient Wake Behind a Single Cylinder, **Experimental Thermal Fluid Science**, v. 35, p. 319-327, 2011.

Kaiser, G. **A Friendly Guide to Wavelets**, Birkhauser, Boston, 1994.

Kim, H. J.; Durbin, P. A. Investigation of the Flow Between a Pair of Circular Cylinders in the Flopping Regime, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 196, p. 431-448, 1988.

Lesieur, M. **Turbulence in Fluids**, 3<sup>th</sup> ed., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1997.

Lienhard, J.H. Synopsis of Lift, Drag, and Vortex Frequency Data for Rigid Circular Cylinders, **Washington State University**, Bulletin no. 300, 1966.

Mallat, S.G., A Theory for Multiresolution Signal Decomposition: The Wavelet Representation, **IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence**, v. 11, p. 674-693, 1989.

Maskell, E.C. A Theory of the Blockage Effects on Bluff Bodies and Stalled Wings in a Closed Wind Tunnel, **Aeronautical Research Council Reports and Memoranda**, no. 3400, London, 1963.

Meneghini, J. R.; Ássi, G.R.S.; Orselli, R.M.; Carmo, B.S.; Saltara, F.; Gioria, R.S.; Bonatto, A.; Tsiloufas, S. Ruído e Vibração Induzidos por Vórtices in: Mansur, S. S.; Vieira, E. D. R.; Silveira Neto, A. Editores, **Turbulência**, v. 7, p. 259-324, Rio de Janeiro: ABCM, 2010.

Meneghini, J.R.; Saltara, F. Numerical Simulation of Flow Interference Between Two Circular Cylinders in Tandem and Side-by-Side Arrangements, **Journal of Fluid and Structures**, v. 15, p. 327-350, 2001.

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

Möller, S.V.; Silvestrini, J.H. Turbulência: Fundamentos in: Möller, S. V.; Silvestrini, J.H. Editores, **Turbulência**, v. 4, p. 1-32, Rio de Janeiro. ABCM. 2004.

Möller, S.V. Experimentação em Turbulência in: Neto, S.A.; Mansur, S.S. Editores, **Turbulência**, v. 2, p. 205-243, Uberlândia. ABCM. 2003.

Olinto, C. R. Estudo Experimental das Características do Escoamento Turbulento nas Primeiras Fileiras de Bancos de Tubos, **Tese de Doutorado**, PROMEC-UFRGS, Porto Alegre, RS., 2005

Olinto, C.R.; Indrusiak, M.L.S.; Möller, S.V. Experimental Study of Biestable Flow in Tube Arrays, **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, v. 28, no. 2, p. 233-241, 2006.

Olinto, C.R.; Indrusiak, M.L.S.; Möller, S.V. Strouhal Number Fluctuations in a Cylinder Wake, **International Congress of Mechanical Engineering**, Ouro Preto, 2005.

Pankhurst, R.C.; Holder, D.W. **Wind Tunnel Technique**, Pitman, 1952.

Percival, D.B.; Walden, A.T. **Wavelet Methods for Time Series Analysis**, Cambridge University Press, Cambridge, 2000.

Peschard I.; Le Gal, P. Coupled wake of cylinders, **Physical Review Letters**, v. 77, p. 3122-2125, 1996.

Roshko, A. On the Development of Turbulent Wakes from Vortex Streets, **National Advisory Committee for Aeronautics**, Report no. 1191, United States of America, 1954.

Sarioğlu, M.; Yavuz, T. Vortex Shedding From Circular and Rectangular Cylinders Placed Horizontally in Turbulent Flow, **Turkish Journal of Engineering & Environmental Sciences**, v. 24, p. 217-228, 2000.

Schlichting, H. **Boundary-Layer Theory**, McGraw-Hill Book Company, New York, 1968.

Sumner, D.; Wong, S. S. T.; Price, S. J.; Païdoussis, M. P. Fluid Behaviour of Side-by-Side Circular Cylinders in Steady Cross-Flow, **Journal of Fluids and Structures**, v. 13, p. 309-338, 1999.

Tennekes, H.; Lumley, J. L. **A First Course in Turbulence**, MIT Press, Cambridge, MA, 1972.

Turki, S.; Abbassi, H., Nasrallah, S.B. Effect of Blockage Ratio on the Flow in a Channel with a Built-in Square Cylinder, **Computational Mechanics**, v. 33, p. 22-29, 2003.

Welch, P. D. The Use of Fast Fourier Transform for the Estimation of Power Spectra: A Method Based on Time Averaging Over Short, Modified Periodograms, **IEEE Trans. Audio and Electroacoustics**, v. AU-15, p. 70-73, New York, 1967.

West, G. S.; Apelt, C. J., The Effect of Tunnel Blockage and Aspect Ratio on the Mean Flow Past a Circular Cylinder with Reynolds Numbers between  $10^4$  and  $10^5$ , **Journal of Fluids Mechanics**, v. 114, p. 361-377, 1984.

White, F. M. **Viscous Fluid Flow**, McGraw-Hill, New York, 1974

Xu, S. J.; Zhou, Y.; So, R. M. C. Reynolds Number Effect on the Flow Structure Behind Two Side-by-Side Cylinders, **Physics of Fluids**, v. 15. p. 1214–1220, 2003.

Yavuz, T.; Akansu, Y.E.; Sarioğlu, M.; Özmert, M. Vortex Shedding on Combined Bodies at Incidence to a Uniform Air Stream, **World Academy of Science, Engineering and Technology**, v. 53, p. 1095-1099, 2009.

Zdravkovich, M. M. **Flow Around Circular Cylinders**, v. 1-2, Oxford University Press Inc., New York, 1997.

Zdravkovich, M. M. Review of flow interference between two circular cylinders in various arrangements, **Journal of Fluids Engineering**, v. 4, p. 618-633, 1977.

Zhou, Y.; Zhang, H. J.; Yiu, M. W. The Turbulent Wake of Two Side-by-Side Circular Cylinders, **Journal of Fluid Mechanics**, v. 458, p. 302-332, 2002.

Zukauskas, A., **Heat Transfer from Tubes in Crossflow**, Advances in Heat Transfer, v. 8, Academic Press Inc., New York, 1972.

## **ANEXOS**

## ANEXO A – Análise de incertezas

O erro em uma medição consiste na diferença entre o valor real e o medido. Neste trabalho serão analisadas as incertezas de medição, que são os valores possíveis dos erros, pois os valores medidos não são previamente conhecidos. Segundo Moffat, 1988, a incerteza de um resultado pode ser obtida a partir da equação a seguir:

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

onde  $R = R(X_1, X_2, X_3, \dots, X_N)$  é o resultado em análise e  $\delta X_i$  é a incerteza da variável  $X_i$ .

A incerteza no posicionamento das sondas é estimada em  $\pm 0,5$  mm. A aproximação destas em relação aos cilindros é feita manualmente. Após a aproximação aos cilindros, um ajuste é realizado com a utilização de um parquímetro, cuja incerteza na medição fica em torno de  $\pm 0,05$  mm.

A incerteza das dimensões dos cilindros utilizados nas medições deste trabalho foi estimada em  $\pm 0,05$  mm.

A incerteza nas medições de velocidade com a sonda de fio quente consiste numa faixa entre 3 e 6%, e possui dependência com a curva de calibração utilizada e da região da curva em que a leitura se localiza.

A incerteza nos valores lidos para as frequências de desprendimento de vórtices utilizando-se a análise de Fourier depende da largura de banda utilizada ( $Be$ ) e do erro médio estatístico ( $\varepsilon$ ) de cada aquisição realizada. Os valores mais adequados são  $3 \text{ Hz} < Be < 4 \text{ Hz}$  e  $8\% < \varepsilon < 12\%$ .

O erro para as frequências determinadas pela transformada de pacotes de ondaletas é de  $\pm \frac{f_s}{2^{n+2}}$ , ou seja, metade da largura do intervalo de frequência.

A incerteza na leitura de uma medição depende da resolução da escala e do respectivo instrumento envolvido. Desta forma, estão listadas na Tab. A.1 as principais resoluções das escalas dos instrumentos utilizados neste trabalho.

Tabela A.1 – Principais resoluções

Instrumento	Resolução da escala
Termômetro	$\pm 0,5 \text{ }^{\circ}\text{C}$
Barômetro	$\pm 0,5 \text{ mmHg}$
Micromanômetro de coluna inclinada	$\pm 0,02 \text{ mmH}_2\text{O}$
Manômetro eletrônico*	1% da leitura
Manômetro de coluna d'água	$\pm 1 \text{ mmH}_2\text{O}$

\* As leituras típicas deste equipamento variam de 4 a 20 mA.

Fonte: De Paula, 2008.

## ANEXO B – Procedimento de calibração das sondas de fio quente em canal aerodinâmico

A calibração das sondas de anemometria de fio quente é realizada no interior do canal aerodinâmico, com um dispositivo que restringe gradualmente o fluxo do escoamento (bocal convergente), aumentando sua velocidade. Nesta mesma seção onde são posicionadas as sondas retas de fio quente, modelo DANTEC 55P11, está instalado um tubo de Pitot, que é responsável pela medição da pressão. Esse valor é anotado assim como os valores de tensão apresentados pelas sondas, e uma relação entre tensão e velocidade é realizada. Geralmente as curvas de calibração são obtidas a partir de 10 a 12 pontos de medição, distribuídos no intervalo entre zero até um valor conveniente, acima da velocidade máxima esperada para o experimento. A Tab. B.1 mostra o registro de uma calibração típica do sensor de velocidade. São utilizados três equipamentos para a medição da pressão no interior do canal, em virtude da faixa de medição: um micromanômetro de coluna inclinada, um manômetro eletrônico e um manômetro de coluna d'água.

Para cada novo experimento é realizada uma nova calibração. Porém, como as sondas permanecem no interior do canal até a realização do experimento, sem a necessidade da desmontagem do conjunto sonda/suporte/cabo/CTA, os valores absolutos das medições de velocidade não são afetados.

A Fig. B.1 ilustra uma relação típica entre tensão e velocidade resultante do processo de calibração, e a Fig. B.2 ilustra a variação do erro da calibração com a velocidade.

Tabela B.1 – Registro de uma calibração típica do sensor de velocidade

$E_0 = 1,368 V$					
$E_{corr}$ [V]	$U_{real}$ [m/s]	$\ln(E^2 - E_0^2)$	$\ln(U_{real})$	$U_{calc}$ [m/s]	Erro [%]
1,6597	2,8811	-0,0832	1,0582	2,7405	4,8803
1,7384	4,9902	0,1719	1,6075	4,8221	3,3682
1,8022	7,0572	0,3459	1,9541	7,0897	-0,4594
1,8799	10,0657	0,5303	2,3091	10,6646	-5,9504
1,9685	15,1020	0,7133	2,7148	15,9933	-5,9015
2,0363	20,1419	0,8381	3,0028	21,0862	-4,6882
2,0960	25,1169	0,9396	3,2235	26,4017	-5,1154
2,1299	29,9413	0,9940	3,3992	29,7841	0,5251
2,1718	35,0501	1,0585	3,5568	34,3566	1,9787
2,2046	40,1291	1,1072	3,6921	38,2707	4,6312
2,2475	46,4564	1,1683	3,8385	43,8182	5,6787

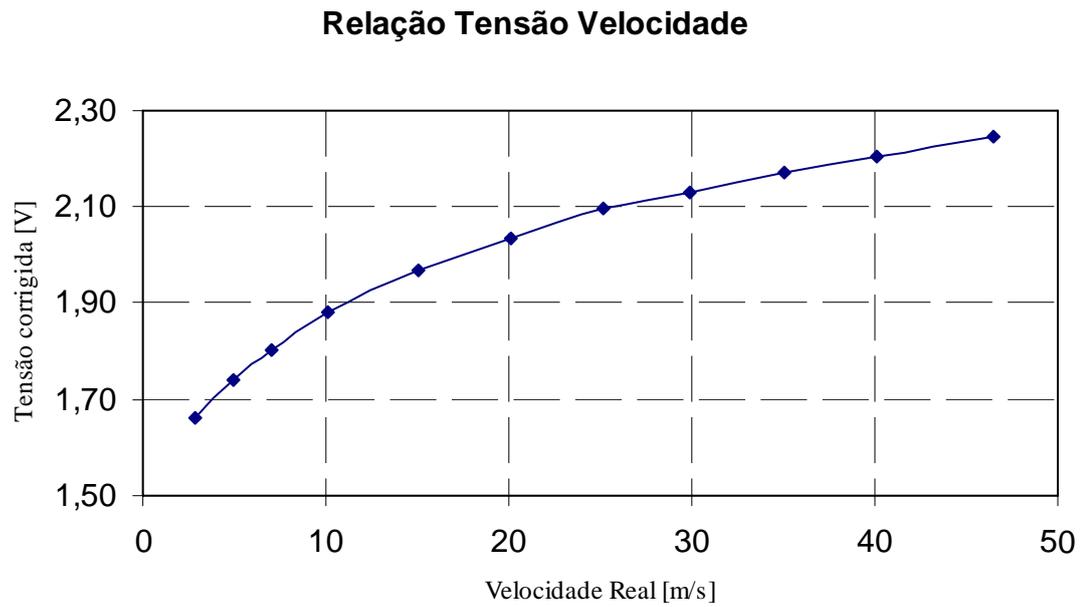


Figura B.1 – Relação típica entre tensão e velocidade resultante do processo de calibração.



Figura B.2 – Variação do erro em função da velocidade.

**ANEXO C** – Publicações realizadas durante o trabalho de dissertação

Silveira, R.S.; Möller, S.V. Efeito da Razão de Bloqueio sobre o Número de Strouhal em escoamento em Cilindros, **VII Escola de Primavera de Transição e Turbulência**, Ilha Solteira, SP, 2010.

Silveira, R.S.; Möller, S.V. Effect of Blockage Ratio on Bistability Phenomenon of the Flow on Two Circular Cylinders Side-by-Side, **21<sup>th</sup> International Congress of Mechanical Engineering**, Natal, RN, 2011. (A ser apresentado).