

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO
TURBULENTO EM VÁLVULAS DE COMPRESSORES**

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA

LUÍS EDUARDO MARTINHÃO SOUTO

FLORIANÓPOLIS, SETEMBRO DE 2002

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

**INVESTIGAÇÃO EXPERIMENTAL DO ESCOAMENTO
TURBULENTO EM VÁLVULAS DE COMPRESSORES**

LUÍS EDUARDO MARTINHÃO SOUTO

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de

**MESTRE EM ENGENHARIA
ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA**

sendo aprovada em sua forma final.

CÉSAR JOSÉ DESCHAMPS, Ph. D.
Orientador

JOSÉ ANTÔNIO BELLINI DA CUNHA NETO, Dr.
Coordenador do Curso

BANCA EXAMINADORA

ANTÔNIO FÁBIO CARVALHO DA SILVA, Dr.
Presidente

CLÁUDIO MELO, Ph. D.

VICENTE DE PAULO NICOLAU, Dr.

Este trabalho é dedicado
aos meus pais, Luiz e Constância,
aos meus irmãos, Ricardo, Ivan e Ana Luísa
e à minha namorada, Ilosair.

AGRADECIMENTOS

Ao povo brasileiro, que com seu trabalho financiou toda a minha formação profissional;

Ao professor César José Deschamps pela dedicação na orientação deste trabalho;

Aos alunos de graduação Alberto Régio Gomes, Mauro Melo e Rodrigo Kremer pela ajuda prestada nas atividades experimentais;

À EMBRACO, Empresa Brasileira de Compressores, pelos equipamentos cedidos à pesquisa;

Aos integrantes do NRVA pela amizade e pelo agradável ambiente de trabalho;

A todos meus amigos pelas horas de lazer e descontração;

A todos que, de alguma maneira, contribuíram para a realização deste trabalho.

CONTEÚDO

RESUMO.....	viii
ABSTRACT	ix
LISTA DE SÍMBOLOS	x
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Considerações Iniciais.....	1
1.2 Objetivos do Trabalho	5
1.3 Organização do Documento	5
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1 Introdução.....	7
2.2 Revisão de trabalhos.....	7
2.3 Comentário Finais	13
3 BANCADA EXPERIMENTAL.....	15
3.1 Introdução.....	15
3.2 Descrição Geral do Aparato Experimental.....	15
3.3 Seção de Testes	16
3.4 Instrumentação	19
3.4.1 Medições de temperatura	19
3.4.2 Medições de pressão.....	20
3.4.3 Medições de deslocamento.....	20
3.4.4 Medições de velocidade	20
3.5 Sistema de Aquisição, Controle e Tratamento de Dados	21
4 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E REDUÇÃO DOS DADOS.....	23
4.1 Introdução.....	23
4.2 Procedimento Experimental	23
4.2.1 Preparação e ajustes da bancada.....	23
4.2.2 Calibração dos transdutores	24

4.2.3 Tomada de dados de distribuição de pressão sobre a palheta	25
4.2.4 Medição da vazão do escoamento	29
4.2.5 Medição da velocidade e de grandezas turbulentas na saída do difusor	33
4.3 Redução de dados	35
4.3.1 Distribuição de pressão na palheta	35
4.3.2 Perfis de velocidade e de grandezas turbulentas	37
5 RESULTADOS	39
5.1 Introdução.....	39
5.2 Distribuição de pressão sobre a palheta	40
5.3 Perfis de velocidade e de grandezas turbulentas na saída do difusor.....	61
5.4 Conclusões	76
6 CONCLUSÕES.....	77
6.1 Comentários Preliminares	77
6.2 Conclusões Principais	78
6.3 Sugestões para Trabalhos Futuros.....	79
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	80
APÊNDICE I - PROCESSO DE FILTRAGEM DE SINAIS.....	86
I.1 Introdução.....	86
I.2 Montagem do Sistema.....	86
I.3 Influência do sistema de filtragem na medição de escoamento pulsante.....	87
APÊNDICE II - MEDIÇÃO DE VAZÃO	89
APÊNDICE III - ANÁLISE DA INCERTEZA DE MEDIÇÃO.....	91
III.1 Introdução.....	91
III. 2 Incerteza associada ao afastamento adimensional (s^*).....	92
III.3 Incerteza associada ao número de Reynolds (Re).....	92
III.4 Incerteza associada à pressão adimensional sobre a palheta	95
III. 5 Incertezas associadas a medições de velocidade e de grandezas turbulentas	97

APÊNDICE IV - MODELO COMPUTACIONAL.....	99
IV.1 Equações Governantes do escoamento	99
IV.2 Condições de Contorno.....	102
IV.3 Metodologia de Solução Numérica	103
IV.4 Malha Computacional.....	104

RESUMO

O presente trabalho é uma investigação experimental do escoamento turbulento em válvulas de compressores alternativos. O difusor radial com discos concêntricos e paralelos é a geometria básica para a análise deste tipo de escoamento e foi escolhida para efeitos de simplificação. Além de válvulas de compressores, o escoamento em difusores é importante em uma série de aplicações tecnológicas (tais como mancais aeroestáticos e válvulas de componentes pneumáticos) e tem despertado também o interesse de pesquisadores devido a suas peculiaridades fenomenológicas.

O comportamento do escoamento turbulento através do difusor radial é investigado para os regimes estacionário e transiente. A condição de transiente é representada pela pulsação na vazão do escoamento, imposta pelo acionamento de uma válvula proporcional, mantendo-se porém o afastamento entre os discos fixo. Para a situação de escoamento transiente foi desenvolvida uma bancada capaz de fornecer a distribuição de pressão sobre o disco frontal em qualquer posição do ciclo. A partir dos dados experimentais foi verificado que a distribuição de pressão não é afetada pela pulsação do escoamento em frequências de até 1 Hz. Trabalhos futuros devem estender a investigação do efeito de inércia para transientes mais rápidos.

Uma caracterização detalhada do escoamento estacionário foi possível através do emprego de um sistema de anemometria de fio quente, obtendo-se resultados de velocidade e de grandezas turbulentas na saída do difusor. Para afastamentos elevados entre os discos, verificou-se uma assimetria no perfil de velocidade na saída do difusor provocada pela região de recirculação no difusor. Em todas as situações de escoamentos analisadas, foram registrados níveis elevados de turbulência na saída do difusor. Para alguns casos, no entanto, constatou-se a presença de um processo de laminarização no difusor provocado pela queda dos níveis de velocidade ao longo do difusor.

Dados experimentais de distribuição de pressão sobre o disco frontal, e de velocidade e grandezas turbulentas na saída do difusor, foram comparados com resultados obtidos da simulação numérica do escoamento com o modelo de turbulência RNG k- ϵ . O nível de concordância observado entre os resultados indica que o modelo computacional é capaz de prever o escoamento de forma satisfatória.

ABSTRACT

The present work considers an experimental investigation of the turbulent flow through radial diffusers. The understanding of this class of flow is important in a number of technological applications and, for this reason, has attracted the interest of several researchers. Analytical solutions are restricted to idealized conditions and, therefore, numerical modeling is the most adopted technique to investigate the phenomenon. Experimental investigations are less common and usually offer data only for the resulting force (or the respective pressure distribution) on the front disk.

In this investigation an experimental setup has been developed to allow the flow analysis under both stationary and transient conditions. The latter corresponds to a pulsating flow established through a proportional control valve, but keeping the gap between the disks fixed. Experimental data of pressure distribution on the frontal disk for these two flow conditions show a very small change on the pressure distribution caused by pulsations of up to 1 Hz. However, the results suggest that such effect may become significant as the gap between the disks is increased or the diameter ratio between the front disk and the feeding orifice is decreased. Further work is required to scrutinize such aspects and also to extend the pulsating condition to higher frequencies.

Experimental data for mean velocity and turbulence quantities are obtained with a hot-wire anemometer for the exit cross section of the diffuser. For large gaps between the disks, it has been observed an asymmetry in the velocity profile originated by a large recirculating region in the diffuser. For all situations analyzed, high levels of turbulence take place at the exit of the diffuser. However, it has been noticed that the flow deceleration along the diffuser can bring about a laminarization process.

The flow through the diffuser has been simulated with the RNG k- ϵ turbulence model. Numerical results of pressure distribution on the frontal disk are seen to compare reasonably well with the experimental data, indicating that such model is adequate to describe the flow.

LISTA DE SÍMBOLOS

C	coeficiente de descarga do medidor de vazão
$c_{\epsilon 1}$, $c_{\epsilon 2}$ e c_{μ}	constantes utilizadas no modelo RNG k- ϵ ($c_{\epsilon 1} = 1,42$, $c_{\epsilon 2} = 1,68$ e $c_{\mu} = 0,0845$)
C_{ℓ}	termo utilizado para o cálculo de ϵ no volume adjacente à parede, no modelo RNG k- ϵ ($= \kappa c_{\mu}^{-3/4}$)
d	diâmetro da canalização
D	diâmetro do disco frontal (palheta)
d_{or}	diâmetro do orifício do medidor de vazão
e	comprimento do orifício de passagem
E	fator de velocidade de aproximação do medidor de vazão
f	freqüência de pulsação
F_a	fator de dilatação térmica do medidor de vazão
g	aceleração da gravidade ($= 9,8066 \text{ m/s}^2$)
I	intensidade turbulenta ($= [2/3 k]^{1/2} / \bar{U}$)
I	intensidade turbulenta $\left(= \frac{v_{RMS}}{\bar{U}} = \frac{(\overline{v v})^{1/2}}{\bar{U}} \right)$
k	energia cinética turbulenta
k	relação entre calores específicos a pressão e a volume constante
k	número de onda ($= 2\pi f/V$)
k^*	energia cinética turbulenta adimensional ($= k / \bar{U}^2$)
k_P	energia cinética turbulenta no volume centrado em P
ℓ_m	comprimento de mistura
\dot{m}	vazão mássica
M	massa molecular do ar ($= 28.98 \text{ kg/kgmol}$)
p	pressão manométrica lida na tomada de pressão do cursor
P	pressão manométrica adimensional ($= p / [\rho \bar{U}^2]$)
p^*	pressão manométrica adimensional ($= p / [\rho \bar{U}^2 / 2]$)
p_j	pressão absoluta a jusante da placa de orifício
P_k	termo de produção de energia cinética turbulenta

p_m	pressão absoluta a montante da placa de orifício
r	posição radial
r^*	posição radial adimensional ($= r/d$)
R	termo relacionado à taxa de deformação do escoamento no modelo RNG k- ϵ
\bar{R}	constante universal dos gases ($= 8314,3 \text{ J/kgmol.K}$)
r_c	posição radial para transição inversa ocorrer
Re	número de Reynolds baseado no diâmetro da tubulação ($= \rho \bar{U} d/\mu$)
s	afastamento entre os discos
s^*	afastamento adimensional entre os discos ($= s/d$)
S_{ij}	tensor taxa de deformação
t	tempo de medição
T_{amb}	temperatura ambiente
T	tempo de aquisição
TA	taxa de aquisição
T_1	escala de tempo integral
U	componente de velocidade na direção axial
U^*	componente de velocidade adimensional na direção axial ($= U/\bar{U}$)
\bar{U}	velocidade média do fluido no orifício de passagem
$\overline{\bar{U}}$	valor médio ao longo de um ciclo completo da velocidade média \bar{U}
$U_{m\acute{a}x}$	velocidade no centro da tubulação
v	flutuação de velocidade ($= \tilde{V} - V$)
V	velocidade média
V	componente de velocidade na direção axial
V^*	componente de velocidade adimensional na direção radial ($= V/\bar{U}$)
\tilde{V}	velocidade instantânea num ponto de medição
v_{RMS}	média quadrática das flutuações de velocidade
x	posição axial
x^*	posição axial adimensional ($= x/d$)
w_{x_i}	incerteza de uma variável x_i qualquer
y	distância adimensional do ponto central do volume até a parede
y_v	espessura da subcamada limite viscosa

Símbolos Gregos

β	relação entre o diâmetro do orifício do medidor de vazão d_{or} e o diâmetro da tubulação ($= d_{or}/d$)
Δp	pressão diferencial através da placa de orifício
ε	dissipação da energia cinética turbulenta
ε	fator de expansão isentrópica do medidor de vazão
ε^*	dissipação da energia cinética turbulenta adimensional ($= \varepsilon d / \bar{U}^3$)
γ	inverso do número de Prandtl para o transporte turbulento
η	termo utilizado para o cálculo de R no modelo RNG k- ε ($= Sk/\varepsilon$)
η	escala de comprimento de Kolmogorov ($= [v^3/\varepsilon]^{1/4}$)
μ	viscosidade dinâmica
μ_t	viscosidade dinâmica turbulenta
μ^*	viscosidade dinâmica adimensional ($= \mu/[\rho \bar{U} d]$)
μ_t^*	viscosidade dinâmica turbulenta adimensional ($= \mu_t/[\rho \bar{U} d]$)
μ_e^*	viscosidade dinâmica efetiva adimensional ($= \mu^* + \mu_t^*$)
ν	viscosidade cinemática
ν_{eff}	viscosidade cinemática efetiva ($= \nu + \nu_t$)
ν_t	viscosidade cinemática turbulenta
ρ	massa específica do fluido
ρ_m	massa específica do fluido a montante da placa de orifício
τ	tempo adimensional ($= [\bar{U} t]/d$)
τ	tempo definido na função auto-correlação

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Considerações Iniciais

Compressores alternativos são responsáveis pelo bombeamento e pelo aumento da pressão do fluido refrigerante em diversos sistemas de refrigeração. A faixa de aplicação desse tipo de compressor é muito grande, podendo ser encontrados tanto em refrigeradores domésticos como em instalações industriais de grande porte.

Com a limitação na disponibilidade energética em nível mundial é cada vez mais importante que estes equipamentos tenham a maior eficiência possível. Além disso, em função do crescimento da consciência ambiental dos consumidores a eficiência desses equipamentos é também de fundamental importância para torná-los competitivos no mercado.

Um esquema simplificado de um compressor alternativo é ilustrado na figura 1.1, incluindo o sistema de acionamento, o pistão, o cilindro, o sistema de válvulas e as câmaras de sucção e de descarga.

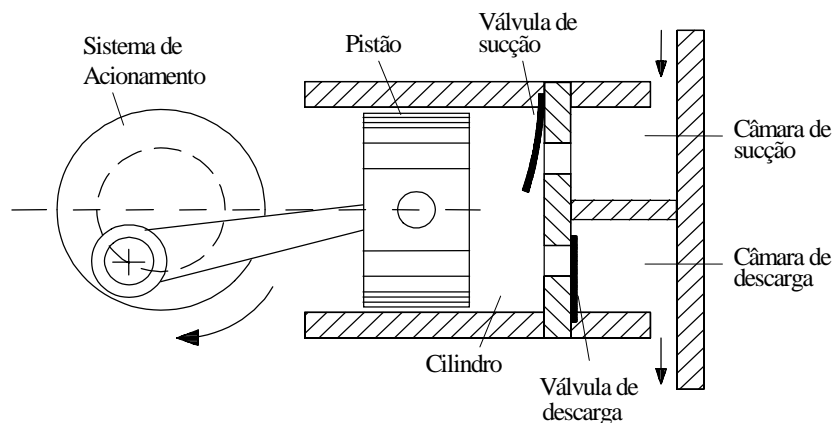


Figura 1.1 – Esquema de um compressor alternativo; (reproduzida de Possamai, 1994)

A compressão neste tipo de compressor é realizada pelo deslocamento linear e alternado do pistão. As válvulas de sucção e de descarga são responsáveis respectivamente pela retenção e passagem do fluido refrigerante da câmara de sucção para o cilindro e do cilindro para a câmara de descarga. O correto dimensionamento do sistema de válvulas é fundamental para uma eficiência elevada do compressor. De forma geral, o projetista busca válvulas com resposta rápida, tanto na abertura como no fechamento, que produzam uma perda de carga pequena e que restrinjam ao máximo o refluxo do gás.

A diferença de pressão entre o cilindro e as câmaras de sucção e de descarga comandam inicialmente a abertura e o fechamento das válvulas. Uma vez abertas, a dinâmica dessas válvulas é controlada pela força resultante do campo de pressão do próprio escoamento. Por este motivo, válvulas deste tipo são usualmente denominadas “automáticas”. Fica evidente portanto que, para o correto dimensionamento deste tipo de válvula, necessita-se conhecer profundamente as características do escoamento e a influência de parâmetros físicos sobre o seu comportamento.

Dada a complexidade do escoamento em válvulas de compressores, modelos simplificados como o difusor radial têm sido adotados como base para a sua investigação. A figura 1.2 apresenta a geometria típica de um difusor radial com os parâmetros que afetam o escoamento. Como pode ser observado, o fluido entra através de um orifício de passagem de diâmetro d e, após ser defletido pelo disco frontal de diâmetro D , escoam entre as superfícies dos dois discos. Neste tipo de modelo os discos frontal e anterior representam a palheta e o assento da válvula, respectivamente. Os termos palheta e assento serão adotados muitas vezes ao longo desta dissertação, em função do objetivo final ser a melhoria da compreensão dos mecanismos que afetam o funcionamento de válvulas.

Além de sua importância na análise do escoamento em válvulas de compressores alternativos, o difusor radial é uma geometria de escoamento de interesse no estudo de várias outras aplicações tecnológicas, tais como mancais aeroestáticos e válvulas de componentes hidráulicos e pneumáticos. O escoamento neste tipo de geometria é também de interesse científico devido aos diversos fenômenos físicos ali presentes (separação, curvatura no escoamento, laminarização, gradientes adversos de pressão, etc).

O afastamento s/d entre os discos tem um papel extremamente importante na configuração do escoamento. Ferreira e Driessen (1986) apresentaram uma tentativa de classificação dos padrões do escoamento e da respectiva distribuição de pressão sobre o disco frontal, de acordo com faixas de valores de s/d (figura 1.3).

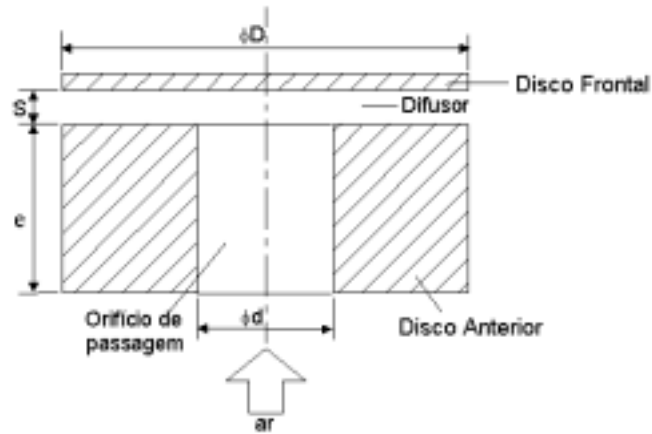


Figura 1.2: Difusor radial concêntrico com disco frontal paralelo ao assento;
(reproduzida de Possamai, 1994)

Afastamento da válvula	Distribuição de pressão na palheta	Tipo de escoamento
$s/d < 0,02$		Laminar
$0,02 < s/d < 0,05$		Anular e pequena região de separação
$0,05 < s/d < 0,5$		Anular e grande região de separação
$0,5 < s/d < 1,0$		Separação completa com deflexão de 90° do escoamento principal
$s/d > 1,0$		Separação completa com deflexão inferior a 90°

Figura 1.3: Distribuição de pressão sobre o disco frontal para $D/d = 3$;
(reproduzida de Matos, 2002)

Para uma distância s/d relativamente pequena e um número de Reynolds relativamente baixo, o escoamento radial é laminar e a queda da pressão na direção radial é devida predominantemente a efeitos viscosos.

Com o aumento da distância entre os discos, o escoamento eventualmente separa-se na entrada do difusor. Esta característica pode ser vista na figura 1.3 e também através de resultados numéricos para linhas de corrente (Salinas-Casanova, 2001) apresentados na figura 1.4. Observa-se claramente a separação e o reatamento do escoamento, formando uma região anelar de recirculação. Aumentando a distância ainda mais, a região de recirculação cresce e o reatamento pode eventualmente não acontecer mais dentro do difusor.

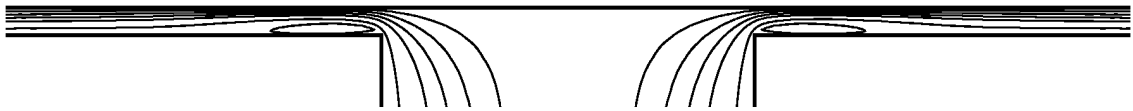


Figura 1.4: Linhas de corrente no difusor obtidas numericamente: $D/d = 3$; $s/d = 0,07$; $Re = 25.000$; (reproduzida de Salinas-Casanova, 2001)

Com o aumento da vazão, o número de Reynolds pode exceder um valor crítico e existirá escoamento turbulento em alguma região após a entrada do difusor. A velocidade diminui ao longo do difusor e, para relações D/d elevadas, pode alcançar níveis suficientemente baixos para uma transição reversa de escoamento turbulento para laminar.

Se a vazão é aumentada ainda mais, o regime turbulento acontecerá ao longo de todo o escoamento, com os efeitos de inércia predominando sobre os viscosos na determinação da distribuição de pressão. Deve ser mencionado que os gradientes de pressão ao longo do difusor podem ser tanto positivos como negativos, dependendo do número de Reynolds e da geometria do difusor (D/d e s/d). Valores negativos de pressão (em relação à pressão na descarga) podem acontecer sobre o disco frontal (palheta) ao longo do difusor, podendo resultar até mesmo em uma força de atração entre os discos, um efeito indesejável em válvulas.

1.2 Objetivos do Trabalho

Em decorrência dos diferentes aspectos do escoamento em difusores radiais, vários pesquisadores têm se concentrado na sua investigação. Uma revisão dos principais trabalhos na literatura é realizada no capítulo 2. Apesar do número elevado de investigações, verifica-se uma escassez de dados experimentais para a condição de escoamento turbulento que auxiliem a sua compreensão, como também a validação de modelos computacionais. Além disto, há poucos trabalhos sobre o comportamento transiente do escoamento (uma característica inerente a válvulas). Aqueles que abordam este assunto o fazem de forma teórica na quase sua totalidade, havendo assim também uma carência de dados experimentais.

Em função do exposto, o objetivo do presente trabalho é investigar experimentalmente o escoamento turbulento em um difusor radial com discos concêntricos e paralelos (figura 1.2) para as condições de escoamento estacionário e de escoamento transiente. Dados para a distribuição de pressão sobre o disco frontal serão apresentados para estas duas situações de escoamento, considerando diferentes afastamentos s/d , relações de diâmetros D/d e vazão (representada pelo número de Reynolds, $Re = \rho \bar{U} d/\mu$). Além disto, para a condição de escoamento estacionário serão realizadas medições de velocidade e de grandezas turbulentas na seção transversal da saída do difusor. Além de auxiliar a análise do escoamento, os dados experimentais permitirão também que se verifique a qualidade da previsão computacional do escoamento, como aquela obtida com o modelo desenvolvido por Salinas-Casanova (2001).

1.3 Organização do Documento

Neste capítulo, foi realizada uma breve discussão sobre o sistema de válvulas e a sua importância na eficiência de compressores alternativos. Foi mostrado que o escoamento em difusores radiais é a base de investigação para o escoamento em válvulas, sendo que as suas principais características foram discutidas.

No capítulo 2 é apresentada uma revisão dos principais trabalhos sobre o escoamento em difusores radiais, sistematizando os aspectos já estudados e fazendo um levantamento daqueles que ainda necessitam uma investigação mais aprofundada.

O capítulo 3 descreve a bancada experimental e todos os equipamentos que a compõe. Em seguida, no capítulo 4, o procedimento adotado na coleta dos dados e o método para as suas reduções aos parâmetros de interesse são descritos detalhadamente.

O capítulo 5 apresenta os resultados do trabalho, juntamente com uma discussão dos pontos mais relevantes. Inicialmente, distribuições de pressão sobre a palheta para as condições de escoamento estacionário e escoamento pulsante são comparadas, a fim de verificar eventuais efeitos de inércia. Neste ponto, aproveita-se para testar a precisão dos resultados do modelo computacional de Salinas-Casanova (2001) através de uma comparação com as distribuições de pressão medidas. Finalmente, resultados experimentais de velocidade e de grandezas turbulentas são apresentados para o escoamento em regime estacionário. Novamente, os dados são também empregados para uma verificação do modelo de Salinas-Casanova (2001). O capítulo 6 reúne as conclusões mais importantes do trabalho e as sugestões para trabalhos futuros.

Ao final do trabalho incluem-se quatro apêndices. O apêndice I discute o sistema de filtragem de sinais utilizado na bancada e as possíveis influências que o mesmo pode ter sobre os resultados de escoamento transiente. As características físicas do medidor de vazão utilizado são apresentadas no apêndice II, enquanto que no apêndice III são descritas as incertezas de medição relacionadas ao experimento. O apêndice IV apresenta de forma sucinta a metodologia numérica utilizada no desenvolvimento do código de Salinas-Casanova (2001).

CAPÍTULO 2

REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 Introdução

Como mencionado no capítulo 1, um número expressivo de trabalhos na literatura enfoca o escoamento em difusores radiais. Até o início da década de 70, as análises teóricas resolviam as equações governantes do escoamento de forma analítica, empregando hipóteses simplificativas que restringiam a solução a situações com números de Reynolds baixos. Posteriormente a esse período, a quase totalidade dos trabalhos teóricos passaram a adotar metodologias numéricas para a solução das equações, representando o escoamento de forma adequada mesmo para números de Reynolds elevados. Com relação às investigações experimentais, verifica-se uma predominância de dados de distribuição de pressão sobre o disco frontal para a condição de escoamento laminar estacionário. De fato, poucos trabalhos investigam o escoamento turbulento, seja em regime estacionário ou regime transiente, e aqueles que o fazem raramente apresentam dados de velocidade e de grandezas turbulentas. A seguir, apresenta-se uma revisão dos principais trabalhos encontrados na literatura que enfocam difusores radiais e que estão relacionados com o escopo do presente trabalho.

2.2 Revisão de trabalhos

Uma revisão de trabalhos realizados antes de 1957 pode ser encontrada no artigo de Woolard (1957). Nesse trabalho, o autor usou um método integral para obter analiticamente a distribuição de pressão para o escoamento laminar incompressível em um difusor radial com superfícies levemente curvas. Nas equações da quantidade de movimento foram ignorados os termos de inércia. Comparações entre resultados teóricos e dados experimentais para afastamento $s/d = 0,0115$ e número de Reynolds aproximadamente igual a 50.000 mostraram concordância satisfatória.

Livesey (1960) empregou também um método integral para resolver analiticamente o escoamento entre dois discos paralelos e infinitos. O escoamento foi considerado puramente radial, laminar e incompressível. O autor observou a importância dos termos de inércia neste tipo de escoamento, mesmo em situações de valores baixos de número de Reynolds.

Moller (1963) analisou analítica e experimentalmente o escoamento incompressível através de um difusor radial com discos paralelos, considerando os regimes laminar e turbulento. Obteve uma distribuição aproximada da pressão sobre o disco frontal usando o método integral. Os resultados teóricos e experimentais foram comparados para $D/d = 6$, $s/d < 0,011$ e $Re < 21.000$, fornecendo boa concordância.

Takenaka et al. (1964) calcularam pelo método integral a distribuição de pressão e a força sobre o disco frontal originadas por um escoamento incompressível em um difusor radial com discos paralelos, sob regimes laminar e turbulento. A investigação considerou afastamentos entre os discos, s/d , na faixa de 0,01 a 0,23 e número de Reynolds, Re , variando de 6.000 a 9.000. Os resultados foram comparados com dados experimentais e houve boa concordância somente para pequenos afastamentos entre os discos ($s/d < 0,015$). Observaram que à medida que o disco frontal é afastado, a força resultante sobre a sua superfície inicialmente diminui e então aumenta novamente.

Savage (1964) analisou o escoamento laminar incompressível entre dois discos paralelos, conforme já resolvido por Livesey (1960). O autor argumenta que a hipótese de perfil parabólico de velocidade ao longo de todo difusor utilizada por Livesey (1960) não é consistente, exceto para o caso de escoamento puramente viscoso. O autor usou séries de potência para solucionar as equações do movimento. Os resultados foram comparados com dados experimentais e apresentaram melhor concordância que os resultados apresentados por Livesey (1960).

Jackson e Symmons (1965) fizeram uma análise experimental em um difusor com discos paralelos para uma relação $D/d = 48$, afastamento s/d variando de 0,064 a 0,256 e número de Reynolds na faixa de 18.000 a 95.000. O objetivo do trabalho foi o de comparar os resultados experimentais com os obtidos por soluções teóricas de outros autores. Verificaram que os efeitos dos termos de inércia estimados em todas as análises teóricas eram bem menores que os observados experimentalmente. Argumentaram que a limitação das soluções teóricas esteja talvez associada à não inclusão dos efeitos de gradientes adversos de pressão que ocorrem no difusor, causando instabilidades no escoamento e tornando-o assimétrico. Assim, as teorias disponíveis até então, baseadas na idéia de escoamento simétrico, não seriam adequadas para resolver este tipo de escoamento.

Killmann (1972) determinou analiticamente a distribuição de pressão sobre o disco frontal para o escoamento incompressível estacionário. Determinou também a força resultante sobre o disco frontal, aplicando uma formulação integral para as equações do movimento e introduzindo um fator de atrito para avaliar a força junto às paredes. Encontrou que acima de uma certa relação de diâmetros, o aumento gradativo do afastamento entre os discos provoca inicialmente uma força de atração entre os discos, seguindo então uma força de equilíbrio e finalmente uma força de repulsão, conforme observado anteriormente por Takenaka et al. (1964). Os resultados teóricos foram comparados com dados experimentais para o caso de uma relação de diâmetros $D/d = 20$ e dois afastamentos ($s/d = 0,035$ e $0,067$), mostrando boa concordância.

Hayashi et al. (1975) resolveram numericamente o escoamento laminar incompressível através de um difusor radial. As equações básicas foram expressas através das funções corrente e vorticidade e resolvidas pelo método de diferenças finitas. Foram realizadas simulações para $D/d = 3,5$, afastamentos s/d entre 0,2 e 0,3 e números de Reynolds entre 1 e 500. Os efeitos de separação do escoamento na entrada do difusor foram investigados. Uma expressão aproximada para a força imposta pelo escoamento no disco frontal foi derivada com base nas soluções numéricas. Comparações entre os resultados numéricos e os dados experimentais obtidos para diferentes relações de diâmetro ($D/d = 2,0; 3,0; 3,5$ e $6,0$) mostraram uma boa concordância.

Raal (1978) resolveu numericamente o escoamento laminar incompressível entre discos paralelos. As equações do movimento foram expressas pela função corrente e vorticidade, sendo resolvidas pelo método de diferenças finitas. Investigando o escoamento para uma faixa de números de Reynolds (definido como $Re = \dot{m}/2\pi\mu s$) entre 1 e 300, o autor observou a ocorrência da separação do escoamento para $Re > 60$.

Wark e Foss (1984) investigaram experimentalmente a força resultante sobre o disco frontal para o escoamento em difusores com discos paralelos. Relações de diâmetros ($D/d = 4,0; 5,33; 8,0$ e $24,0$), afastamentos (s/d entre 0,013 e 0,560) e números de Reynolds (Re entre 1.000 e 7.000) foram testados e os autores observaram que a natureza de atração ou repulsão da força sobre o disco frontal depende de uma combinação complexa de todos estes parâmetros. Os resultados foram comparados com a fórmula sugerida por Hayashi et al. (1975), demonstrando boa concordância somente para números de Reynolds reduzidos.

Piechna e Meier (1986) fizeram um estudo numérico do escoamento laminar incompressível bidimensional em um difusor radial com discos paralelos e $D/d = 3$. As equações foram resolvidas pelo método de elementos finitos para duas situações de

afastamento ($s/d = 0,50$ e $0,75$) e números de Reynolds variando de 12 a 360. Além da situação de regime estacionário, o escoamento foi também resolvido para regime transiente, sendo imposto um movimento periódico para o disco frontal. Foi observada uma região de separação na entrada do difusor, que apresentou alterações provocadas pela oscilação da parede do disco frontal.

Ferreira e Driessen (1986) analisaram experimentalmente o comportamento do escoamento para diversas geometrias de difusores radiais. Foi analisada a influência dos parâmetros geométricos sobre áreas efetivas de escoamento e de força. Os autores apresentaram uma caracterização do escoamento e da distribuição de pressão sobre o disco frontal em função do afastamento entre os discos.

Ferreira et al. (1987) apresentaram uma investigação numérica com validação experimental do escoamento laminar incompressível em difusores radiais, usando o método dos volumes finitos. Foi utilizada uma relação de diâmetros $D/d = 3$, investigando o escoamento para afastamentos, s/d , entre 0,015 e 0,064 e número de Reynolds, Re , entre 300 e 1.800. Os autores notaram que para os afastamentos mais elevados a distribuição de pressão apresenta uma região negativa, indicando que as paredes do difusor podem vir a ser puxadas uma de encontro à outra. Deschamps et al. (1987) analisaram numericamente o escoamento para diferentes comprimentos de orifício de passagem, e/d ($= 0,1; 0,25$ e $0,93$). Para diferentes condições de afastamento ($s/d = 0,05; 0,1$ e $0,2$) e de números de Reynolds ($Re = 500, 1.000$ e 2.000), verificaram que o comprimento do orifício de passagem não afeta a distribuição de pressão e a força no disco frontal.

Uma solução analítica foi obtida por Ishizawa et al. (1987) para o escoamento laminar incompressível transiente em um difusor radial com discos paralelos, onde um movimento oscilatório é imposto ao disco frontal. Foi utilizada uma relação de diâmetros $D/d = 10$ e afastamentos s/d menores do que 0,1. As equações do movimento foram resolvidas por um método de expansão em série e os resultados obtidos mostraram boa concordância com os dados experimentais obtidos também pelos autores.

Tabatabai e Pollard (1987) investigaram experimentalmente o escoamento turbulento em um difusor radial com discos paralelos, relação de diâmetros $D/d \cong 16$ e afastamento $s/d = 0,13$. O objetivo do trabalho foi a análise do mecanismo do decaimento da turbulência. Observaram que para números de Reynolds elevados o comportamento do escoamento na região do difusor é semelhante ao do escoamento turbulento plenamente desenvolvido em canais e que para Reynolds baixos ($Re = \rho Vd/\mu < 30.000$) a turbulência decai ao longo do difusor, tornando o perfil de velocidade semelhante ao do escoamento laminar. Os autores

chegaram à conclusão de que o decaimento da turbulência é lento devido ao fato das estruturas turbulentas de grandes escalas persistirem no escoamento.

Deschamps et al. (1988) apresentaram uma investigação numérica, via volumes finitos, do escoamento laminar incompressível em um difusor radial com o objetivo de analisar a influência da relação de diâmetros dos discos ($D/d = 1,5; 2,0; 3,0$ e $5,0$) e do raio de arredondamento na saída do orifício de passagem ($r_s/d = 0,1; 0,2; 0,3$ e $0,5$) sobre o comportamento das áreas efetivas de força e de escoamento.

Deschamps et al. (1988) analisaram numericamente o escoamento turbulento incompressível em difusores radiais, utilizando o modelo de turbulência $k-\epsilon$ para números de Reynolds elevados. Resultados foram obtidos para a relação de diâmetros $D/d = 3$, afastamento $s/d = 0,05$ e duas condições de vazão ($Re = 13.325$ e 23.275). Os resultados numéricos não apresentaram concordância com os dados experimentais obtidos pelos autores. A conclusão do trabalho indica que o modelo não é adequado para previsão do escoamento, devido à presença de gradientes adversos de pressão e de processos de laminarização e de aceleração do escoamento. Posteriormente, Deschamps et al. (1989) estenderam a análise numérica, incluindo três versões de modelos $k-\epsilon$ para a avaliação do transporte turbulento. Um dos modelos foi o modelo para números de Reynolds elevados adotado por Deschamps et al. (1988) e as outras duas versões foram modelos $k-\epsilon$ para números de Reynolds baixos. Para uma relação $D/d = 3$, afastamento $s/d = 0,05$ e número de Reynolds $Re = 23.275$, verificaram que as versões do modelo $k-\epsilon$ para números de Reynolds baixos fornecem resultados de distribuição de pressão sobre o disco frontal em melhor concordância com os dados experimentais, exceto na região de entrada do difusor, onde nenhum dos três modelos se mostrou adequado.

Ferreira et al. (1989) investigaram numérica e experimentalmente a distribuição de pressão no disco frontal de um difusor radial com discos paralelos ($D/d = 3$) para o escoamento laminar incompressível, sob várias combinações de números de Reynolds e de afastamentos. Os dados experimentais foram comparados com resultados numéricos, com o objetivo de explorar o impacto de imperfeições nos modelos experimental (essencialmente geométricas) e numérico sobre os resultados.

Ervin et al. (1989) investigaram experimentalmente o escoamento turbulento incompressível entre dois discos paralelos, utilizando anemometria de fio quente, para uma relação $D/d = 9$ e afastamento $s/d = 0,122$. Os autores realizaram medições das componentes axial e radial da velocidade instantânea do escoamento e a partir das mesmas obtiveram perfis

de velocidade média e de intensidade da turbulência. Concluíram que, com exceção da região de entrada do difusor, a hipótese de perfil universal de velocidade é satisfatória para o escoamento.

Langer et al. (1990) investigaram numericamente o escoamento radial entre discos paralelos concêntricos com afastamento $s/d = 1$ e relações de diâmetros $D/d = 20$ e 30 . O espaçamento entre os discos foi mantido constante e o número de Reynolds foi variado entre 20 e 2.000 . Os resultados mostraram que para $Re < 124$ o escoamento é paralelo, surgindo a partir daí as primeiras regiões de recirculação. Para $Re = 226$, o escoamento se bifurca em configurações simétricas e assimétricas observáveis através da existência de múltiplas soluções da equação de Navier-Stokes.

Gashe et al. (1992) analisaram numericamente, com validação experimental, o escoamento laminar incompressível em difusores radiais excêntricos. Os resultados numéricos foram obtidos pelo método dos volumes finitos para uma relação de diâmetros $D/d = 3$, afastamentos $s/d = 0,01$ e $0,03$ e números de Reynolds entre 500 e 3.000 . Os autores observaram que, embora os campos de velocidade e de pressão sejam sensivelmente modificados pela excentricidade, não há variação significativa na força resultante sobre o disco frontal, quando comparada à situação de difusores concêntricos.

Possamai et al. (1995) analisaram numericamente, com validação experimental, o escoamento laminar incompressível em difusores radiais com discos concêntricos e levemente inclinados (entre 0 e $0,9^\circ$). As equações foram resolvidas usando o método dos volumes finitos para $D/d = 3$, s/d entre $0,01$ e $0,03$ e Re entre 500 e 2.000 . Observaram que os campos do escoamento são modificados de forma considerável pela inclinação entre os discos. Um efeito importante também observado foi a ocorrência de um momento resultante que tende a restaurar o paralelismo entre os discos em algumas combinações de número de Reynolds, afastamento e inclinação.

Deschamps et al. (1996) investigaram numérica e experimentalmente o escoamento turbulento incompressível em difusores radiais. Para a solução do escoamento turbulento empregaram o modelo de turbulência RNG $k-\epsilon$ de Yakhot e Orzag (1986). Resultados foram apresentados para relações de diâmetros $D/d = 3$ e $1,45$, afastamentos s/d entre $0,05$ e $0,1$ e números de Reynolds Re entre 10.000 e 40.000 . A boa concordância entre os resultados experimentais e numéricos mostrou que o modelo de turbulência adotado pode prever detalhes do escoamento não descritos corretamente por modelos usados até então.

Lopes (1996) analisou numericamente o escoamento laminar em difusores radiais com discos paralelos, resolvendo a dinâmica do disco frontal segundo um modelo de um grau de

liberdade. O movimento do disco foi originado pela imposição de uma variação senoidal para a vazão na entrada do orifício de passagem. A metodologia de malhas móveis foi validada com base em dados experimentais apresentados por Ishizawa et al. (1987).

Matos et al. (1999) investigaram numericamente a dinâmica do disco frontal para escoamento laminar incompressível em um difusor radial com discos paralelos, utilizando a metodologia numérica desenvolvida por Lopes (1996). No entanto, ao invés de adotar uma vazão variável no orifício de passagem, o movimento do disco frontal foi originado pela variação da pressão na entrada, como aquela que resultaria dentro do cilindro do compressor. O trabalho conclui que as forças mais elevadas sobre o disco frontal ocorrem para os menores afastamentos entre os discos. Posteriormente, Matos et al. (2000) investigaram a mesma situação de escoamento incluindo uma inclinação entre os discos. A solução numérica indicou um escoamento complicado através do orifício de alimentação.

Matos et al. (2001), apresentaram uma investigação da dinâmica do disco frontal considerando a situação de escoamento turbulento, o qual foi resolvido com o modelo RNG k- ϵ . Os autores concluíram que a metodologia empregada é capaz de prever aspectos encontrados na dinâmica de válvulas reais, como o impacto contra o batente em condições de vazões elevadas.

Salinas-Casanova (2001) analisou numericamente o escoamento turbulento incompressível em difusores radiais concêntricos, considerando várias relações de diâmetros D/d , afastamentos s/d e números de Reynolds. O autor resolveu o escoamento estacionário com os discos inclinados e também a condição de escoamento pulsante para a situação de discos paralelos, onde a vazão variava segundo uma função senoidal. Testes com vários modelos de turbulência indicaram que os melhores resultados são aqueles obtidos com uma versão do modelo RNG k- ϵ de Yakhot e Orzag (1986), no qual a viscosidade efetiva é definida como no modelo de Launder e Spalding (1972). Para o escoamento pulsante (vazão variável) verificou, a partir de resultados de distribuição de pressão e de força sobre o disco frontal, que o escoamento não é afetado pelas condições de pulsação do escoamento.

2.3 Comentário Finais

Após a revisão dos trabalhos, observa-se que vários aspectos do escoamento em difusores radiais foram investigados. Por exemplo, o escoamento laminar estacionário foi amplamente analisado para diversas geometrias de difusores. No entanto, no caso do

escoamento turbulento, além da maioria dos trabalhos considerarem somente o escoamento estacionário, há também poucas investigações experimentais. Naturalmente, a condição de escoamento transiente prevalece em válvulas de compressores. Apesar disto verifica-se uma carência quase completa de dados experimentais para este tipo de escoamento.

Dando prosseguimento às pesquisas em difusores radiais e válvulas de compressores alternativos, e com a intenção de complementá-las, o presente trabalho tem os seguintes objetivos:

- i. Desenvolver uma bancada experimental para a investigação do escoamento pulsante em difusores radiais;
- ii. Investigar experimentalmente o escoamento turbulento em um difusor radial com discos concêntricos e paralelos (figura 1.2) para as condições de escoamento estacionário e de escoamento transiente;
- iii. Obter dados experimentais de velocidade e turbulência na saída do difusor para escoamento estacionário;
- iv. Realizar uma comparação entre os dados experimentais obtidos com os resultados do código desenvolvido por Salinas-Casanova (2001), a fim de verificar a qualidade da previsão computacional;
- v. Realizar uma análise do escoamento com base nos resultados obtidos.

CAPÍTULO 3

BANCADA EXPERIMENTAL

3.1 Introdução

Neste capítulo, os aspectos construtivos da bancada de testes são descritos de forma detalhada, incluindo a apresentação de toda a instrumentação e sistemas de aquisição e de tratamento de sinais.

3.2 Descrição Geral do Aparato Experimental

A bancada experimental, esquematizada na figura 3.1, é formada por dois reservatórios de ar comprimido, elementos de controle de pressão, vazão e impurezas, um medidor de vazão do tipo placa de orifício, mesa rígida, equipamentos de medição e seção de testes. O medidor de vazão é posicionado entre dois tubos de alumínio com diâmetro interno de 34,9 mm e comprimento de 2000 mm, unidos por flanges de alumínio soldados aos tubos.

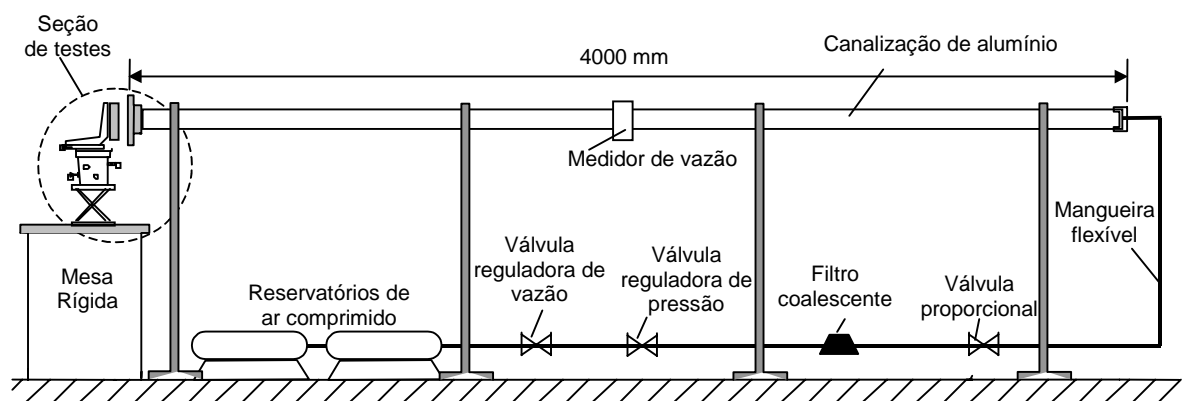


Figura 3.1 – Bancada experimental; (adaptada de Possamai, 1994)

O ar comprimido fornecido aos reservatórios provém de uma linha externa de ar comprimido de grande capacidade, garantindo o fornecimento de ar durante os experimentos. A capacidade de cada um dos reservatórios, da marca Wayne, é de 460 l, evitando possíveis oscilações bruscas de pressão geradas pelo uso de ar na linha externa em outros laboratórios.

Após os reservatórios de ar comprimido é montada uma válvula reguladora de vazão, da marca FESTO, modelo LFR-D-MINI, uma válvula reguladora de pressão, da marca Parker, e um filtro coalescente, da marca BARIONKAR, modelo DS-0050. Os dois primeiros elementos têm a função de estabilizar o escoamento controlando a vazão e a pressão, enquanto o terceiro retira possíveis impurezas provenientes da linha de suprimento. Após estes três elementos é montada uma válvula proporcional que é atuada remotamente por um sinal de tensão, a fim de controlar a vazão no escoamento estacionário ou de promover a pulsação no caso de escoamento pulsante. Mangueiras flexíveis são usadas para conectar as válvulas, o filtro e a tubulação de alumínio, evitando que eventuais vibrações geradas nestes equipamentos sejam transmitidas à seção de testes.

A tubulação de alumínio tem comprimento maior que cinquenta vezes o diâmetro interno da tubulação antes e depois da placa de orifício para garantir a condição de escoamento plenamente desenvolvido no medidor de vazão e na seção de testes, respectivamente.

O medidor de vazão, cujas características construtivas são apresentadas no apêndice II, foi projetado segundo as recomendações da BRITISH STANDARD 1042 (1989). O método de aferição e a confiabilidade de resposta desse tipo de medidor para a situação de escoamento pulsante são apresentados e discutidos no capítulo 4.

3.3 Seção de Testes

A seção de testes é composta por um difusor radial e por mesas para o posicionamento do disco frontal, conforme ilustrado na figura 3.2. Em alusão à situação encontrada em válvulas, o disco frontal é denominado palheta e o disco anterior corresponde ao assento.

O diâmetro do orifício do assento do difusor (34,9 mm) é igual ao diâmetro interno da tubulação de alumínio, eliminando-se qualquer tipo de contração ou expansão abrupta que possa vir a perturbar o escoamento. O assento do difusor possui diâmetro externo de 104,7 mm e espessura de 30 mm. O encaixe externo ao tubo foi projetado de acordo com a figura

3.3, assegurando que a face externa do assento seja perpendicular a linha de centro do tubo. O assento é fixado ao tubo por um cordão de solda.

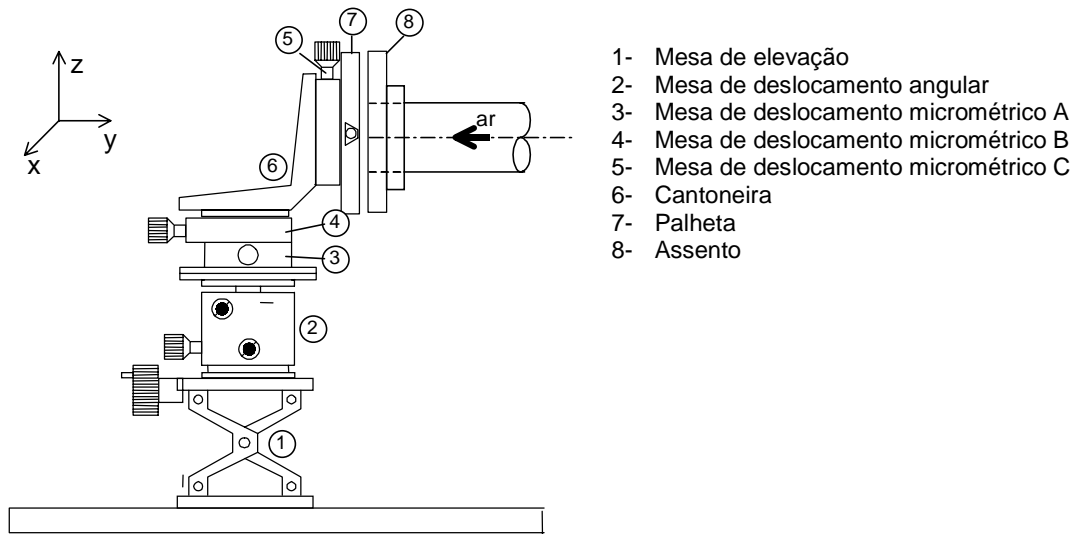


Figura 3.2 – Seção de testes; (adaptada de Possamai, 1994)

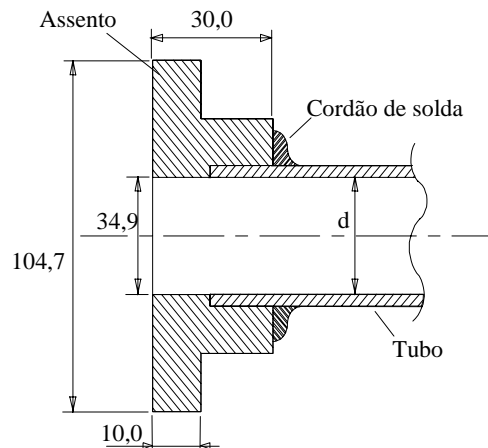


Figura 3.3 – Esquema do assento; (reproduzida de Possamai, 1994)

Para a realização dos experimentos foram utilizados dois diâmetros de palheta: 104,7 mm e 58,1 mm. As palhetas foram fabricadas em aço inoxidável e possuem excelente acabamento.

Conforme pode ser observado na figura 3.4, a palheta é composta por um disco inferior, no qual são fixados, por meio de parafusos, dois semi-discos chanfrados. Entre o rasgo formado pelos semi-discos, é montada uma haste que possui liberdade de movimento ao

longo do diâmetro da palheta. Esta haste possui suas superfícies externas retificadas e funciona como um cursor, devendo ser ajustada de forma a deslizar suavemente sem, no entanto, possuir folga demasiada. Para evitar vazamentos e garantir que a haste deslize facilmente, vaselina é utilizada como lubrificante na folga existente.

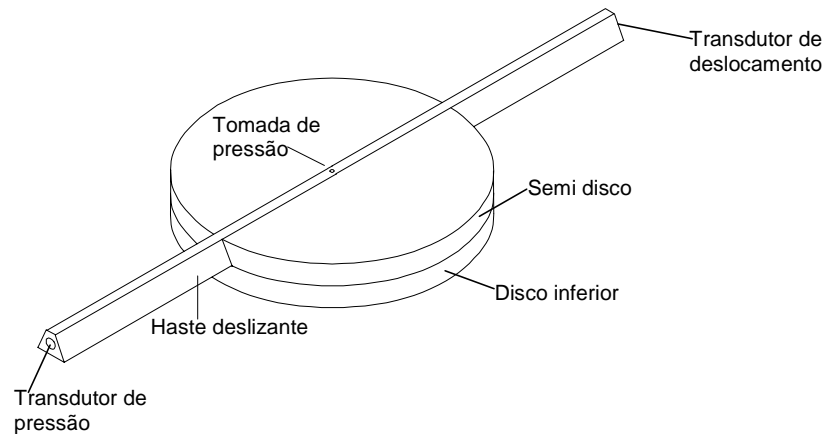


Figura 3.4 – Esquema da palheta; (reproduzida de Possamai, 1994)

No centro da haste há um orifício de 0,7 mm de diâmetro para a tomada de pressão do escoamento. Este orifício é ligado através de um canal interno de 2 mm de diâmetro até uma das extremidades da haste, onde através de uma mangueira flexível é conectado um transdutor indutivo de pressão. Na outra extremidade da haste é fixado um transdutor indutivo de deslocamento para registro da posição radial da tomada de pressão. Assim, à medida que a haste é movida a distribuição de pressão sobre o disco frontal é obtida.

Para a realização do experimento é de fundamental importância a precisão da posição da palheta em relação ao assento. Para tanto, faz-se uso de um conjunto de mesas de deslocamento linear e angular (figura 3.2), que permitem o ajuste do paralelismo e da concentricidade entre a palheta e o assento.

A mesa de elevação e a mesa micrométrica C permitem o movimento na direção z, enquanto as mesas de deslocamento A e B, permitem deslocamentos nas direções dos eixos x e y, respectivamente. Finalmente, a mesa de deslocamento angular permite a rotação do disco frontal (palheta) em torno dos eixos. A união entre todos as mesas do sistema é feita através de parafusos.

Para a realização de medidas de velocidade e de grandezas turbulentas na saída do difusor com o anemômetro de fio quente é necessário posicionar a sonda do sistema de maneira que a mesma fique perpendicular em relação à seção de interesse. A figura 3.5 ilustra

o esquema do sistema utilizado para tal fim. A mesa micrométrica D fornece a movimentação do sistema na direção x, permitindo o posicionamento da sonda em qualquer posição da seção transversal. Por outro lado, a mesa micrométrica E permite a movimentação na direção y e, assim, a medição em posições radiais diferentes. O tubo de montagem da sonda serve apenas como extensão da mesma e para tornar possível a sua fixação sobre uma base magnética.

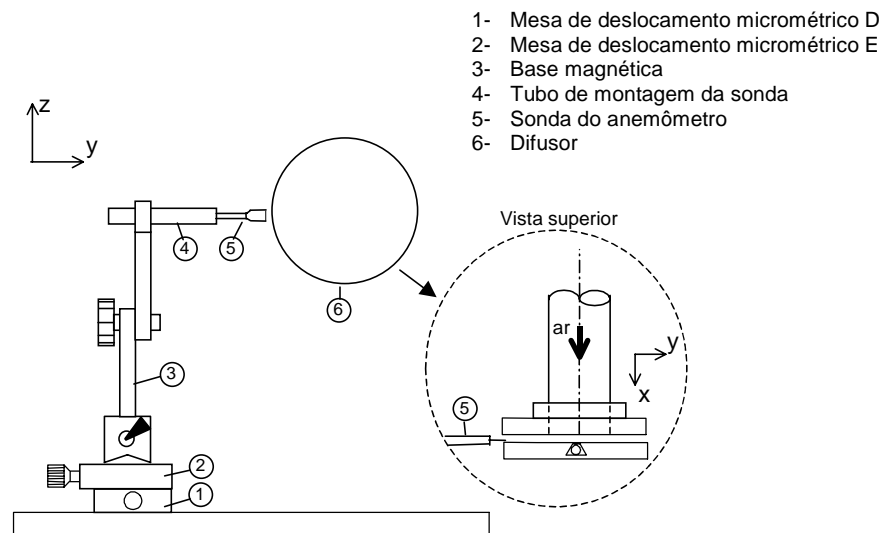


Figura 3.5 – Sistema para posicionamento da sonda

3.4 Instrumentação

No experimento são realizadas as medições dos seguintes parâmetros: temperatura, pressão, deslocamento e velocidade. Os equipamentos utilizados em cada uma dessas medições são descritos a seguir.

3.4.1 Medições de temperatura

Os valores das temperaturas ambiente e do ar escoando na tubulação são praticamente iguais. Sendo assim, a temperatura ambiente foi utilizada para o cálculo dos diversos parâmetros do escoamento. Para a sua medição foi utilizado um semicondutor da marca National, modelo LM-35CZ, que gera uma tensão de 10 mV/°C com precisão de $\pm 1^\circ\text{C}$.

Na medição de velocidade com o anemômetro de fio quente, pequenas variações de temperatura no escoamento tornam-se importantes. Por esta razão, foi colocada uma sonda de

temperatura da marca DANTEC, tipo 55A76, para registrar a temperatura instantânea do escoamento.

3.4.2 Medições de pressão

A medição da pressão atmosférica é feita com um barômetro de mercúrio com faixa de operação de 630 a 810 mmHg e menor divisão de escala de 0,1 mmHg.

A pressão manométrica do escoamento à montante da placa de orifício é medida com um transdutor indutivo de pressão da marca HBM, número 01410005, com fundo de escala de 1 bar. A pressão diferencial do escoamento entre as seções à montante e à jusante da placa de orifício é medida com um transdutor indutivo de pressão HBM, número 6188, com fundo de escala de 0,1 bar. Finalmente, a pressão manométrica na superfície da palheta é medida com um transdutor indutivo de pressão HBM, número 6311, com fundo de escala de 0,01 bar.

O sinal de cada um desses transdutores é tratado por amplificadores da marca HBM, modelo AE501. Todos os transdutores foram calibrados em relação a um manômetro de coluna de água em “U”, com altura máxima de coluna de 1000 mm e menor divisão de escala de 1 mm. O procedimento de calibração é explicado no capítulo 4.

3.4.3 Medições de deslocamento

A posição radial da tomada de pressão do cursor do disco frontal (palheta) é obtida com o emprego de um transdutor indutivo de deslocamento da marca HBM, modelo W100K, com faixa de operação de até 250 mm. O sinal enviado por este transdutor é tratado por um amplificador da marca HBM, modelo AE501.

3.4.4 Medições de velocidade

As medidas de velocidade são realizadas com um sistema de anemometria da marca DANTEC do tipo CTA (*Constant Temperature Anemometer*). Este sistema é composto por um módulo para o controle da temperatura da sonda, um calibrador de sondas, sondas de temperatura e sondas de velocidade. A sonda de velocidade utilizada nas medições do presente trabalho foi a do tipo unidimensional 55P11.

3.5 Sistema de Aquisição, Controle e Tratamento de Dados

Fazem parte do sistema de aquisição, controle e tratamento de dados um conjunto de placas de conversão Analógico/Digital, dois computadores e programas de aquisição desenvolvidos para a realização dos experimentos.

Três placas de conversão Analógico/Digital (A/D) da National Instruments foram utilizadas para adquirir os sinais dos equipamentos e para controlar o sinal enviado à válvula proporcional. Uma delas, modelo AT-MIO-16F-5, faz a aquisição dos dados do sistema de anemometria e, junto com este, é conectada a um computador 486 DX2 66 MHz, com 16 MB de RAM. As outras duas placas foram instaladas em um computador Celeron 633 MHz, com 128 MB de RAM. Uma dessas placas, modelo LAB-PC+, é utilizada exclusivamente para controlar a válvula proporcional. A outra, modelo AT-MIO-16L-9, adquire os sinais dos três transdutores de pressão, do transdutor de deslocamento e do semicondutor utilizado para a medição de temperatura.

Os sinais dos transdutores de pressão e de deslocamento foram submetidos a um sistema de filtragem antes de serem enviados à placa de conversão A/D. Os detalhes da montagem desse sistema de filtragem e a sua influência na medição do escoamento pulsante são apresentados no apêndice I.

O monitoramento e o registro dos dados do sistema de anemometria de fio quente foram realizados com o programa StreamWare, versão 1.0, da Dantec Dynamics (1996). Para controlar todo o restante do experimento foi desenvolvido um programa usando as ferramentas da plataforma LabView, versão 6i, da National Instruments (2000). O LabView utiliza uma programação totalmente gráfica, facilitando em muito a construção de programas de aquisição de dados e de monitoramento de experimentos.

A figura 3.6 mostra a tela principal do programa de monitoramento e aquisição de dados desenvolvido neste trabalho. O programa permite a visualização e o monitoramento de todas as variáveis de interesse em tempo real para escoamentos estacionário e transiente, tornando possível o ajuste das mesmas para posterior aquisição e gravação. O registro dos dados pode ser feito com taxas elevadas devido a capacidade de aquisição elevada da placa utilizada (100.000 amostras/s).

Foi construído também um programa para o processamento dos dados do escoamento pulsante, cuja tela principal é mostrada na figura 3.7. Isso foi necessário porque os experimentos de escoamento pulsante geram arquivos de dados de até 70.000 linhas, das quais geralmente interessam apenas 140 (70 para escoamento acelerando e 70 para escoamento

desacelerando). Uma vez que seria muito laborioso separar essas linhas manualmente, o programa agilizou muito o processo, permitindo a realização de vários experimentos.

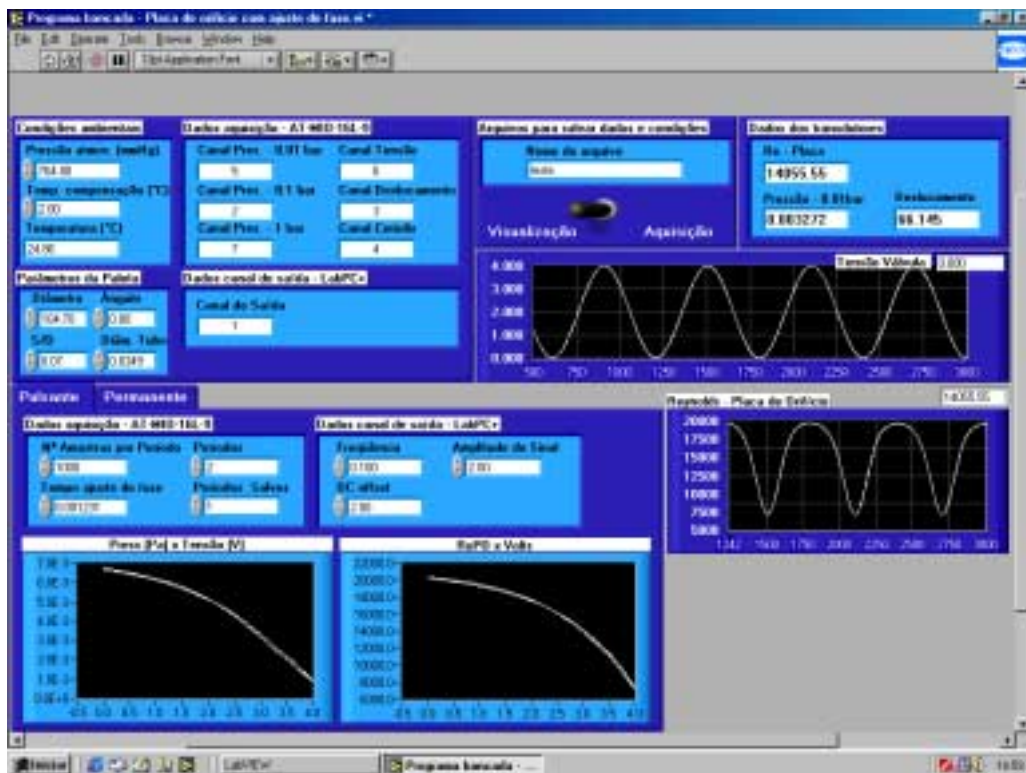


Figura 3.6 – Tela principal do programa de monitoramento e aquisição

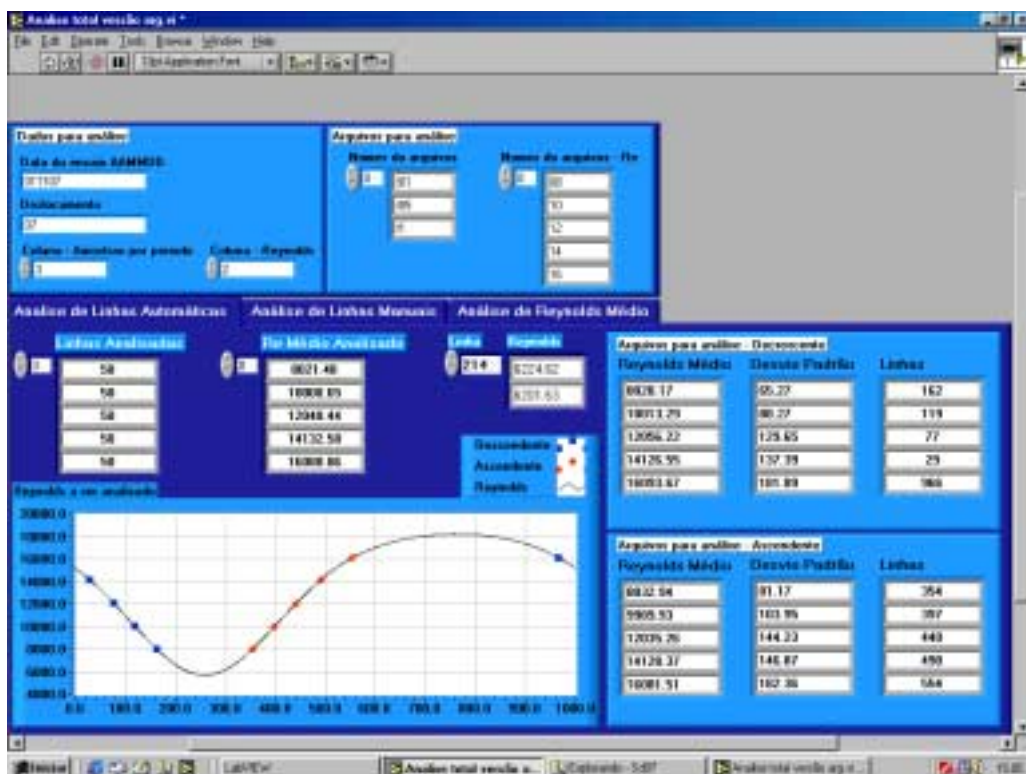


Figura 3.7 – Tela principal do programa de processamento de dados do escoamento pulsante

CAPÍTULO 4

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E REDUÇÃO DOS DADOS

4.1 Introdução

Neste capítulo são descritos todos os procedimentos adotados para a coleta de dados experimentais, bem como a forma pela qual os mesmos foram reduzidos às variáveis de interesse da investigação. Uma análise da incerteza associada ao valor de cada um dos parâmetros medidos é apresentada no apêndice III.

4.2 Procedimento Experimental

A realização dos experimentos engloba a preparação da bancada (verificação de vazamentos em tomadas de pressão e ajustes do posicionamento da palheta), a calibração de transdutores, o controle da condição desejada para o escoamento e a coleta dos dados propriamente dita.

4.2.1 Preparação e ajustes da bancada

Primeiramente é necessário verificar se as mangueiras que ligam os equipamentos à tubulação e aos transdutores de pressão estão bem conectadas para que não haja nenhum vazamento, evitando leituras errôneas de dados. É preciso também assegurar que a superfície da palheta e do assento estejam devidamente limpas. A folga existente na haste da palheta é lubrificada com vaselina para que esta deslize suavemente, evitando esforços que poderiam interferir no posicionamento da palheta.

Antes de cada teste são feitos também ajustes nos transdutores de pressão e de deslocamento no ponto de tensão zero para que não sejam feitas leituras errôneas.

O ajuste do posicionamento da palheta é de fundamental importância na realização dos experimentos. A palheta deve ser posicionada de maneira que fique o mais paralela e concêntrica possível em relação ao assento.

Para o ajuste do paralelismo é utilizada uma esfera de rolamento de $5,0029 \pm 0,0008$ mm de diâmetro colada a uma linha fina. A esfera é suspensa verticalmente pela extremidade livre da linha e passada entre os discos. O posicionamento da palheta é ajustado através das mesas de deslocamento até que a esfera deslize suavemente entre os discos ao longo de todo o difusor, determinando-se um afastamento conhecido. A concentricidade da palheta em relação ao difusor é feita ao mesmo tempo que o paralelismo, levando-se em conta o diâmetro externo dos dois discos no caso da palheta com diâmetro igual ao do assento. No caso da palheta com diâmetro menor é colado de forma concêntrica ao assento um desenho de círculo, com diâmetro igual ao da palheta. A concentricidade da palheta é ajustada visualmente.

Após essa etapa tem-se a palheta posicionada concêntrica e paralelamente com um afastamento conhecido. Partindo desta posição aproxima-se a palheta ao assento até que ela atinja o afastamento desejado para a medição.

O programa de monitoramento e aquisição é então executado fazendo-se um rápido teste para verificação do paralelismo. Nesse teste é feita uma tomada de pressão ao longo da superfície da palheta, verificando-se a simetria da curva de pressão. Caso não seja verificada a simetria repetem-se as etapas anteriores até que se consiga um bom paralelismo entre os discos.

O posicionamento da sonda do sistema de anemometria é feito visualmente aproximando perpendicularmente a sonda à saída do difusor o mais próximo possível do diâmetro externo do assento. Este processo é realizado com o auxílio do sistema de posicionamento, já descrito no capítulo 3, e a posição encontrada é tomada como referência para a localização da sonda em outras posições na saída do difusor.

4.2.2 Calibração dos transdutores

O sinal elétrico enviado pelos transdutores de pressão é convertido em pressão e calibrado com o auxílio de um manômetro de coluna de água em “U”, ligado em série ao transdutor de pressão conforme ilustrado na figura 4.1.

A coluna de água é colocada a uma certa altura Δh_c e o registro é fechado, mantendo-se a diferença de altura entre as colunas. A pressão correspondente à diferença de altura ($p_c = \rho_{\text{água}} \cdot g \cdot \Delta h_c$) é correlacionada ao sinal de tensão enviado pelo transdutor naquele instante. Este

procedimento é realizado para uma altura da coluna Δh_c que represente uma pressão próxima ao fundo de escala do transdutor sendo calibrado (com exceção do transdutor de 1 bar, o qual é calibrado com a altura máxima da coluna do manômetro, em torno de 1 m). A tensão enviada pelo transdutor a uma pressão de 0 bar é conhecida e corresponde a 0 V. Devido à linearidade excelente dos transdutores é possível se obter a curva de calibração apenas com dois pontos de pressão.

O transdutor de deslocamento é calibrado com referência à marcação de duas distâncias conhecidas, coletando-se o sinal de tensão enviado em cada posição. Duas marcações são suficientes para a obtenção da curva de calibração, devido também à boa linearidade de resposta do transdutor.

A sonda do anemômetro de fio quente é calibrada através de um sistema de calibração da DANTEC que acompanha o anemômetro. O calibrador gera jatos de ar com velocidades conhecidas e através dos mesmos ajusta automaticamente uma curva, correlacionando tensão e velocidade para a sonda selecionada.

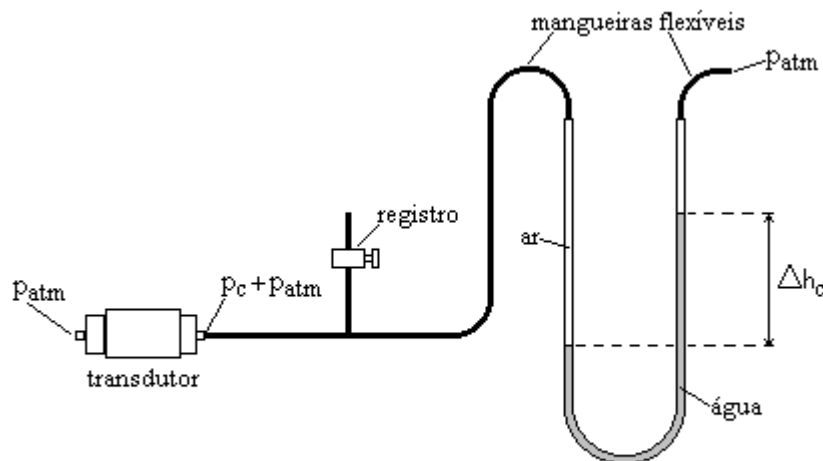


Figura 4.1 – Sistema de calibração dos transdutores indutivos de pressão

4.2.3 Tomada de dados de distribuição de pressão sobre a palheta

O programa de monitoramento e aquisição é alimentado inicialmente com o valor da pressão atmosférica para a redução subsequente dos dados experimentais. As válvulas reguladoras de vazão e de pressão são abertas e o escoamento é liberado. Neste momento o programa de monitoramento é executado, sendo possível visualizar todas as variáveis em tempo real e controlar a abertura e o fechamento da válvula proporcional.

O primeiro teste realizado é o de distribuição de pressão para escoamento estacionário. Para isto determina-se uma abertura da válvula proporcional até que o escoamento atinja um valor de vazão desejado, expresso através do número de Reynolds. Com a vazão mantida constante, o cursor da palheta é deslocado até que o orifício de tomada de pressão atinja uma de suas extremidades. O programa de aquisição é então executado coletando dados de temperatura, deslocamento do cursor e pressões na palheta e na placa de orifício a uma taxa de coleta de duzentos e cinquenta medições por segundo. A coleta é feita durante trinta segundos e neste tempo a tomada de pressão sobre a palheta é movida vagarosamente até a outra extremidade da palheta, medindo-se assim a distribuição de pressão ao longo de toda a sua superfície.

Em seguida, para a condição de escoamento pulsante impõe-se uma variação senoidal na tensão enviada à válvula proporcional, como mostrado na figura 4.2. Esta variação promove movimentos de abertura e de fechamento da válvula, dando origem à pulsação do escoamento. O fato da tensão enviada à válvula seguir uma variação senoidal não implica que a vazão do escoamento originado apresente o mesmo tipo de variação. A figura 4.3 compara um caso típico de variação do número de Reynolds de um escoamento gerado pelo acionamento da válvula. Nota-se claramente que a curva do número de Reynolds não é simétrica em relação ao seu valor médio, como ocorre para a curva da tensão enviada à válvula. Este aspecto, porém, não ocasiona nenhuma restrição à investigação, uma vez que o interesse do trabalho é a análise do escoamento sob condições de transiente (aceleração e desaceleração).

Com o escoamento pulsando a tomada de pressão na haste é mantida em uma certa posição sobre a palheta e o programa de aquisição é executado, com uma taxa de coleta de mil amostras por ciclo. A tomada de dados é feita durante dez ciclos de tempo para a mesma posição, sendo que somente os cinco últimos são gravados, a fim de garantir que os mesmos correspondam à condição de escoamento periódico. A figura 4.4 mostra como se comporta o escoamento a partir do primeiro ciclo para a condição de escoamento pulsando com a frequência mais elevada utilizada neste trabalho (1 Hz). Nota-se da figura que o escoamento já é periódico a partir do segundo ciclo, provando que o procedimento adotado é mais do que suficiente para garantir a periodicidade do escoamento. A medição da pressão é realizada para diferentes posições sobre a palheta até que haja pontos suficientes para caracterizar a correspondente distribuição de pressão.

Um outro cuidado tomado para a condição de escoamento pulsante é com relação à distância existente entre a placa de orifício (medidor de vazão) e o transdutor de pressão

usado para a palheta. Considerando que esta distância é o comprimento da tubulação entre a placa de orifício e a tomada de pressão mais o comprimento da mangueira flexível que liga a tomada até o transdutor de pressão, chega-se a uma distância aproximada de 3,5 metros. Considerando ainda que a velocidade de uma onda de pressão no escoamento seja igual à velocidade do som (aproximadamente 340 m/s), determina-se que o atraso na medição da pressão na palheta em relação à placa de orifício é de aproximadamente 0,01 s. Uma medida do quanto esta defasagem pode influenciar as medições em um escoamento pulsando a 1 Hz pode ser visto na figura 4.5(a), onde são apresentadas duas curvas de Reynolds defasadas de 0,01 s. A região dentro do retângulo tracejado é ampliada na figura 4.5(b) e demonstra que o atraso pode produzir uma diferença em torno de 200 no valor do número de Reynolds. Observa-se na figura 4.5(a) que o número de Reynolds varia entre 4600 e 8200, ou seja, uma amplitude de 3600. A diferença de 200 representa aproximadamente 5,5% desta faixa, provando que mesmo uma defasagem de 0,01 s pode ocasionar um erro considerável, principalmente na presença de aceleração e desaceleração elevadas. Em decorrência disto, as medidas de pressão na palheta foram associadas a valores de vazão indicados pela placa de orifício com uma defasagem de 0,01 s.

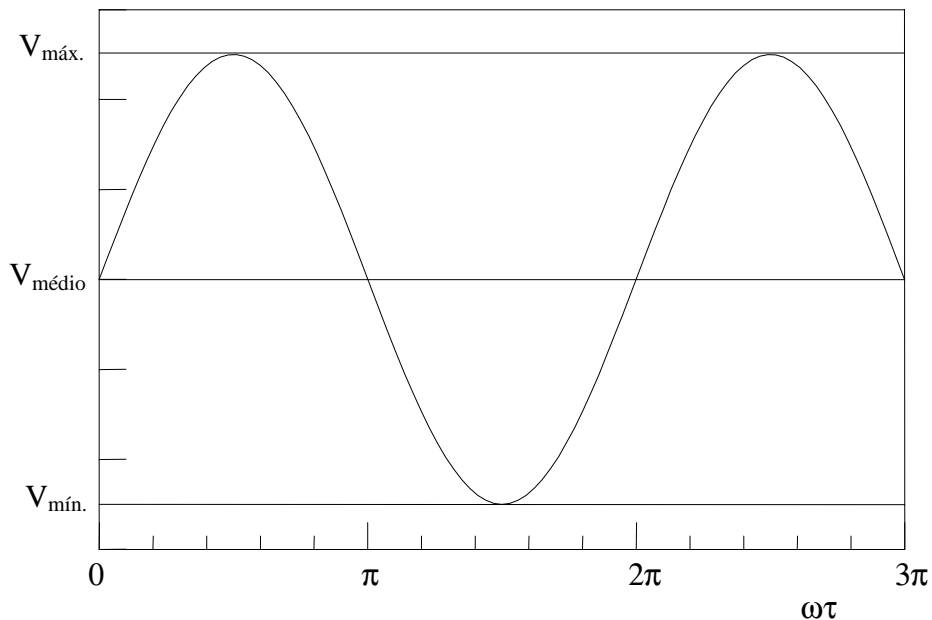


Figura 4.2 – Variação senoidal imposta na tensão enviada à válvula

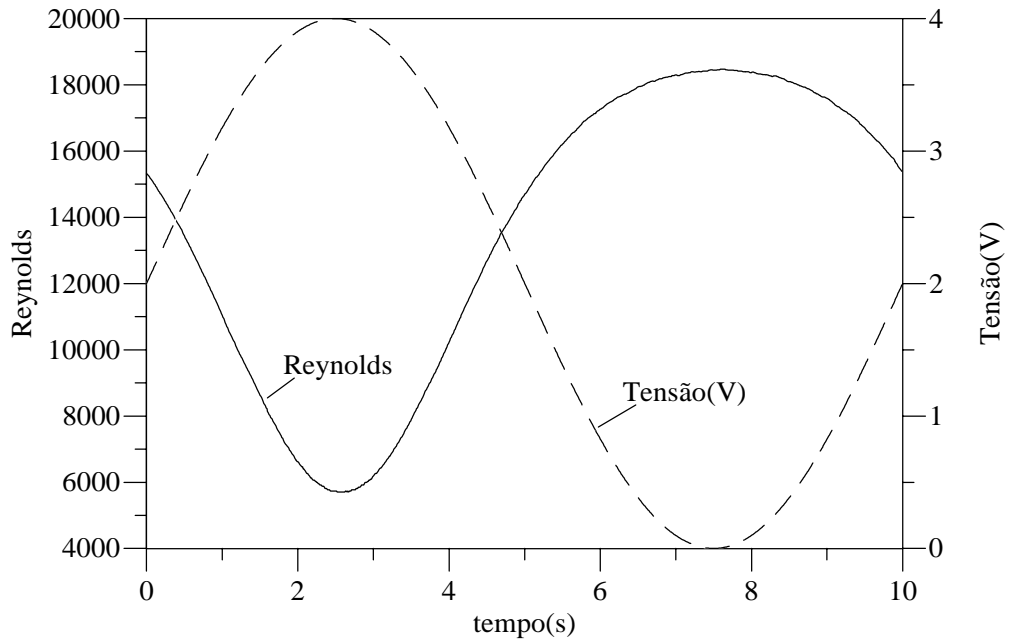


Figura 4.3 – Sinal de tensão enviado à válvula e o correspondente número de Reynolds gerado

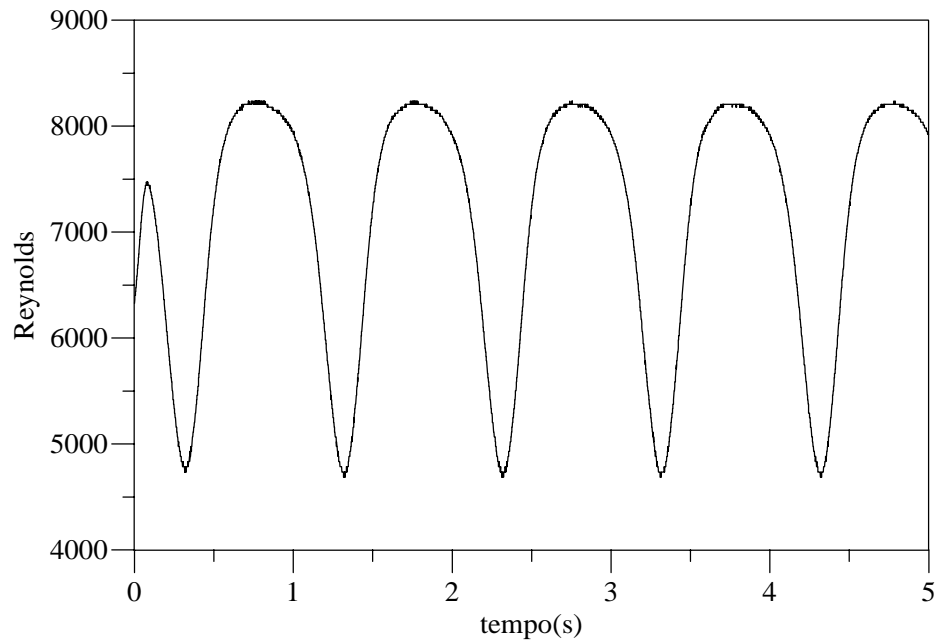


Figura 4.4 – Verificação da periodicidade do escoamento

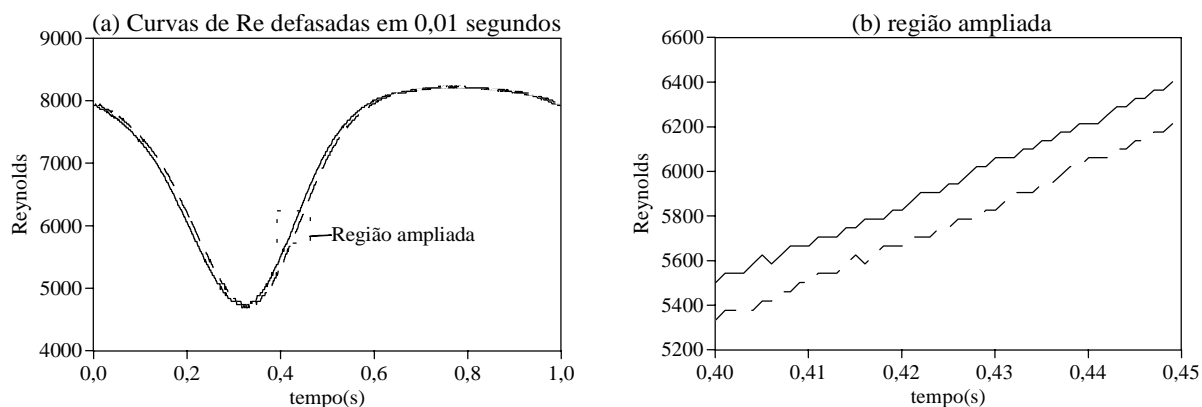


Figura 4.5 – Influência da diferença de fase nas medições

4.2.4 Medição da vazão do escoamento

O medidor de vazão, cujas características construtivas são descritas no apêndice II, foi aferido em relação a um medidor de vazão do tipo Coriolis da marca Micro Motion, com vazão máxima de 120 kg/h. Para isso, os dois medidores foram ligados em série e as medições simultâneas nos dois equipamentos foram comparadas. A curva de calibração fornecida pelo fabricante do medidor do tipo Coriolis indica que o erro deste tipo de medidor é menor do que 1% do valor medido.

A figura 4.6 mostra um gráfico comparando as vazões indicadas pelos dois equipamentos. Uma curva linear é ajustada aos pontos e a equação resultante é apresentada no mesmo gráfico. Nota-se que a curva passa praticamente em cima de todos os pontos, com o coeficiente angular quase unitário e o coeficiente linear praticamente insignificante se comparado com o valores lidos. Isso indica que a vazão medida pelos dois equipamentos é praticamente a mesma, fornecendo confiabilidade à medição com a placa de orifício. A título de informação, o valor máximo de vazão apresentado no gráfico (= 0,006 kg/s) corresponde a um número de Reynolds de aproximadamente 12.000.

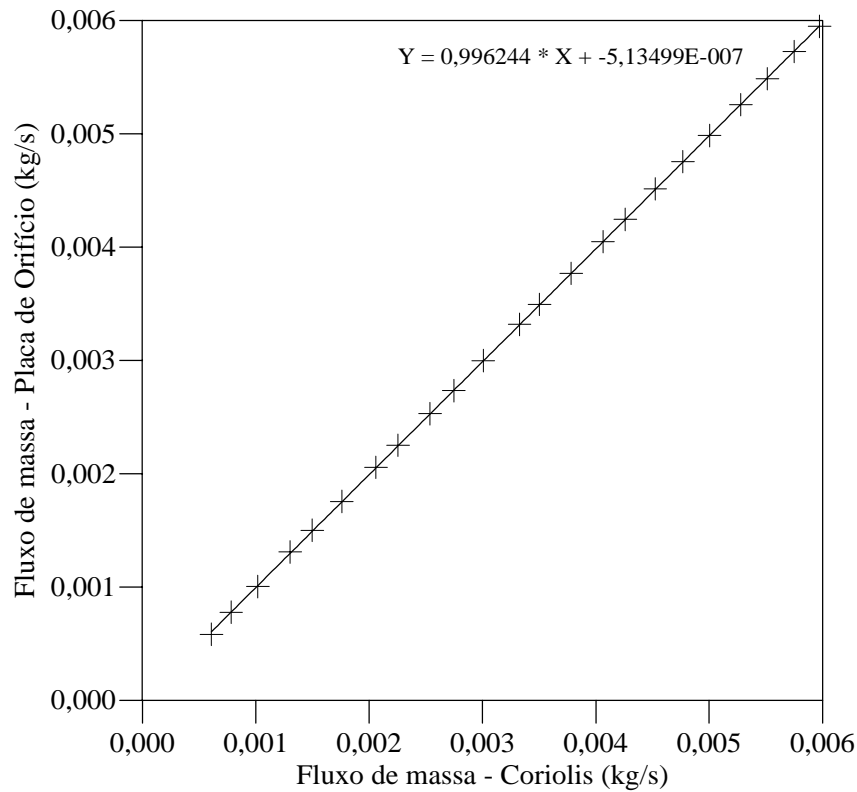


Figura 4.6 – Verificação do medidor do tipo placa de orifício

Uma fator importante considerado neste trabalho foi a confiabilidade da medição da vazão do escoamento pulsante com a placa de orifício. Jones Jr. e Bajura (1991) investigaram numericamente, para escoamento laminar, o efeito da pulsação sobre o coeficiente de descarga C de medidores de vazão do tipo placa de orifício:

$$C = \frac{\bar{U}}{\sqrt{2\Delta p}} \left[\frac{(1-\beta^4)}{\beta^4} \right]^{0.5} \quad (4.1)$$

Na equação acima, \bar{U} é a velocidade média na tubulação, Δp é a pressão diferencial através da placa e β é relação entre o diâmetro do orifício do medidor de vazão, d_{or} , e o diâmetro interno, d , da tubulação.

Jones Jr. e Bajura (1991) concluíram que o coeficiente de descarga diminui com o aumento da pulsação, devido ao aumento da pressão diferencial causado pela pulsação, impedindo o uso deste tipo de medidor para escoamento pulsante em frequências elevadas. Os autores chegaram a uma expressão para representar a frequência de pulsação em função do decaimento do coeficiente de descarga:

$$f = \frac{2 \mu \exp(c)}{\pi \rho d^2 \beta^2} \quad (4.2)$$

onde f é a frequência de pulsação (s^{-1}) e c representa a variável relacionada ao coeficiente de descarga. O fluido é caracterizado pela viscosidade μ (Pa.s) e pela massa específica ρ (kg/m^3).

Segundo Jones Jr. e Bajura (1991), para um valor de c igual a $-2,5$ o coeficiente de descarga começa a cair rapidamente, sendo reduzido a 40% do seu valor original quando $c = 2,5$. Para as características geométricas do medidor usado neste trabalho, valores de $c = -2,5$ e $2,5$ correspondem a frequências de aproximadamente 0,007 e 1 Hz, respectivamente. No entanto, deve ser observado que a presente investigação considera a condição de escoamento turbulento, com números de Reynolds bem mais elevados do que os analisados por Jones Jr. e Bajura (1991); não superiores a 100. Mesmo assim, decidiu-se realizar um teste experimental para verificar até que condição de pulsação a placa de orifício poderia ser utilizada com segurança na presente investigação. Para isto a vazão medida com a placa de orifício foi comparada com o valor da velocidade no centro da tubulação, medido com o anemômetro de fio quente. Uma análise semelhante foi realizada também para o medidor de vazão do tipo Coriolis.

A velocidade média na tubulação, \bar{U} , pode ser relacionada com a velocidade no centro da tubulação, U_{max} , através da seguinte equação (Hinze, 1975):

$$\bar{U} = \frac{2n^2}{(n+1)(2n+1)} U_{max} \quad (4.3)$$

onde n é um expoente do perfil de velocidade para escoamento turbulento através de um tubo liso, o qual, conforme mostra a figura 4.7, varia com o número de Reynolds.

Resultados de velocidade média (na forma de número de Reynolds), obtidos a partir de valores de U_{max} do anemômetro de fio quente e de vazões da placa de orifício e do medidor Coriolis, são comparados para uma condição de pulsação de 1Hz na figura 4.8. No que se refere à condição de transiente, os resultados de velocidade obtidos com o anemômetro de fio quente têm confiabilidade já que o mesmo é projetado para operar de forma precisa sob frequências superiores a 100 kHz. A partir da figura 4.8, verifica-se que os resultados obtidos com a placa de orifício são bem próximos aos obtidos com o anemômetro de fio quente, enquanto o desempenho do medidor Coriolis é insatisfatório. Para condições de pulsação

superiores a 1 Hz, ambos os medidores se mostraram inadequados. Isto limitou a investigação do escoamento pulsante a uma frequência máxima de 1Hz e determinou o uso da placa de orifício para a medição da vazão.

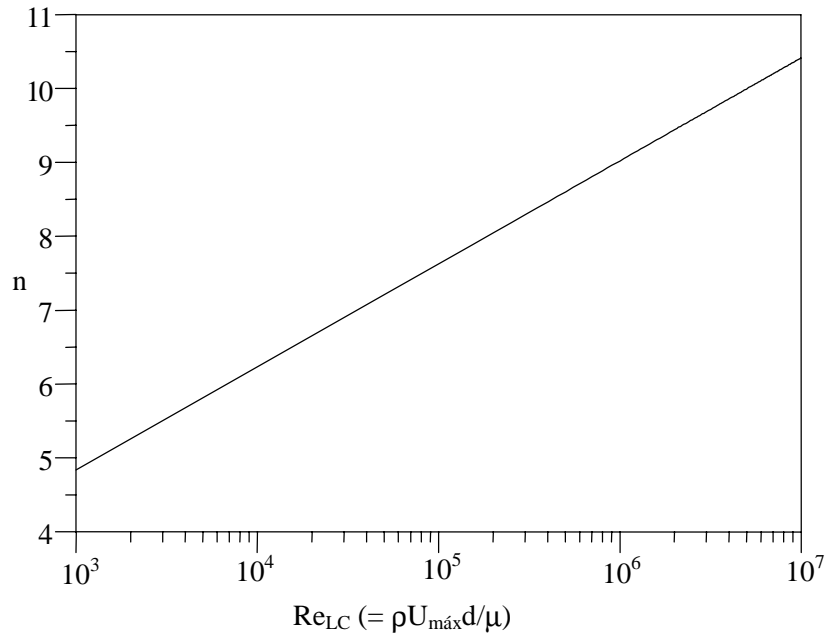


Figura 4.7 – Expoente “n” em função do número de Reynolds na linha de centro (Re_{LC}).

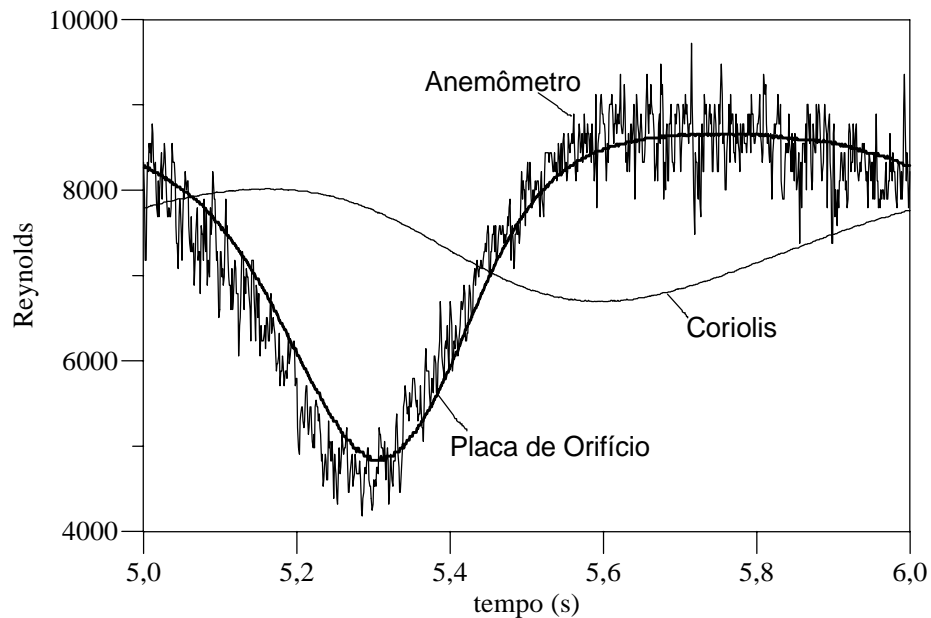


Figura 4.8 – Comparativo entre resultados de números de Reynolds obtidos com diferentes medidores para uma frequência de 1 Hz

4.2.5 Medição da velocidade e de grandezas turbulentas na saída do difusor

As medições com o anemômetro de fio quente foram realizadas somente para a condição de regime estacionário (vazão constante). Conforme ilustrado na figura 4.9, a sonda é posicionada no plano de saída de um dos lados do difusor, enquanto no outro lado a temperatura do escoamento é registrada de forma simultânea. A partir dessas medições foram determinados perfis de velocidade e de grandezas turbulentas.

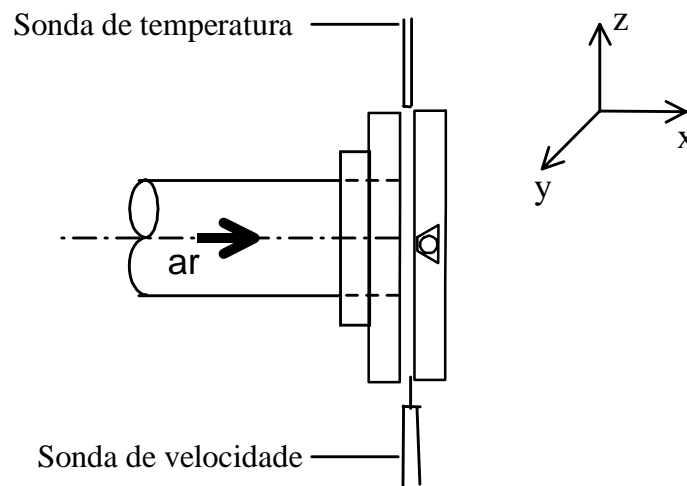


Figura 4.9 – Posicionamento da sonda no plano de saída do difusor

As medições de velocidade e de temperatura são feitas com taxas de aquisição e durante intervalos de tempo definidos, conforme uma metodologia exposta por Jorgensen (2002). Segundo o autor, a taxa de aquisição para a avaliação de grandezas médias, como velocidade média e intensidade turbulenta, deve seguir a seguinte relação a fim de garantir que o intervalo de tempo entre as medições seja suficientemente grande para se obterem amostras não correlacionadas:

$$TA \leq \frac{1}{2T_1} \quad (4.4)$$

onde TA é a taxa de aquisição (amostras/segundo).

A escala de tempo T_1 (s) na equação (4.4) é determinada por:

$$T_1 = \int_0^{\infty} \rho_v(\tau) d\tau \quad (4.5)$$

Na expressão acima τ denota o tempo (s) enquanto a função coeficiente de auto-correlação ρ_v é avaliada como:

$$\rho_v = \frac{R_v(\tau)}{R_v(0)} \quad (4.6)$$

A função auto-correlação R_v é obtida de:

$$R_v(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T v(t)v(t+\tau) dt \quad (4.7)$$

e representa a correlação entre flutuações de velocidade, v , defasadas de um intervalo de tempo τ . Deve ser observado da equação (4.6) que $R_v(\tau) \rightarrow R_v(0)$ quando $\tau \rightarrow 0$, de tal forma que em tal situação $\rho_v \rightarrow 1$.

A função coeficiente de auto-correlação foi obtida através da medição do sinal de velocidade do escoamento na posição intermediária entre os discos na saída do difusor, a uma taxa de 50 kHz. Esta taxa de coleta elevada é necessária para ser possível a determinação da função de auto-correlação do sinal, $R_v(\tau)$. Os valores de escala de tempo integral, T_1 , obtidos com o procedimento acima são indicados na tabela 4.1. Um resultado típico de $R_v(\tau)$ é apresentado e discutido no capítulo 5.

Para a determinação do tempo de aquisição para grandezas médias, T , Jorgensen (2002) sugere a seguinte equação:

$$T = \frac{1}{TA} \left[\frac{1}{w} \left(\frac{z_a}{2} \right) I \right]^2 \quad (4.8)$$

onde w é a incerteza desejada na medição (%), I é a intensidade turbulenta (%) e $z_a/2$ é a variável relacionada ao nível de confiança da função densidade de probabilidade.

Em todos os experimentos apresentados neste trabalho foi utilizado este método para a obtenção da taxa e do tempo de aquisição. A incerteza especificada para as medições, w , foi

de 1% e o nível de confiança da função densidade de probabilidade foi de 98%, resultando em um valor $z_{\alpha/2} = 2,33$. A intensidade turbulenta foi estimada em 25% a partir de dados experimentais preliminares de flutuações de velocidade na direção radial. A tabela 4.1 apresenta as escalas de tempo integral, T_1 , as taxas de aquisição, TA, e os tempos de aquisição, T, utilizados para as medições de grandezas médias do presente trabalho.

Medidas de velocidade média e de intensidade turbulenta são feitas para várias posições ao longo do eixo x (figura 4.9), possibilitando a caracterização dos respectivos perfis para uma certa posição radial na saída do difusor.

Tabela 4.1 – Taxas e tempos de aquisição utilizados nos experimentos

Re	s^*	T_1 (ms)	TA (amostras/s)	T (s)
5000	0,07	7,46	67	50,6
15000	0,05	1,40	357	9,5
15000	0,07	2,00	250	13,6
15000	0,10	2,44	205	16,6

4.3 Redução de dados

Os dados coletados durante os experimentos devem ser reduzidos às variáveis de interesse através de procedimentos explicados a seguir.

4.3.1 Distribuição de pressão na palheta

As variáveis de interesse para a determinação experimental da distribuição de pressão são o afastamento adimensional entre os discos, s^* , a posição radial adimensional da tomada de pressão, r^* , o número de Reynolds na tubulação, Re, e a pressão adimensional sobre a palheta, $p^*(r^*)$.

O afastamento entre os discos, s, e a posição radial, r, são adimensionalizadas pelo diâmetro da canalização, d:

$$s^* = \frac{s}{d} \quad , \quad r^* = \frac{r}{d} \quad (4.9)$$

O número de Reynolds baseado no diâmetro da tubulação pode ser expresso com base na vazão de massa m :

$$Re = \frac{4\dot{m}}{\pi d\mu} \quad (4.10)$$

A viscosidade dinâmica μ é calculada segundo Bean (1971):

$$\mu = (k_1 + k_2T - k_3T^2) \times 10^{-6} \quad [\text{Pa.s}] \quad (4.11)$$

onde $k_1 = 0,8723809571$, $k_2 = 7,028571429 \times 10^{-2}$, $k_3 = 3,809523810 \times 10^{-5}$ e T é a temperatura (K), considerada ser aproximadamente igual a temperatura ambiente T_{amb} .

A vazão mássica fornecida pelo medidor tipo placa de orifício é calculada segundo Delmée (1983):

$$\dot{m} = CE\beta^2 F_a \varepsilon \frac{\pi d^2}{4} \sqrt{2\Delta p \rho_m} \quad [\text{kg/s}] \quad (4.12)$$

Para as características construtivas do medidor de vazão (apresentadas no Apêndice II), os diâmetros do orifício do medidor e da tubulação, d_{or} e d , respectivamente, fornecem uma relação $\beta = 0,3024$. O coeficiente de descarga, C , o fator de velocidade de aproximação, E , e a relação β são relacionados de forma satisfatória pela relação $CE\beta^2 = 0,071152$.

A dilatação térmica devido à variação da temperatura ambiente é pouco significativa e, assim, o fator de dilatação térmica F_a foi considerado igual a 1. O fator de expansão isentrópica, ε , foi obtido de:

$$\varepsilon = 1 - (0,3707 + 0,3184\beta^4) \left[1 - (p_j/p_m)^{1/k} \right]^{0,935} \quad (4.13)$$

onde p_m é a pressão absoluta à montante da placa de orifício (Pa), p_j é a pressão absoluta a jusante da placa de orifício (Pa) e k é a relação entre os calores específicos (para o ar $k = 1,4$).

Finalmente, na equação 4.12, Δp representa a pressão diferencial através da placa de orifício (Pa) e ρ_m é a massa específica do ar à montante da placa de orifício (kg/m^3). A massa específica do ar à montante da placa de orifício é calculada pela equação de estado dos gases perfeitos:

$$\rho_m = \frac{p_m M}{R T_{amb}} \quad (4.14)$$

onde \bar{R} é a constante universal dos gases (= 8314,3 J/kgmol.K) e M é a massa molecular (= 28,98 kg/kgmol para o ar).

A distribuição de pressão manométrica $p(r)$ sobre a palheta é escrita usando a seguinte forma adimensional:

$$p^*(r) = \frac{p(r)}{\rho \bar{U}^2 / 2} \quad (4.15)$$

A velocidade média do escoamento no orifício de passagem \bar{U} é avaliada por:

$$\bar{U} = \frac{4\dot{m}}{\rho \pi d^2} \quad (4.16)$$

4.3.2 Perfis de velocidade e de grandezas turbulentas

A coleta de dados nesta parte do trabalho foi realizada para diferentes afastamentos entre os discos, s^* (= s/d), e números de Reynolds, Re. Dados de velocidade adimensional, V^* (= V/\bar{U}), e de intensidade turbulenta, I, são obtidos em diferentes posições axiais no plano de saída do difusor. A posição axial adimensional, x^* (= x/d), onde as medidas são realizadas considera a posição média intermediária entre os discos como referência.

A velocidade média do escoamento turbulento V é calculada por:

$$V = \frac{\sum_{i=1}^{n.t} \tilde{V}_i}{n.t} \quad (4.17)$$

Na equação acima \tilde{V}_i é a velocidade instantânea (m/s) e n é o número de amostras coletadas ao longo do tempo de aquisição t (s).

Uma medida da intensidade da turbulência, I, pode ser obtida a partir das flutuações da componente de velocidade na direção radial registradas pela sonda unidimensional, ou seja:

$$I = \frac{v_{\text{RMS}}}{U} = \frac{(\overline{vv})^{1/2}}{U} \quad (4.18)$$

A média quadrática das flutuações de velocidade, v_{RMS} , pode ser entendida como a raiz quadrada da componente normal do tensor de Reynolds na direção radial, e pode ser calculada como:

$$v_{\text{RMS}} = \left[\frac{\sum_{i=1}^{n.t} (\tilde{V}_i - V)^2}{n.t - 1} \right]^{1/2} \quad (4.19)$$

CAPÍTULO 5

RESULTADOS

5.1 Introdução

A distribuição de pressão originada pelo escoamento sobre a palheta é um dado fundamental para a caracterização da dinâmica da válvula. Como visto no Capítulo 2, muitos trabalhos direcionados ao difusor radial apresentam resultados de distribuição de pressão sobre o disco frontal (palheta) para diversas situações de escoamento. No entanto, poucos investigam tal carregamento sob condições de escoamento transiente. Um destes trabalhos é a análise numérica de Piechna e Meier (1986) para o escoamento laminar bidimensional transiente em um difusor radial com discos paralelos, onde um movimento periódico é imposto ao disco frontal. A observação dos autores de que o transiente dado pela movimentação do disco frontal pode alterar os padrões de escoamento é importante, uma vez que as características de válvulas são usualmente determinadas a partir da condição de escoamento estacionário. Ishizawa et al. (1987) investigaram analítica e experimentalmente o escoamento laminar em um difusor radial com discos paralelos, onde a condição de transiente foi também conseguida por meio de um movimento oscilatório para o disco frontal. No entanto, os autores não se concentraram em mostrar eventuais efeitos do transiente. Lopes (1996) desenvolveu um modelo computacional para resolver a dinâmica do disco frontal, através de um modelo de um grau de liberdade, resultante do escoamento laminar pulsante em difusores radiais com discos paralelos. A ênfase do trabalho no entanto foi o próprio desenvolvimento do modelo, sem haver uma discussão comparativa com resultados de escoamento estacionário. Salinas-Casanova (2001) analisou numericamente o escoamento turbulento incompressível pulsante em difusores radiais e concluiu que a variação da vazão imposta ao escoamento não altera o comportamento do escoamento, mesmo para frequências elevadas (10 Hz). Finalmente, Matos et al. (2002) resolveu a dinâmica do disco frontal de um difusor radial para escoamento turbulento, incluindo efeitos de compressibilidade, mas sem fazer uma análise das implicações do transiente sobre o comportamento do escoamento.

Como pode ser observado, com exceção da investigação de Ishizawa et al. (1987) todos os demais trabalhos se constituem em análises numéricas. Há assim uma grande carência de dados experimentais para a condição de escoamento transiente, quer seja para a validação dos modelos computacionais ou para o entendimento do fenômeno em si. O motivo disto pode ser atribuído à complexidade bem maior do aparato experimental requerido para a medição de quantidades sob condições de transiente. Por exemplo, muitos dos medidores convencionais de vazão não são adequados para aplicação em escoamentos com transientes rápidos.

Um dos principais objetivos deste trabalho é o desenvolvimento de uma bancada para o levantamento da distribuição de pressão sobre a palheta em escoamentos transientes. Os detalhes principais dessa bancada já foram descritos nos capítulos 3 e 4. Além disto, um outro objetivo não menos importante traçado para o trabalho é a caracterização dos perfis de velocidade e de grandezas turbulentas na saída do difusor para a condição de escoamento estacionário. A expectativa é que os dados assim obtidos possam auxiliar a compreensão física do escoamento e também o desenvolvimento de modelos computacionais mais precisos. De fato, em linha com a modelação do escoamento, o presente capítulo inclui resultados de simulações de escoamentos estacionário e pulsante, obtidos a partir do modelo desenvolvido por Salinas-Casanova (2001). A comparação desses resultados com os dados experimentais permite se verificar a qualidade da previsão numérica.

5.2 Distribuição de pressão sobre a palheta

Dados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta foram obtidos para as condições de escoamentos estacionário e transiente (pulsante). No caso de escoamento estacionário, os resultados correspondem à uma varredura completa da tomada de pressão ao longo do diâmetro da palheta, conforme descrito na seção 4.2.3. Para o escoamento pulsante são realizadas medições de pressão em posições radiais pré-determinadas sobre a palheta ao longo de cinco ciclos. Para cada um desses ciclos são registrados mil dados de pressão. Todos os dados coletados para as diversas posições sobre a palheta são armazenados em um único arquivo. Assim, em quatorze posições radiais o arquivo resultante será constituído por setenta ciclos (quatorze posições vezes cinco ciclos), com um total de setenta mil pontos.

A partir desse arquivo é construído um ciclo médio para o número de Reynolds, através de uma média aritmética de seus valores nos pontos 1, 1001, 2001, 3001, ..., 69001. Ou seja, tais pontos correspondem ao primeiro ponto de cada um dos vários ciclos. O procedimento é

repetido para o segundo ponto de cada ciclo, sendo feita a média dos valores do número de Reynolds nos pontos 2, 1002, 2002, 3002, ..., 69002. Isto é feito de forma sucessiva até o último ponto de cada ciclo. Um ciclo médio típico para número de Reynolds é mostrado na figura 5.1. A partir desse ciclo médio são encontrados os pontos correspondentes ao número de Reynolds do experimento em regime estacionário, para escoamento acelerando e desacelerando. Para o exemplo de $Re = 14.000$ na figura 5.1, estes pontos seriam os de números 98 e 553 para as condições de desaceleração e aceleração, respectivamente. Com esta informação, volta-se ao arquivo original e são usados então os pontos 553, 1553, 2553, 3553, ..., 69553 para o escoamento acelerando e os pontos 98, 1098, 2098, 3098, ..., 69098 para o escoamento desacelerando. A figura 5.2 mostra os pontos referentes aos ciclos realizados para a posição radial adimensional zero ($r^* = 0$). Pode-se verificar com o auxílio da reta horizontal traçada no gráfico que os pontos assim determinados possuem de fato praticamente o mesmo número de Reynolds. O desvio máximo encontrado no valor de Re entre os diversos ciclos foi de 1,5 %.

As figuras 5.3 e 5.4 mostram dados experimentais de distribuição de pressão adimensional p^* sobre o disco frontal para relações de diâmetro $D/d = 3$ e $D/d = 1,66$, respectivamente, considerando escoamento estacionário ($Re = 14.000$) e um afastamento adimensional $s/d = 0,1$. Em ambas as situações nota-se uma região de estagnação na região central da palheta ($r^* < 0,5$), caracterizada por um patamar de pressão. Em $r^* \cong 0,5$ a pressão apresenta uma queda brusca devido à mudança de direção do escoamento (de axial para radial) e também em decorrência da aceleração do escoamento nessa região. Esta aceleração se deve à redução da área de passagem do escoamento na entrada do difusor, devido ao afastamento reduzido entre os discos e à presença de uma região de recirculação. A pressão a partir dessa posição aumenta gradativamente e para a relação de diâmetros $D/d = 3$ alcança o valor da pressão da região de descarga do difusor. Para a relação $D/d = 1,66$ isto não acontece e a pressão na saída é negativa pelo fato do escoamento não conseguir se alinhar com as paredes do difusor após passar pela região de recirculação. De fato, para afastamentos elevados como, por exemplo $s^* = 0,1$, a região de recirculação se estende além da seção de saída do próprio difusor.

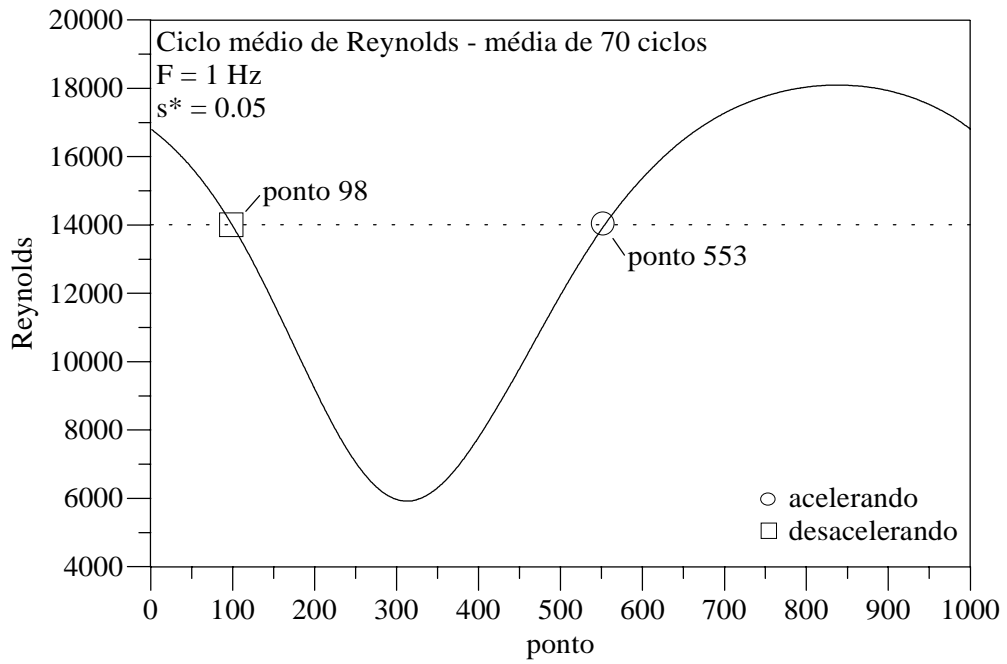


Figura 5.1 – Ciclo médio para o número de Reynolds.

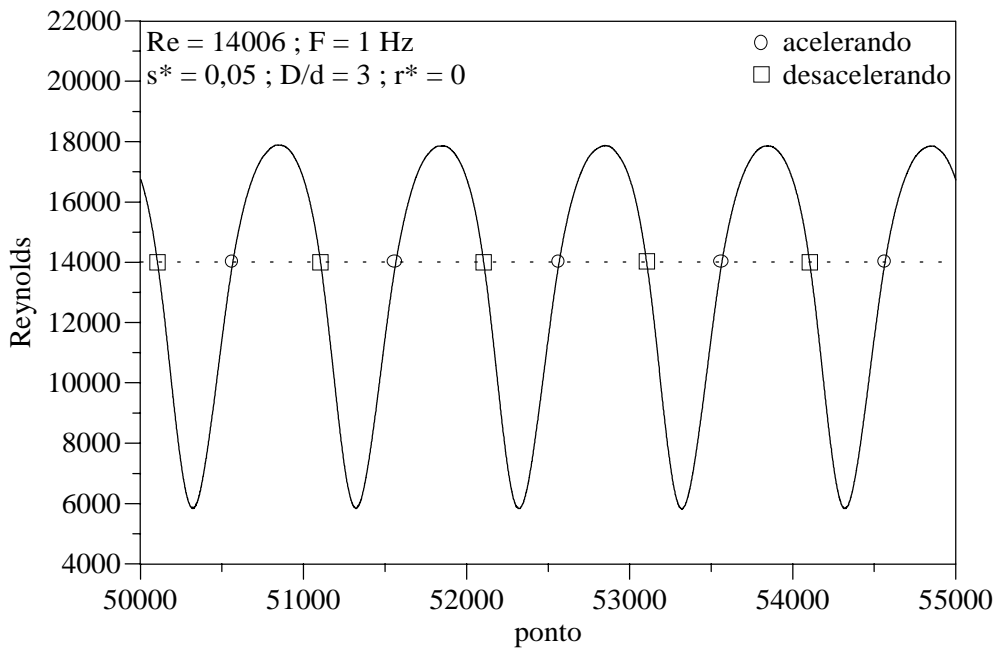


Figura 5.2 – Pontos ao longo dos ciclos referente a $Re = 14.000$.

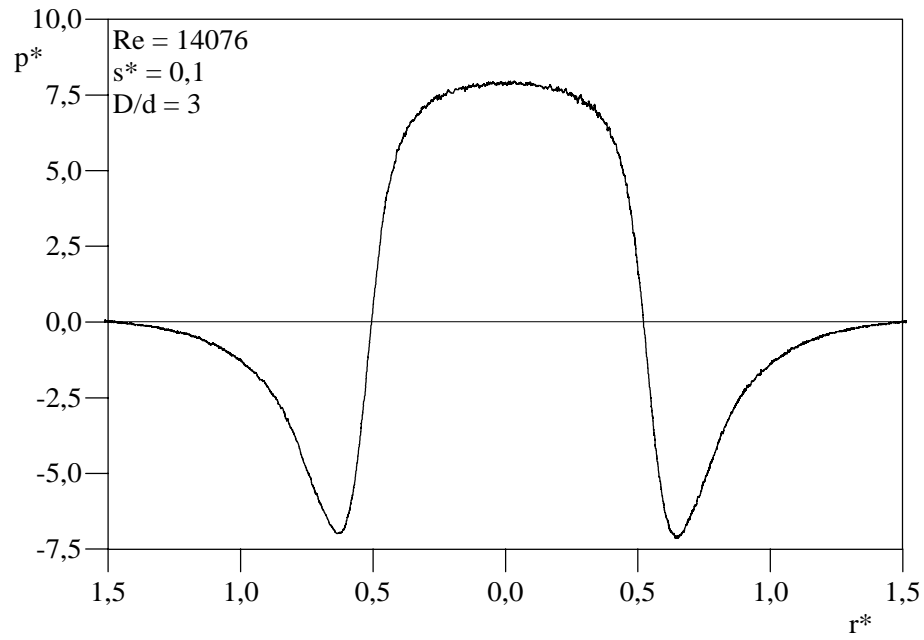


Figura 5.3 – Resultados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta para escoamento estacionário: $D/d = 3,0$; $s^* = 0,1$; $Re = 14.076$.

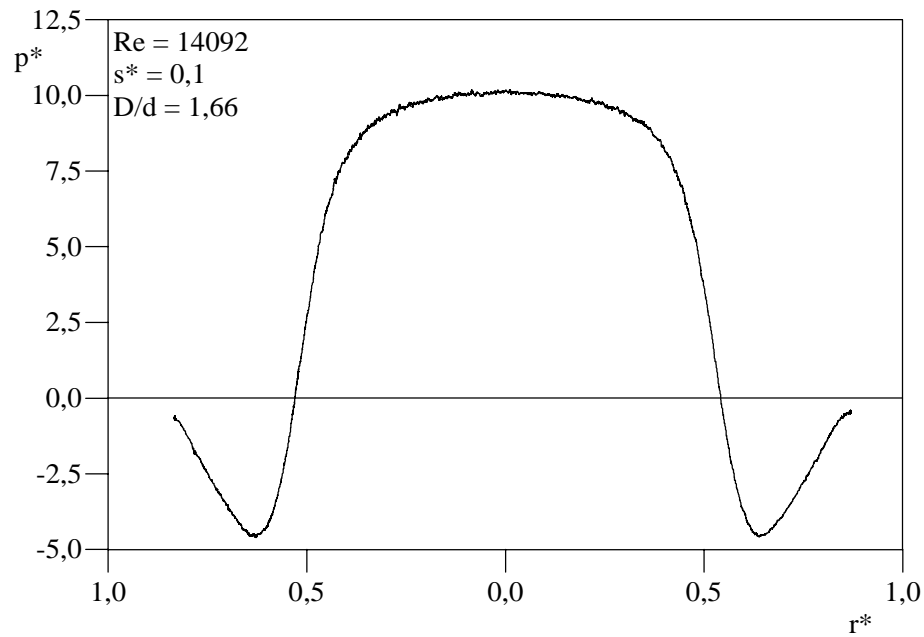


Figura 5.4 – Resultados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta para escoamento estacionário: $D/d = 1,66$; $s^* = 0,1$; $Re = 14.092$.

A tabela 5.1 apresenta a identificação dos escoamentos transientes testados neste trabalho e cujas distribuições de pressão sobre o disco frontal são apresentadas nas figuras 5.5 a 5.8. Como pode ser observado, foram considerados dois números de Reynolds ($Re = 8.000$ e 14.000), duas frequências de pulsação ($f = 0,1$ e 1 Hz), dois afastamentos adimensionais ($s^* = 0,05$ e $0,1$) e duas relações de diâmetros ($D/d = 3$ e $1,66$). A fim de verificar eventuais efeitos do transiente sobre o escoamento, para cada uma das condições de escoamento nas figuras 5.5 a 5.8 são apresentadas também as distribuições de pressão do correspondente escoamento estacionário. Em todos os gráficos de distribuição de pressão, a linha contínua refere-se ao escoamento estacionário e os pontos ao escoamento transiente (acelerando e desacelerando).

Tabela 5.1 – Condições de escoamentos transientes (pulsantes) investigados.

D/d	s/d	Re	f (Hz)	Figura
3	0,05	8.000	0,1	5.5(a)
			1	5.5(b)
		14.000	0,1	5.5(c)
			1	5.5(d)
	0,1	8.000	0,1	5.6(a)
			1	5.6(b)
		14.000	0,1	5.6(c)
			1	5.6(d)
1,66	0,05	8.000	0,1	5.7(a)
			1	5.7(b)
		14.000	0,1	5.7(c)
			1	5.7(d)
	0,1	8.000	0,1	5.8(a)
			1	5.8(b)
		14.000	0,1	5.8(c)
			1	5.8(d)

Pelo exame das figuras 5.5 a 5.8, verifica-se que as distribuições de pressão obtidas para o escoamento pulsante com frequência de 0,1 Hz são virtualmente idênticas às aquelas do escoamento estacionário, independente se o escoamento está sob aceleração ou desaceleração. Já para a condição de escoamento pulsante de 1 Hz percebe-se uma diferença, embora pequena, entre as distribuições de pressão. Deve ser notado que esta diferença fica mais evidente à medida que o afastamento entre os discos (s^*) aumenta e a relação de diâmetros D/d diminui. Uma justificativa para isto poderia ser a diminuição dos efeitos viscosos no escoamento decorrente do aumento de s^* e da diminuição de D/d . No entanto, as diferenças entre os resultados de distribuição de pressão não são suficientemente grandes para que se possa associá-las com convicção à pulsação do escoamento, uma vez que são praticamente da mesma ordem da incerteza experimental.

Em função dos resultados apresentados conclui-se que o padrão do escoamento não sofre alterações importantes devido aos efeitos de inércia. No entanto, em trabalhos futuros deve-se estender a análise para condições de transientes mais rápidos (ou combinações de maiores s^* e menores D/d), uma vez que os transientes em válvulas de compressores são extremamente elevados.

Condições de pulsação mais severas (acima de 1 Hz) não puderam ser tratadas neste trabalho em função de limitações da bancada experimental. Para contornar este problema, as seguintes modificações devem ser implementadas: i) adoção de transdutores de pressão piezo-resistivo para a tomada de pressão na palheta; ii) substituição do sistema de medição de vazão (como explicado no Capítulo 4, o coeficiente de descarga da placa de orifício sofre alteração em transientes rápidos, tornando-o inadequado para medições caso correções não sejam introduzidas no coeficiente). Uma alternativa poderia ser o emprego de um sistema de velocimetria por imagem de partículas (PIV) para a medição do campo de velocidade no difusor, e a partir deste obter então a vazão.

Uma das motivações para a investigação do escoamento em condições de transientes encontrados em válvulas é a simulação numérica da dinâmica da palheta. Usualmente, para a simulação de compressores é necessário caracterizar o movimento das válvulas através de dois parâmetros de eficiência: i) área efetiva de força (A_{ef}) ii) área efetiva de escoamento (A_{ee}).

A força originada pelo escoamento sobre a palheta, F , é utilizada no cálculo da válvula e é geralmente obtida da área efetiva de força A_{ef} . A partir da diferença de pressão através da válvula, Δp , a área efetiva de força é determinada experimentalmente de:

$$A_{ef} = \frac{F}{\Delta p} \quad (5.1)$$

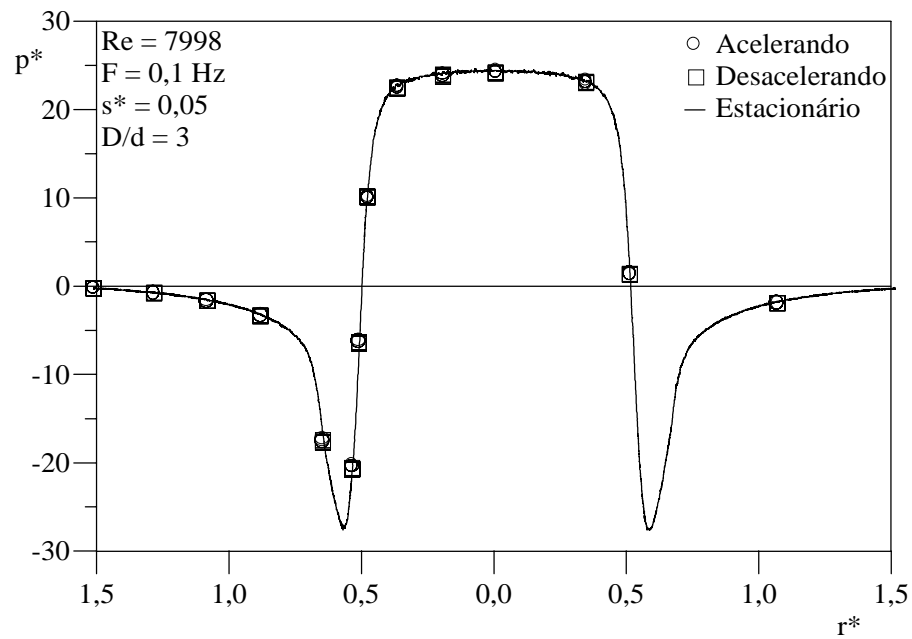
A área efetiva de força pode ser entendida como um parâmetro relacionado à eficiência com que a diferença de pressão Δp atua para abrir a válvula.

A área efetiva de escoamento, A_{ee} , é uma medida da eficiência com que a queda de pressão Δp é usada para escoar o fluido através da válvula. Assim, quanto maior for A_{ee} , menor será a perda de energia mecânica e melhor o desempenho da válvula. A área efetiva de escoamento, A_{ee} , é definida como:

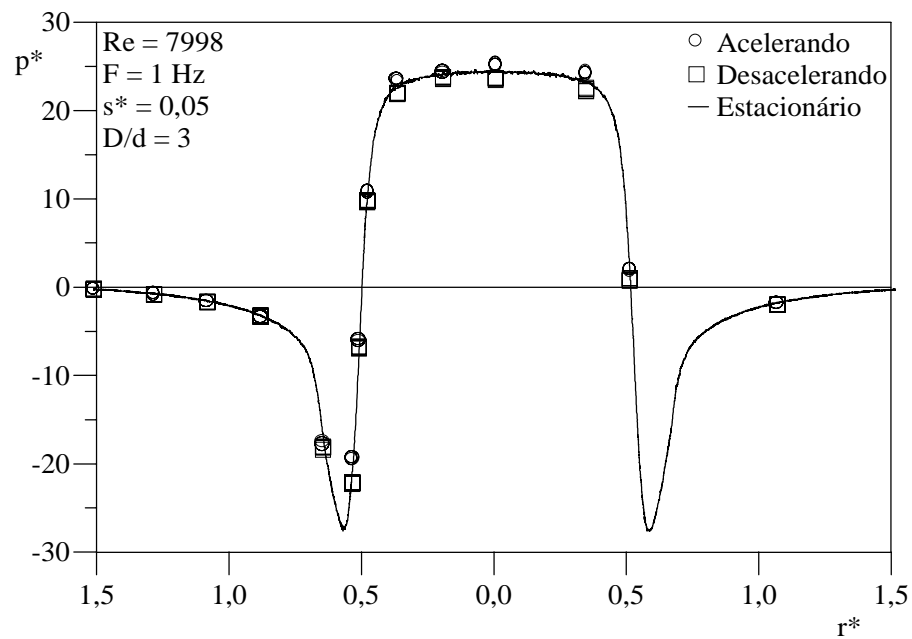
$$A_{ee} = \frac{\dot{m}}{p_u \left[\frac{2k}{(k-1)RT_u} \right]^{1/2} \left[r^{2/k} - r^{(k+1)/k} \right]^{1/2}} \quad (5.2)$$

onde $r = p_d/p_u$ é a razão entre a pressão na câmara de descarga, p_d , e a pressão à montante da válvula, p_u . O parâmetro k é a razão entre os calores específicos ($= c_p/c_v$).

Tanto a área efetiva de força, A_{ef} , como a área efetiva de escoamento, A_{ee} , são tradicionalmente determinadas para a condição de escoamento estacionário. De forma resumida, valores de A_{ef} e A_{ee} são obtidos em laboratório para as válvulas considerando diferentes afastamentos e vazões. Posteriormente, durante a simulação basta se conhecerem o afastamento da palheta e a associada queda de pressão Δp para calcular a vazão através da válvula e a força resultante sobre a palheta. Naturalmente, não há uma garantia de que os valores experimentais de áreas efetivas obtidos para escoamento estacionário sejam iguais àqueles do escoamento transiente. De fato, da mesma forma como a pulsação afeta o coeficiente de descarga do medidor de vazão, o qual relaciona a queda de pressão com a vazão, é bem provável que o mesmo efeito ocorra também com a área de escoamento A_{ee} . Por outro lado, deve-se destacar que a região de recirculação na entrada do difusor está quase sempre presente em válvulas, afetando bastante o padrão do escoamento. A capacidade de tais regiões em responder em fase com pulsações rápidas do escoamento é outro aspecto que deve ser investigado. A confirmação de efeitos de inércia sobre A_{ef} e A_{ee} e a inclusão de correções apropriadas representará uma simulação mais precisa da dinâmica da palheta e do esvaziamento/enchimento do cilindro do compressor.

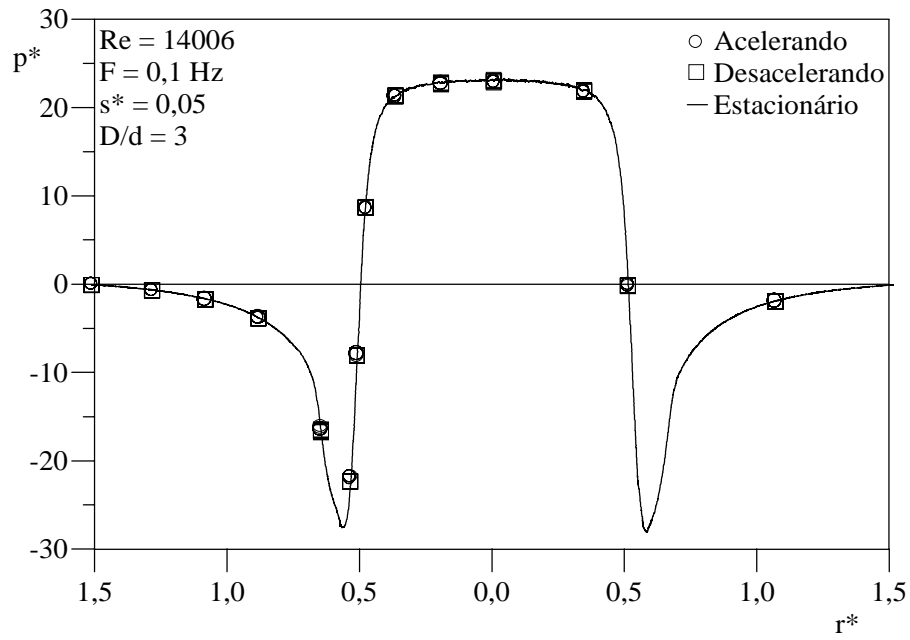


(a) $F = 0,1 \text{ Hz}$; $Re = 7988$

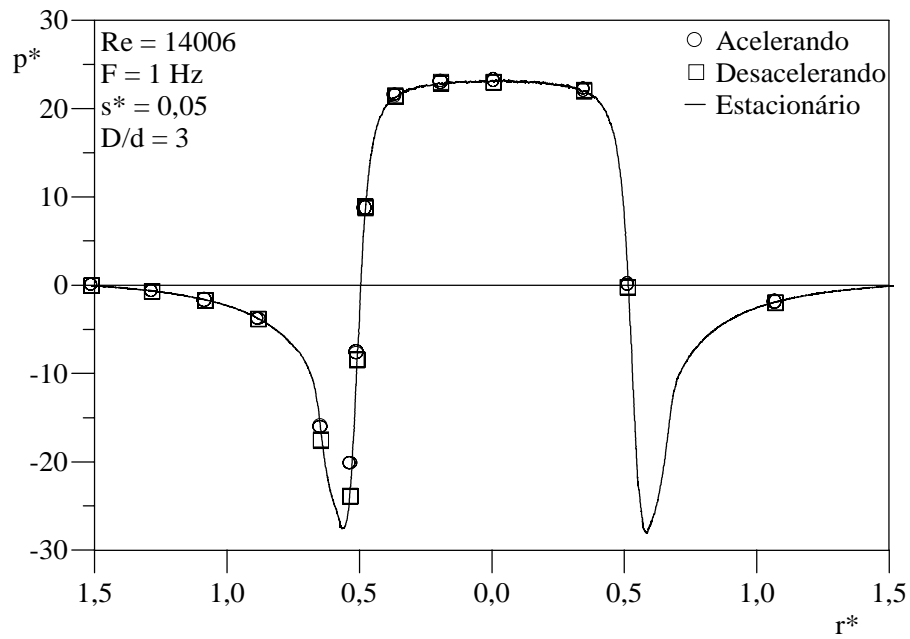


(b) $F = 1 \text{ Hz}$; $Re = 7988$

Figura 5.5 – Resultados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta para escoamentos estacionário e transiente: $D/d = 3$; $s^* = 0,05$.

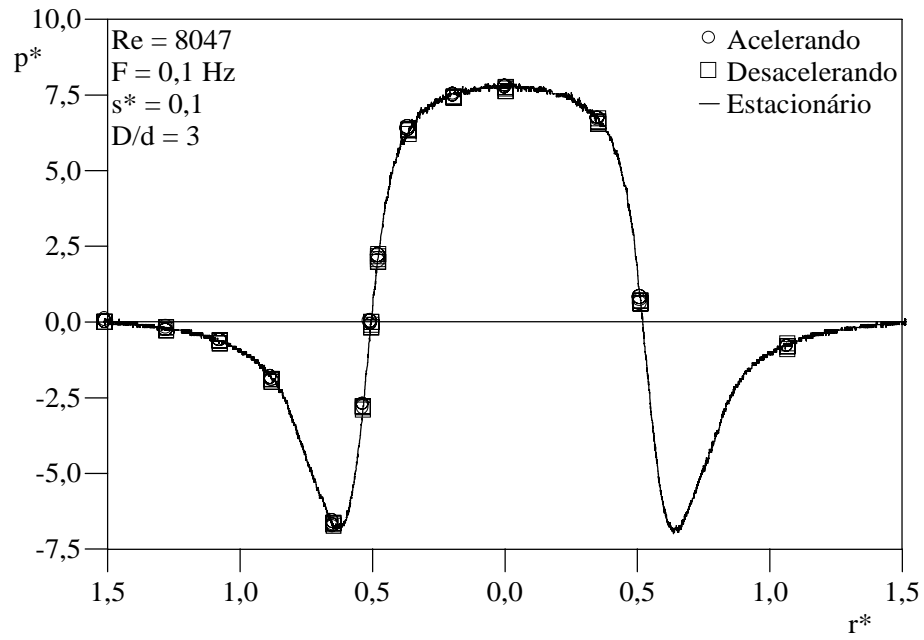


(c) $F = 0,1 \text{ Hz}$; $Re = 14006$

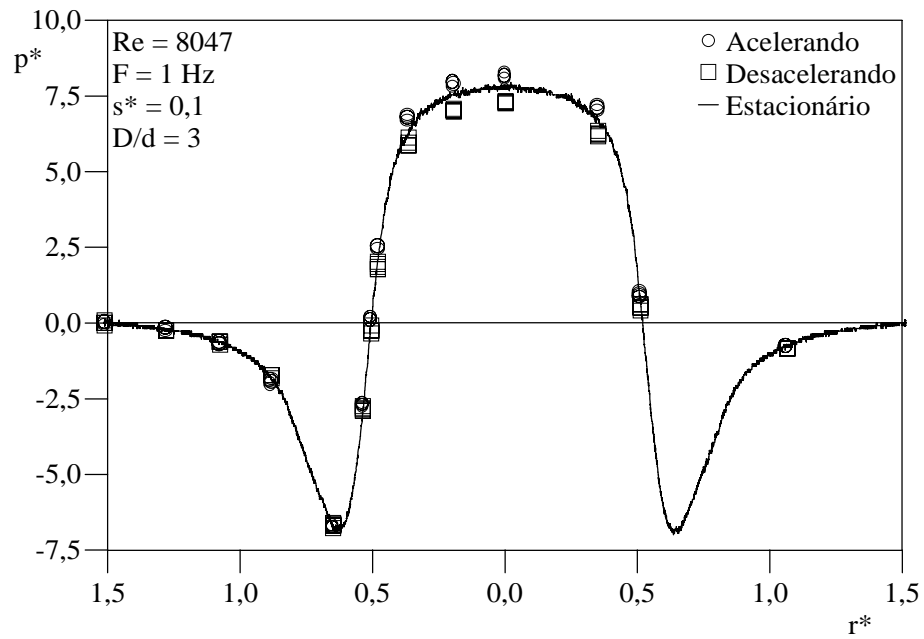


(d) $F = 1 \text{ Hz}$; $Re = 14006$

Figura 5.5 – (continuação)

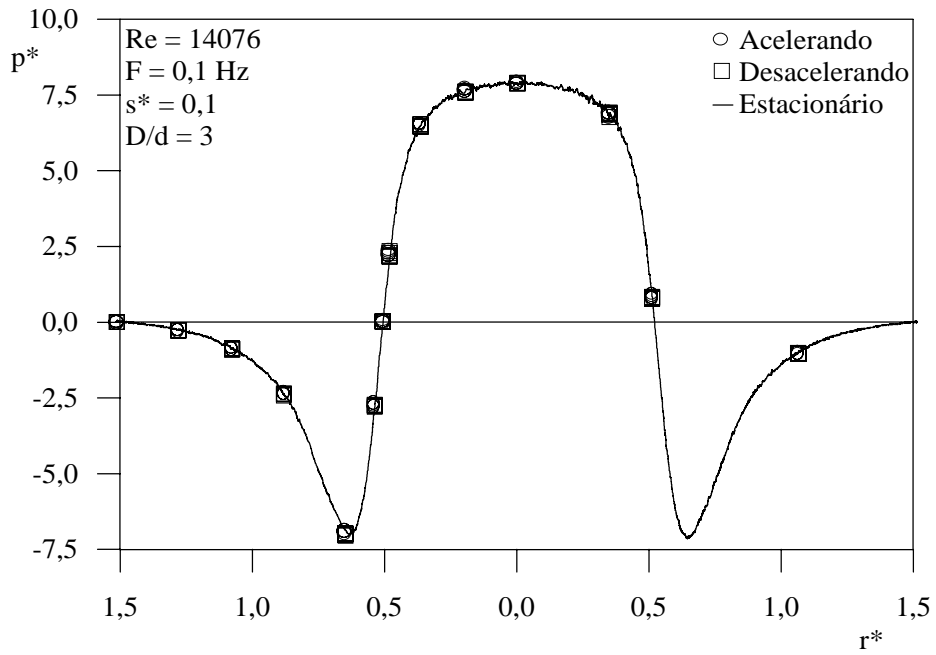


(a) $F = 0,1 \text{ Hz}$; $Re = 8047$

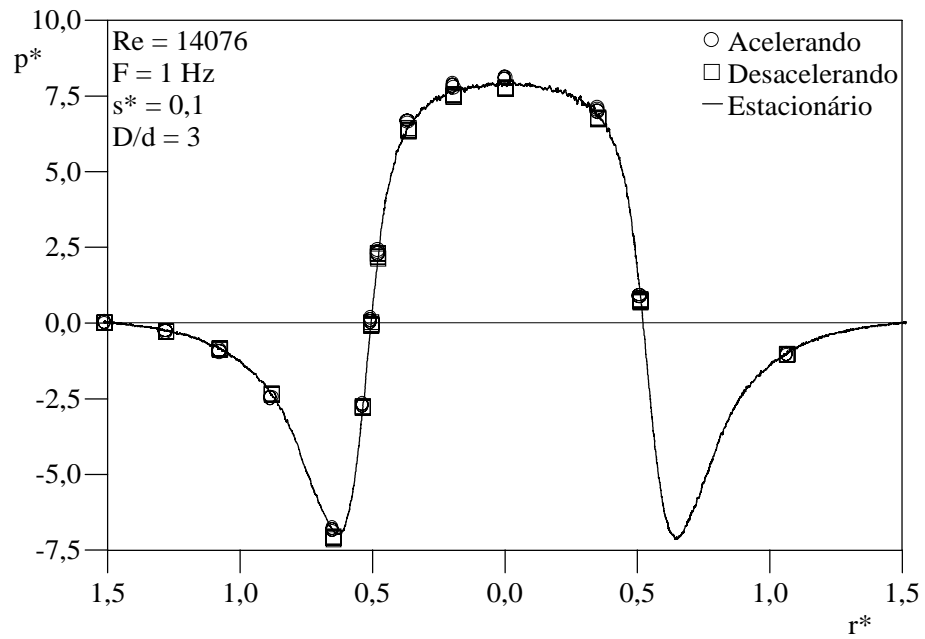


(b) $F = 1 \text{ Hz}$; $Re = 8047$

Figura 5.6 – Resultados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta para escoamentos estacionário e transiente: $D/d = 3$; $s^* = 0,1$.

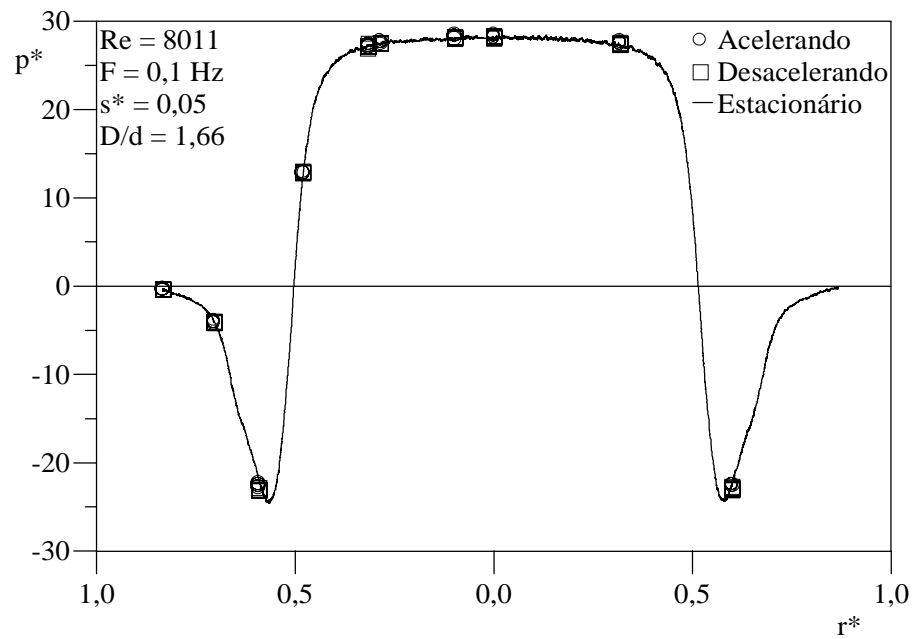


(c) $F = 0,1 \text{ Hz}$; $Re = 14076$

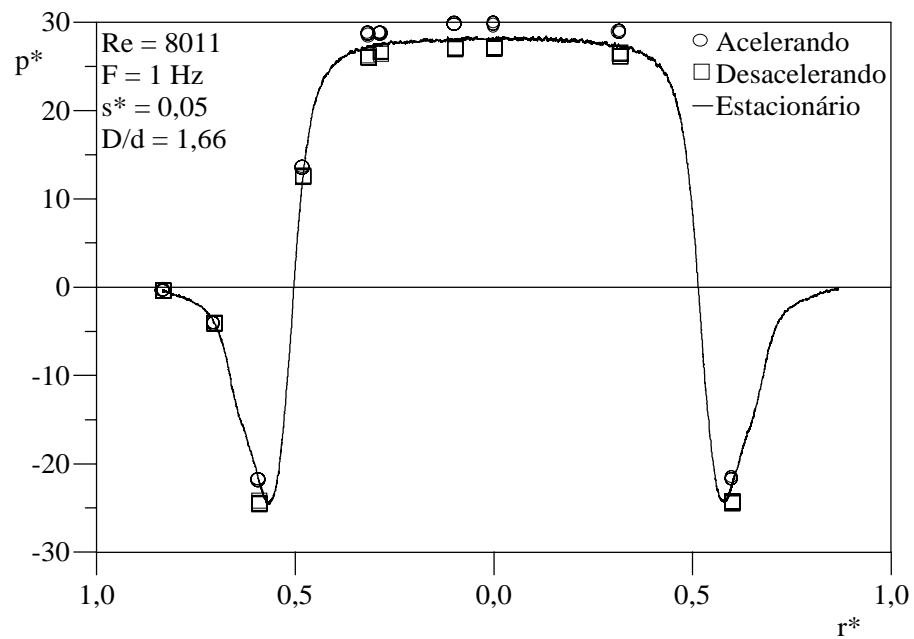


(d) $F = 1 \text{ Hz}$; $Re = 14076$

Figura 5.6 – (continuação)

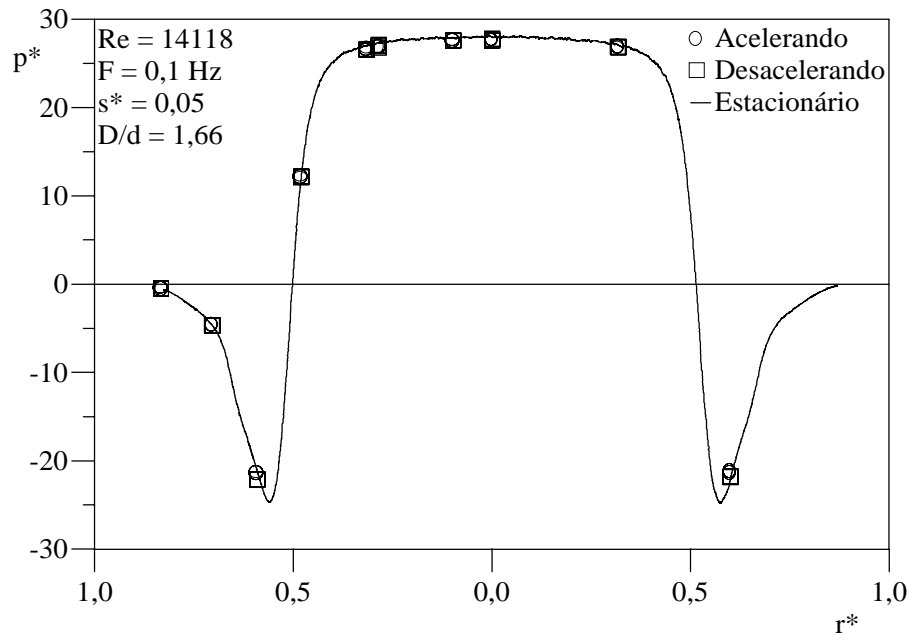


(a) F = 0,1 Hz ; Re = 8011

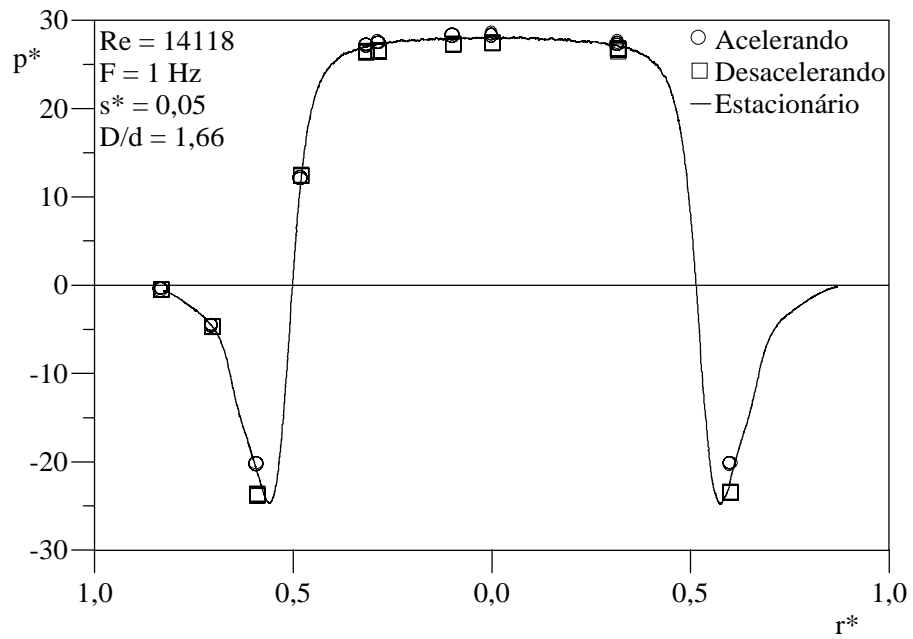


(b) F = 1 Hz ; Re = 8011

Figura 5.7 – Resultados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta para escoamentos estacionário e transiente: $D/d = 1,66$; $s^* = 0,05$.

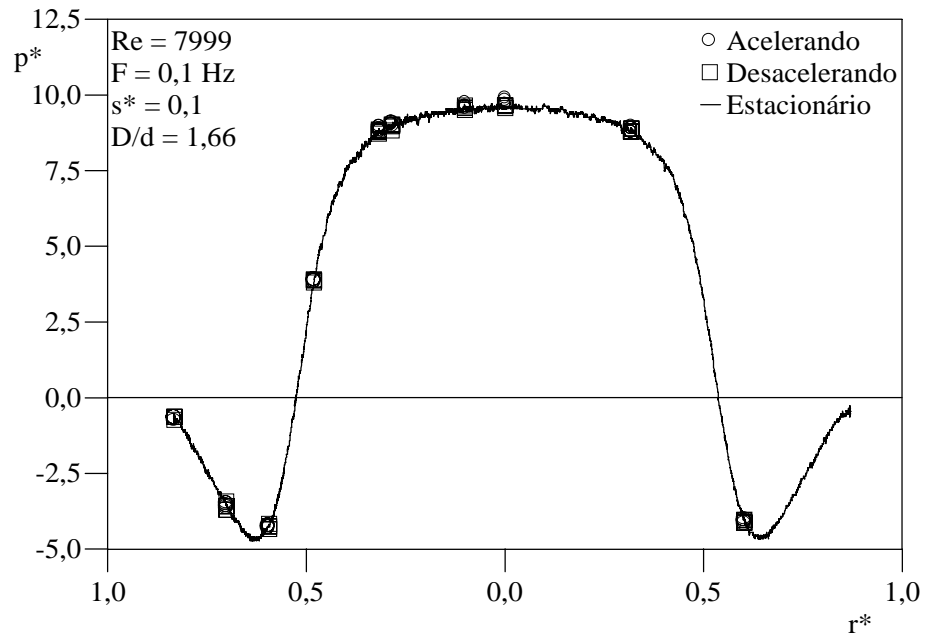


(c) $F = 0,1 \text{ Hz}$; $Re = 14118$

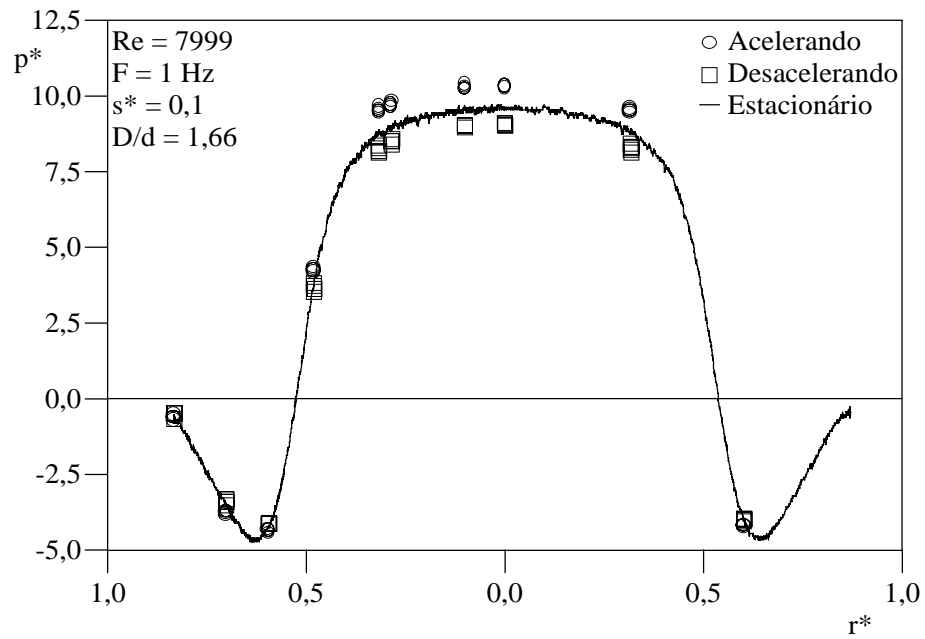


(d) $F = 1 \text{ Hz}$; $Re = 14118$

Figura 5.7 – (continuação)

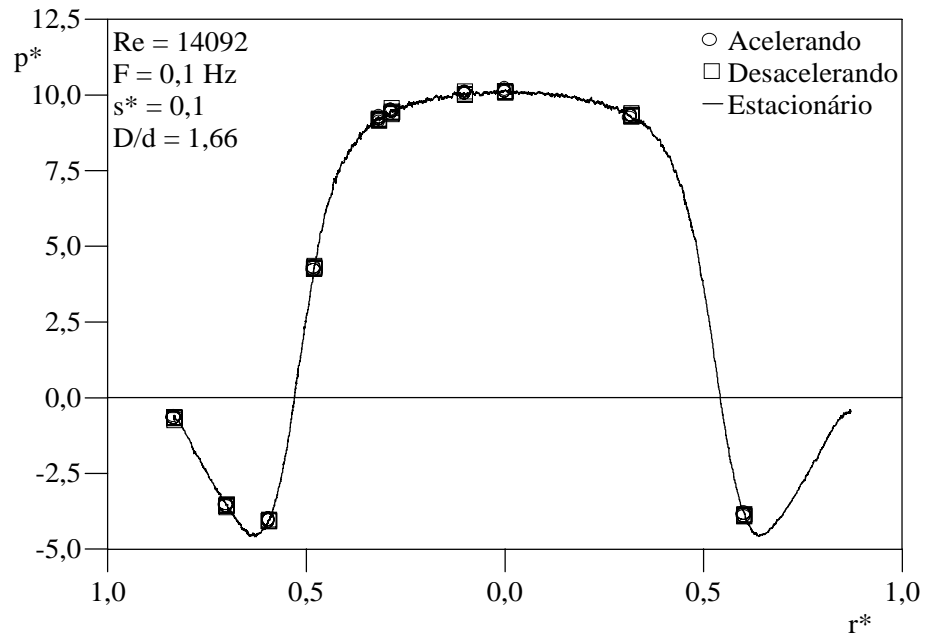


(a) $F = 0,1 \text{ Hz}$; $Re = 7999$

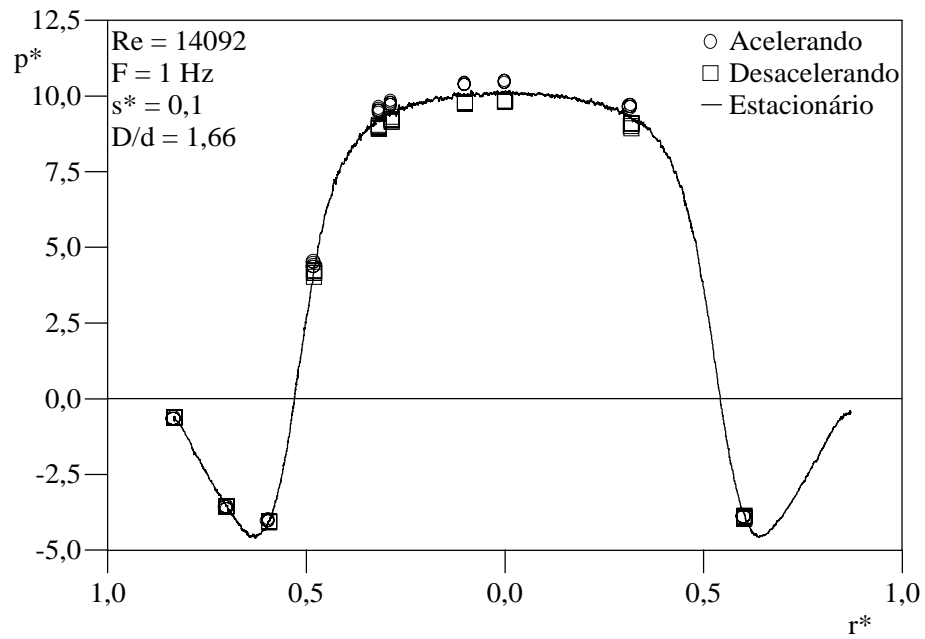


(b) $F = 1 \text{ Hz}$; $Re = 7999$

Figura 5.8 – Resultados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta para escoamentos estacionário e transiente: $D/d = 1,66$; $s^* = 0,1$.



(c) $F = 0,1 \text{ Hz}$; $Re = 14092$



(d) $F = 1 \text{ Hz}$; $Re = 14092$

Figura 5.8 – (continuação)

Para complementar a análise da distribuição de pressão sobre a palheta, o escoamento foi simulado numericamente para regimes estacionário e pulsante, utilizando o código computacional de Salinas-Casanova (2001). No algoritmo de solução, o modelo de turbulência RNG k- ϵ de Yakhot e Orzag (1986) é empregado para a avaliação do transporte turbulento. Uma breve descrição do modelo RNG k- ϵ é dada no Apêndice IV; maiores detalhes podem ser encontrados em Salinas-Casanova (2001). A metodologia dos volumes finitos foi utilizada para a solução das equações governantes, empregando-se um arranjo colocalizado de variáveis para a discretização das equações, enquanto que a solução do sistema de equações algébricas resultantes da discretização foi realizada pelo método TDMA. A avaliação do transporte advectivo nas faces de cada volume foi realizado com os esquemas de interpolação QUICK de Leonard (1979) para as componentes de velocidade e PLDS de Patankar (1980) para as grandezas turbulentas. O método SIMPLEX foi utilizado para o tratamento do acoplamento entre os campos de pressão e de velocidade. Uma malha computacional com 70 x 80 volumes (direções axial e radial, respectivamente) foi escolhida a partir da análise de erro de truncamento realizada por Salinas-Casanova (2001) e é mostrada na figura 5.9. Um refino de malha é promovido junto às paredes sólidas e nas regiões onde se esperam gradientes elevados nas propriedades do escoamento.

A figura 5.10 apresenta resultados numéricos de distribuição de pressão para escoamento em regimes estacionário e pulsante (acelerando e desacelerando). A metodologia numérica desenvolvida por Salinas-Casanova (2001) permite que transientes mais rápidos do que aqueles investigados experimentalmente possam ser simulados. Assim, além da condição de pulsação de 1 Hz, também estão incluídos na figura 5.10 resultados de distribuição de pressão sobre a palheta para uma condição de 10 Hz. Fazendo a ressalva de que os modelos de turbulência não foram ainda suficientemente validados para condições de escoamento transiente, os resultados numéricos indicam que mesmo para uma frequência de 10 Hz a distribuição de pressão permanece inalterada. A exatidão deste resultado deve ser comprovada com o auxílio de dados experimentais.

Uma informação não disponível para o modelo computacional é o nível da turbulência na entrada do difusor. Para uma análise da influência deste parâmetro sobre os resultados numéricos, decidiu-se realizar simulações para três valores de intensidade turbulenta ($I = 3\%$, 10% e 20%). Deve ser mencionado que todos os resultados numéricos neste trabalho, com exceção dos apresentados nesta seção, utilizaram uma condição de contorno $I = 3\%$ para a entrada do difusor. Este valor está dentro da faixa de valores usualmente encontrados em tubulações ($3\% < I < 8\%$). As figuras 5.11 e 5.12 apresentam os resultados numéricos para a

distribuição de pressão sobre a palheta obtidos desses testes, comparados com a distribuição de pressão obtida experimentalmente. Todos os resultados se referem à condição de escoamento estacionário, uma vez que pulsações de até 1 Hz praticamente não afetam o escoamento. Nota-se pelo exame das figuras 5.11 e 5.12 que o modelo numérico utilizado prevê de forma satisfatória a distribuição de pressão na região do difusor, com exceção da região de estagnação, onde os valores são um tanto superestimados. Percebe-se também que os resultados numéricos obtidos com a condição de $I = 20\%$ concordam melhor com os dados experimentais.

Para uma verificação mais adequada do modelo computacional é necessário que se tenha o valor da intensidade turbulenta na entrada do orifício de passagem. No presente trabalho não foi possível realizar a medição desta quantidade pelo fato do anemômetro de fio quente ser uma técnica intrusiva de medição. No entanto, a incorporação de um anemômetro a laser (LDA) à bancada, já definida para etapas futuras, solucionará esta deficiência.

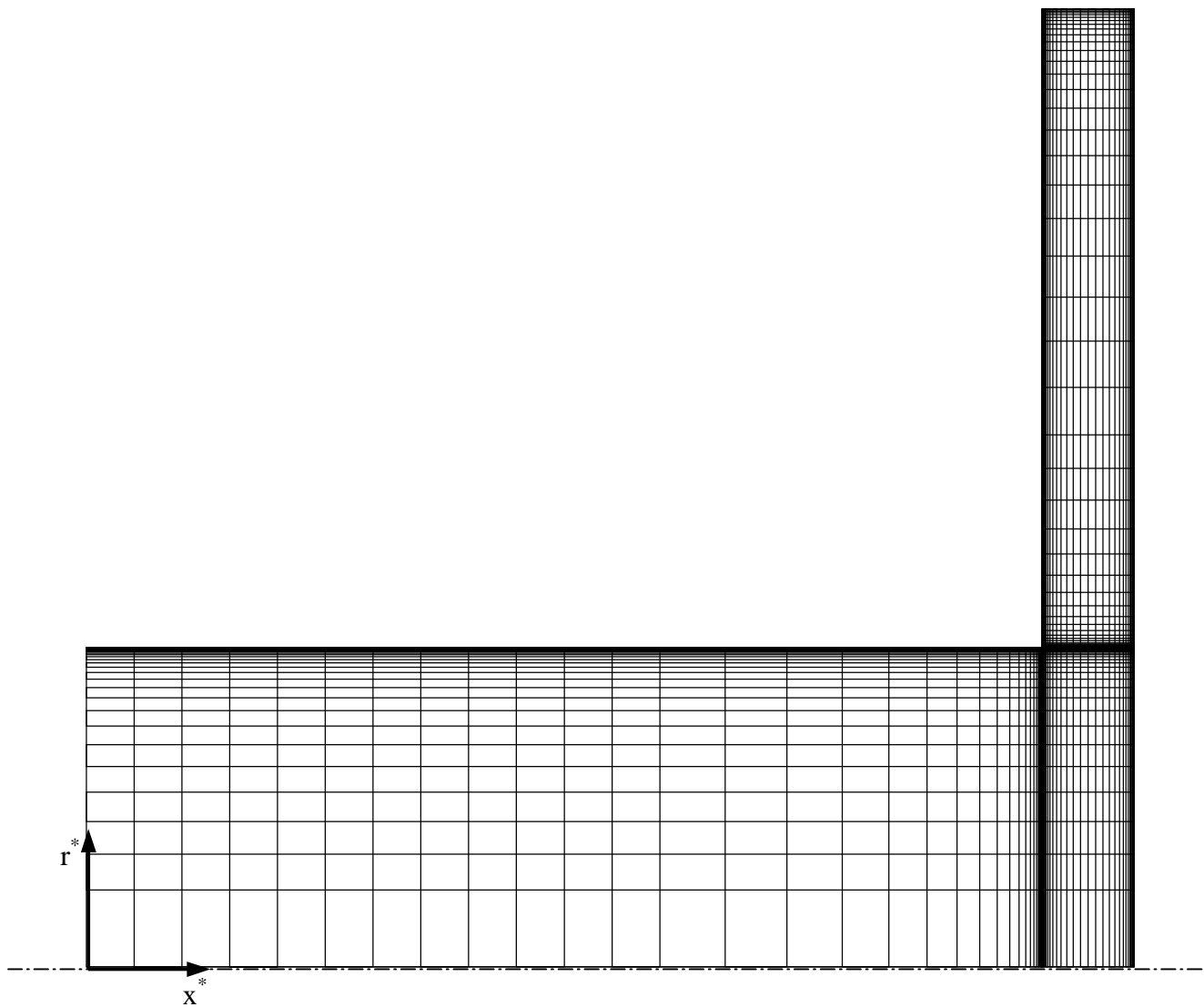
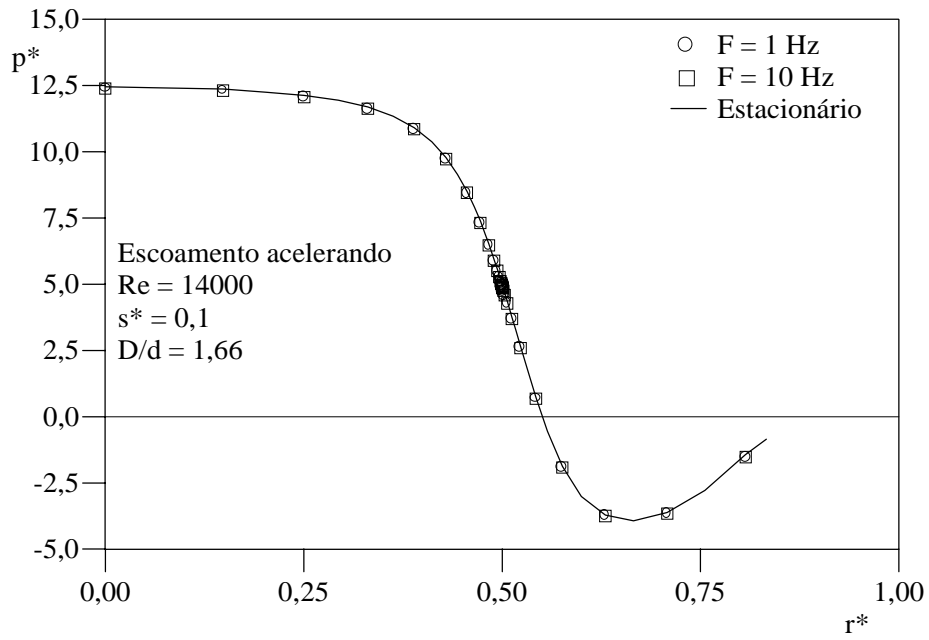
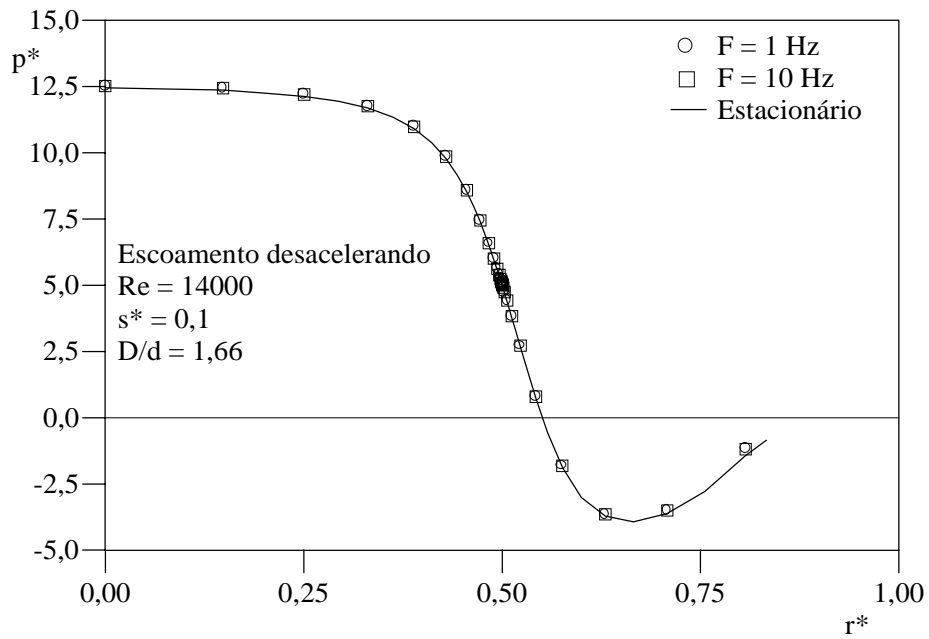


Figura 5.9 – Malha computacional empregada nas simulações numéricas.

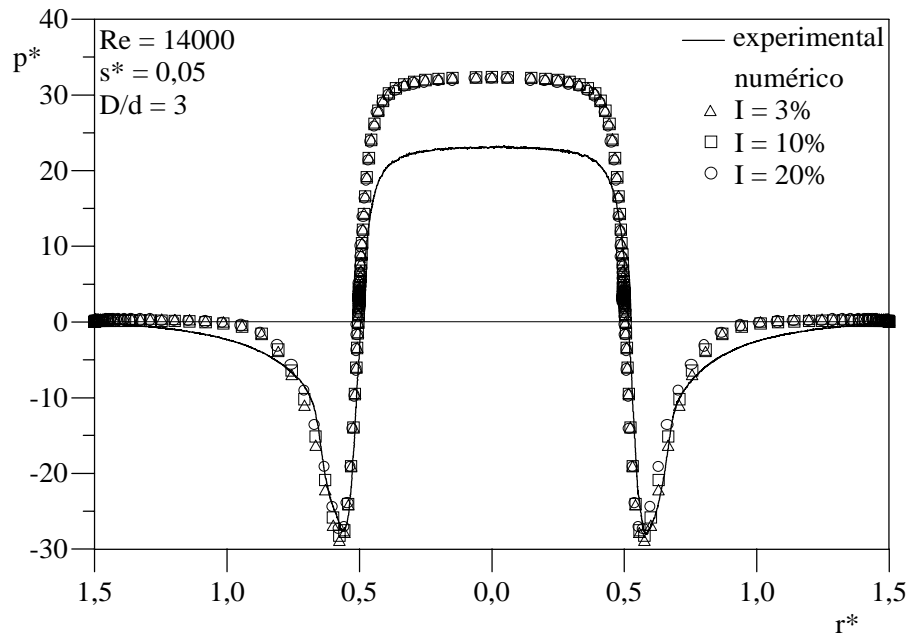


(a) acelerando

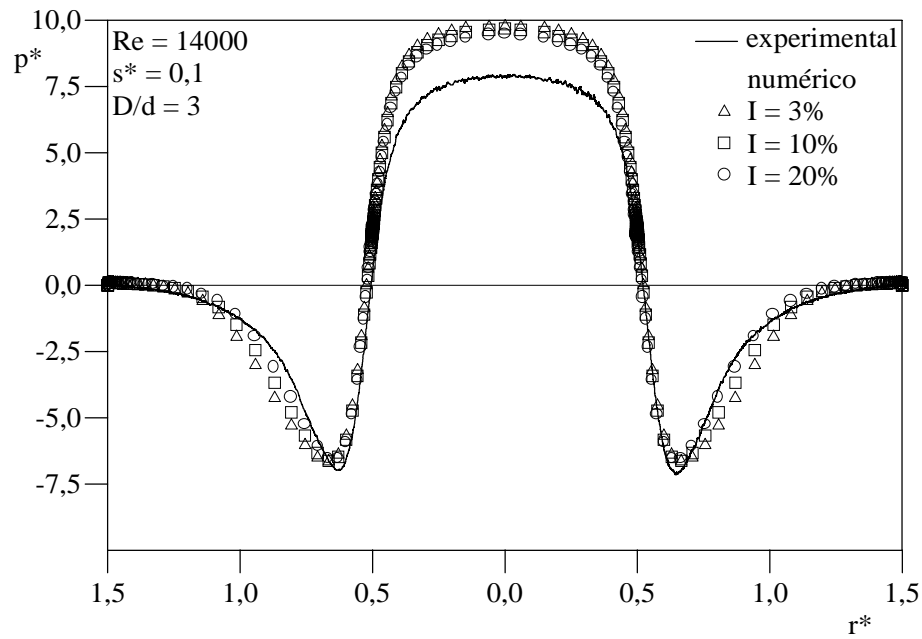


(b) desacelerando

Figura 5.10 – Resultados numéricos de distribuição de pressão sobre a palheta para escoamentos estacionário e transiente: $D/d = 1,66$; $s/d = 0,1$; $Re = 14.000$.

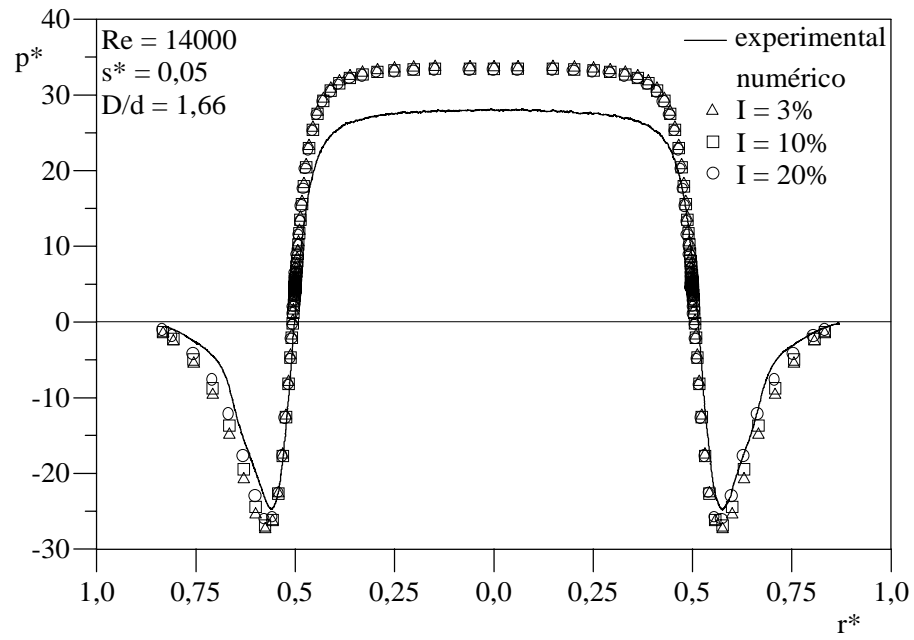


(a) $s^* = 0,05$

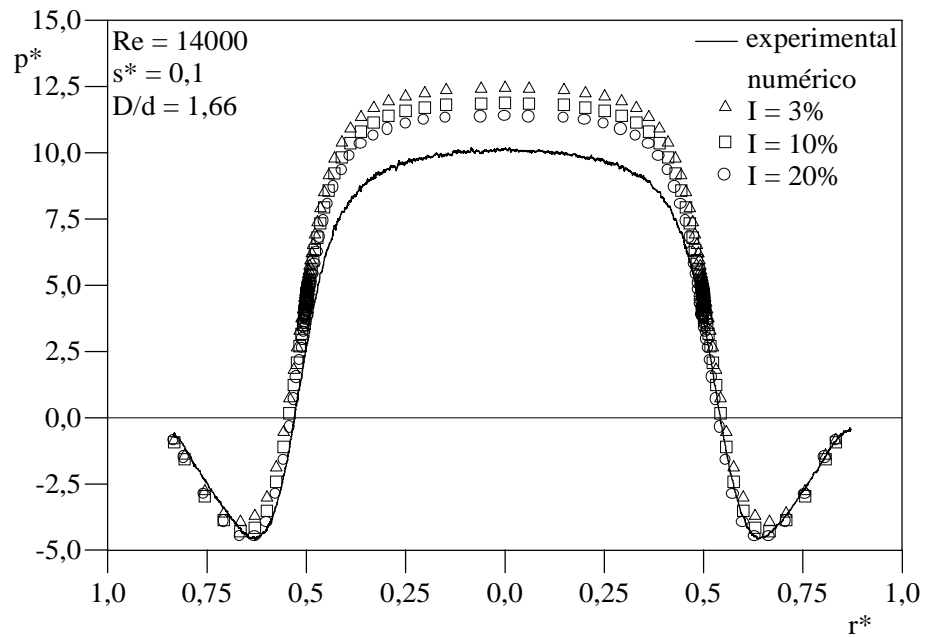


(b) $s^* = 0,1$

Figura 5.11 – Efeito da condição de contorno de intensidade turbulenta na entrada do orifício de passagem sobre a distribuição de pressão na palheta: $D/d = 3$; $Re = 14.000$.



(a) $s^* = 0,05$



(b) $s^* = 0,1$

Figura 5.12 – Efeito da condição de contorno de intensidade turbulenta na entrada do orifício de passagem sobre a distribuição de pressão na palheta: $D/d = 1,66$; $Re = 14000$

5.3 Perfis de velocidade e de grandezas turbulentas na saída do difusor

Resultados experimentais de velocidade e de grandezas turbulentas são de grande importância na validação de modelos computacionais. Naturalmente, a capacidade do modelo em prever corretamente essas quantidades no escoamento em difusores tem reflexo na própria distribuição de pressão sobre a palheta, a qual é fundamental na dinâmica da válvula.

Com base na revisão bibliográfica, apenas os trabalhos de Tabatabai e Pollard (1987) e de Ervin et al. (1989) realizaram medições de perfis de velocidade e de grandezas turbulentas. Tabatabai e Pollard (1987) investigaram o escoamento turbulento em um difusor radial com discos paralelos, usando uma relação de diâmetros $D/d \cong 16$, com o objetivo de analisar o mecanismo do decaimento da turbulência. Já Ervin et al. (1989) analisaram o escoamento turbulento incompressível entre dois discos paralelos ($D/d = 9$) utilizando anemometria de fio quente para medir componentes axiais e radiais de velocidade média e níveis de intensidade da turbulência.

De acordo com Tabatabai e Pollard (1987) e Ervin et al. (1989), o fenômeno da laminarização em difusores radiais pode ser previsto através de uma equação proposta por Kreith (1966), na qual a posição radial r_c para a transição inversa é dada por:

$$\frac{r_c}{d} = 0,135 (\text{Re} \cdot s^*)^{1/2} \quad (5.3)$$

Tabatabai e Pollard (1987) referenciam também a medição da variação da intensidade da turbulência em difusores radiais realizada por Higgins (1975), a partir da qual o início do seu decaimento foi previsto para a posição radial:

$$\frac{r_c}{d} = 0,125 (\text{Re} \cdot s^*)^{1/2} \quad (5.4)$$

Examinando as equações (5.3) e (5.4), verifica-se que a estimativa de Higgins (1975) prevê valores menores de r_c para o início do processo de laminarização.

Dados experimentais de perfis de velocidade adimensional $V^* (=V/\bar{U})$ e de intensidade turbulenta $I (= [\overline{v^2}]^{1/2} / \bar{U})$ foram obtidos para uma seção transversal junto à saída do difusor ($r^* = 1,47$). Tais resultados são apresentados nas figuras 5.13 a 5.15, para a relação de diâmetros $D/d = 3$, $\text{Re} = 15.000$ e três afastamentos ($s^* = 0,05; 0,07$ e $0,1$). Cada perfil

representa a média de vários perfis obtidos em experimentos independentes. As incertezas máximas associadas aos dados de velocidade e de intensidade turbulenta correspondem a 3,1% e 2,7%, respectivamente. Uma descrição detalhada do procedimento adotado para encontrar a incerteza expandida de cada uma dessas quantidades é apresentada no Apêndice III.

Para fins ilustrativos, em cada uma das figuras são também apresentados o perfil de velocidade teórico do escoamento laminar e o perfil de velocidade para escoamento turbulento obtido numericamente com o código de Salinas-Casanova (2001). O perfil de velocidade teórico no difusor é aquele apresentado por Livesey (1960):

$$\frac{V}{\bar{U}} = \frac{0,75}{r^* s^*} \left[0,25 - \left(\frac{x^*}{s^*} \right)^2 \right] \quad (5.5)$$

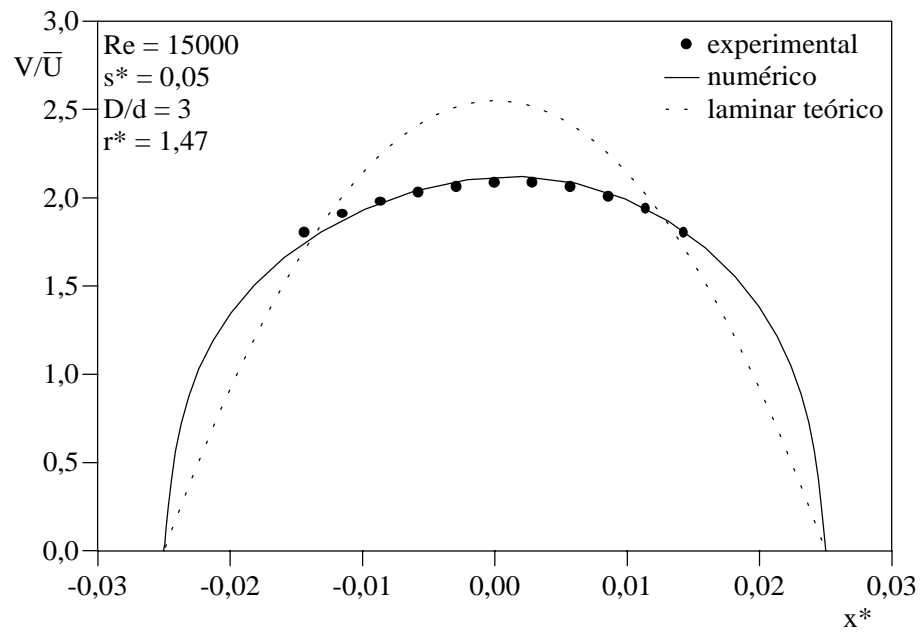
De forma geral, os resultados numéricos apresentam uma boa concordância com os dados experimentais, embora para a situação de menor afastamento ($s^* = 0,05$) a intensidade turbulenta, $I (= [\overline{v'v'}]^{1/2} / \bar{U})$, seja um pouco superestimada.

A assimetria do perfil de velocidade verificada para os afastamentos $s^* = 0,07$ e $0,1$ é uma consequência da separação do escoamento na entrada do difusor ($r^* = 0,5$), originada por sua mudança brusca de direção. Dependendo do escoamento, a região de recirculação pode se estender até à saída do difusor. Assim, o fato da assimetria ser mais evidente para o maior afastamento se deve à maior região de recirculação originada pela separação. Esse aspecto pode ser observado na figura 5.16, onde resultados numéricos de linhas de corrente para $s^* = 0,05$ e $0,1$ demonstram os tamanhos distintos das regiões de recirculação no difusor. Nota-se pelo exame da figura que o reatamento do escoamento, que define o comprimento da região de recirculação, para o afastamento $s^* = 0,1$ se dá numa posição bem mais distante, definindo um comprimento da região de recirculação três vezes maior que para o outro caso.

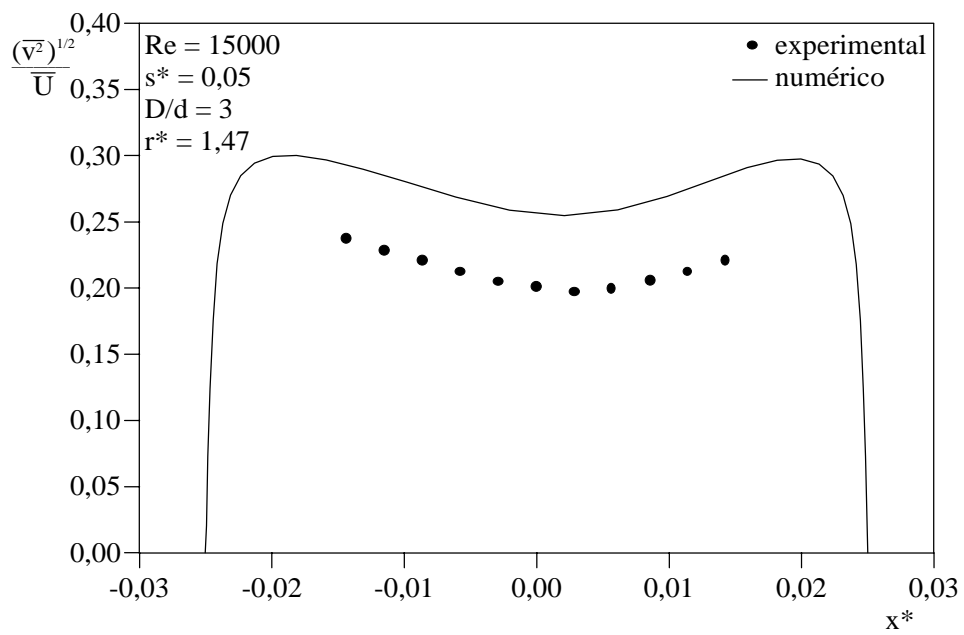
Uma evidência do processo de laminarização referenciado por Kreith (1966) pode ser observado na figura 5.17, onde perfis de velocidade e intensidade turbulenta são apresentados para a condição de afastamento $s^* = 0,07$ e $Re = 5.000$. Nota-se que o perfil de velocidade experimental se aproxima do resultado analítico para escoamento laminar, uma característica também detectada no trabalho de Tabatabai e Pollard (1987) e Ervin et al. (1989) para combinações de vazões baixas e posições radiais suficientemente elevadas. O nível elevado da intensidade turbulenta entre as paredes do difusor pode ser atribuído às estruturas de grandes

escalas que persistem ao longo do difusor. Por outro lado, comparando as figuras 5.14(b) e 5.17(b), nota-se também que, para um mesmo afastamento, o ponto de máximo da intensidade é deslocado para uma região mais afastada das paredes com a diminuição do número de Reynolds, uma evidência do aumento da camada dominada por efeitos viscosos.

Comparando com as estimativas de Kreith (1966) e Higgins (1975) para a laminarização, o presente resultado não concorda bem com nenhuma delas. De fato, para as condições $Re = 5.000$ e $s^* = 0,07$ as equações (5.3) e (5.4) indicam que esse fenômeno deveria acontecer em r^* ($= r/d$) igual a 2,52 e 2,34 respectivamente, enquanto que a figura 5.17 sugere este processo já na posição radial $r^* = 1,47$.



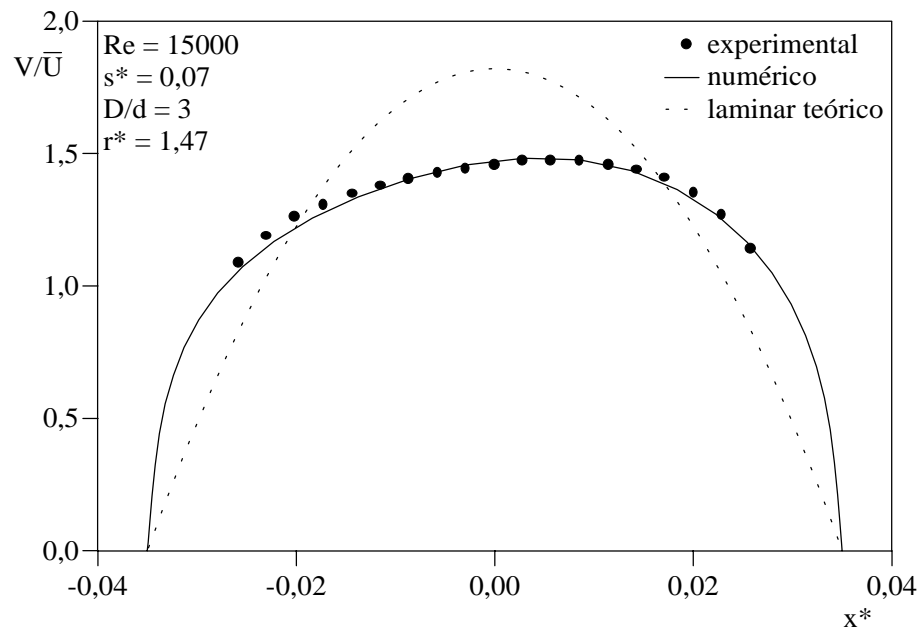
(a) Velocidade



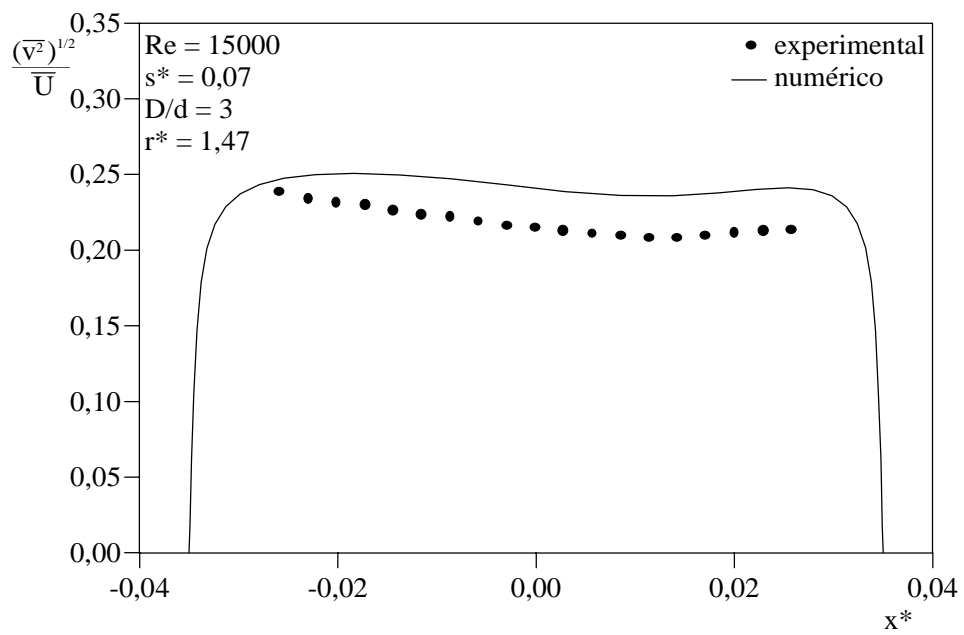
(b) Intensidade turbulenta

Figura 5.13 – Perfis de velocidade e de intensidade turbulenta na saída do difusor:

$D/d = 3$; $s^* = 0,05$; $Re = 15.000$; $r^* = 1,47$.



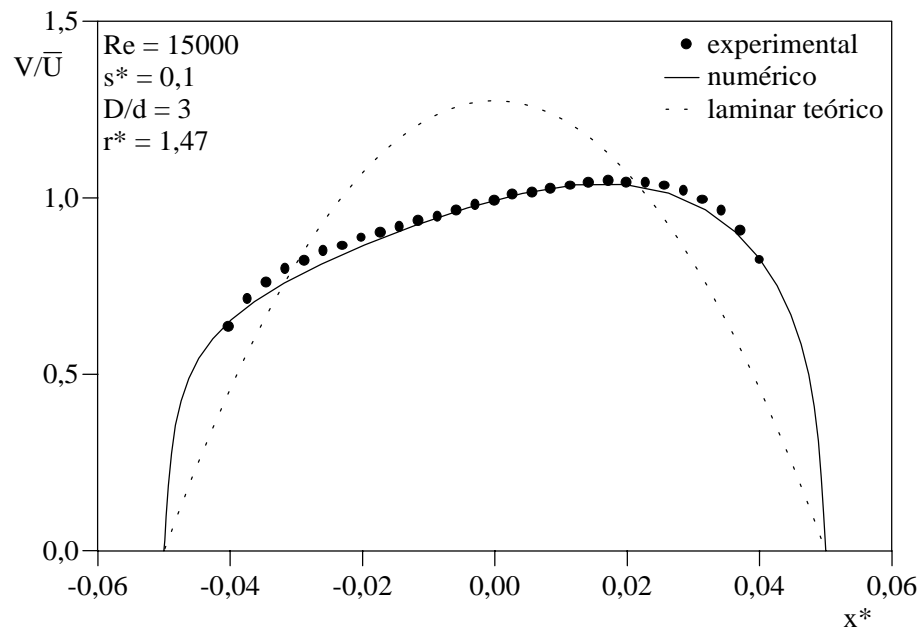
(a) Velocidade



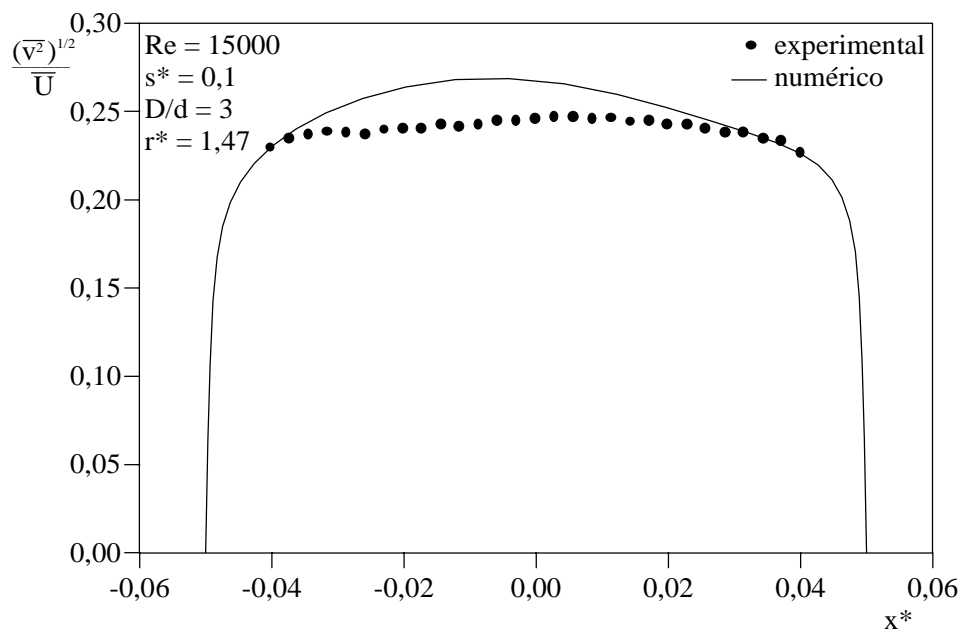
(b) Intensidade turbulenta

Figura 5.14 – Perfis de velocidade e de intensidade turbulenta na saída do difusor:

$$D/d = 3; s^* = 0,07; Re = 15.000; r^* = 1,47$$



(a) Velocidade



(b) Intensidade turbulenta

Figura 5.15 – Perfis de velocidade e de intensidade turbulenta na saída do difusor:

$D/d = 3$; $s^* = 0,1$; $Re = 15.000$; $r^* = 1,47$.

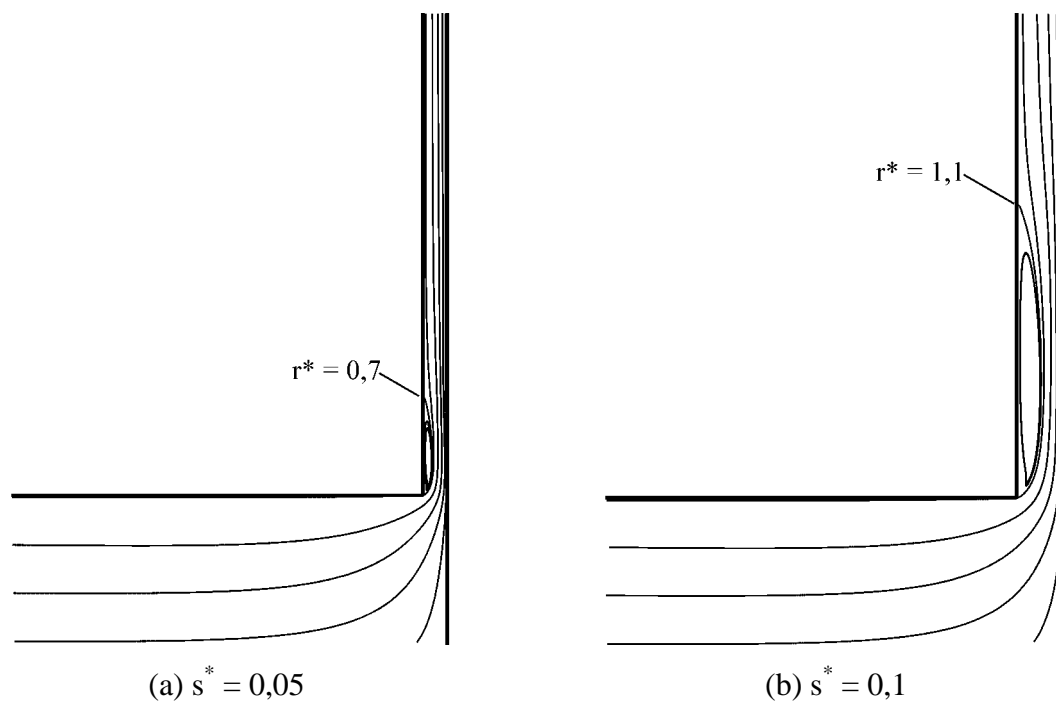
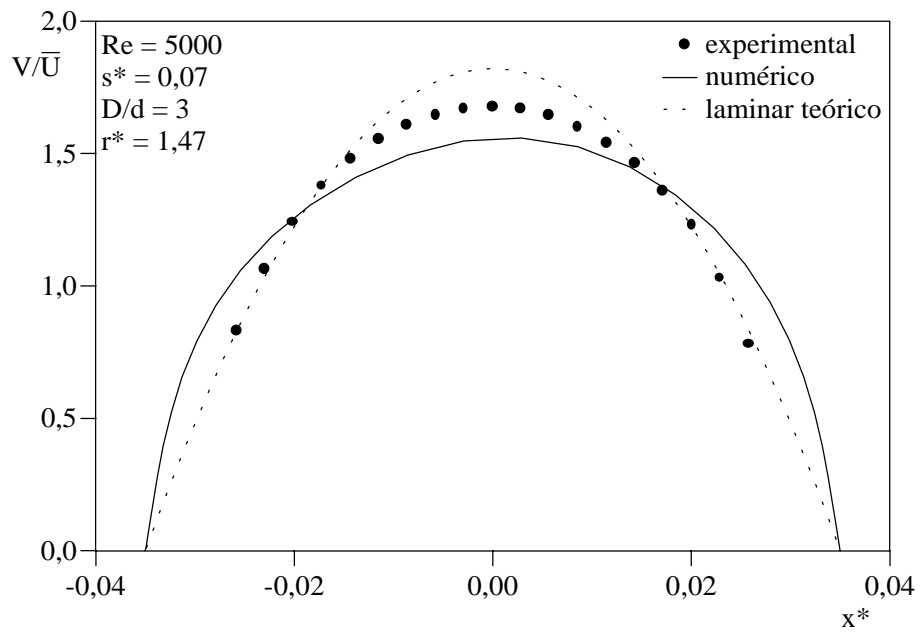
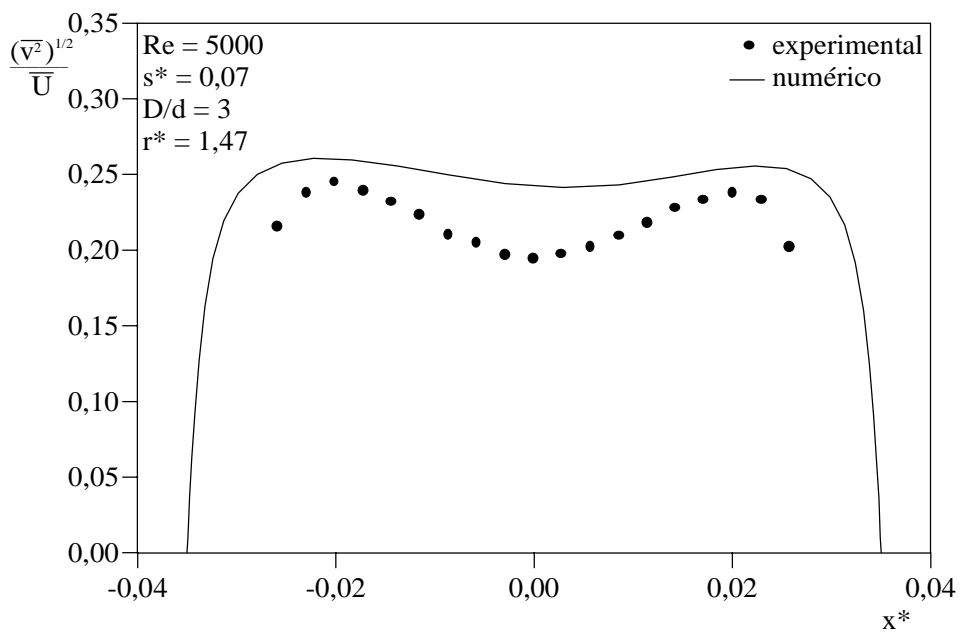


Figura 5.16 – Linhas de corrente, região de recirculação e ponto dereatamento do escoamento no difusor: $D/d = 3$; $Re = 15.000$.



(a) Velocidade



(b) Intensidade turbulenta

Figura 5.17 – Perfis de velocidade e de intensidade turbulenta na saída do difusor:

$D/d = 3$; $s^* = 0,07$; $Re = 5.000$; $r^* = 1,47$.

A figura 5.18 mostra um registro típico do sinal de velocidade instantânea, \tilde{V} , ao longo do tempo para uma posição intermediária entre os discos na saída do difusor. Para o caso em questão $D/d = 3$, $s/d = 0,07$ e $Re = 15.000$. A taxa de aquisição foi de 50 kHz para tornar possível a determinação posterior da função coeficiente de auto-correlação do sinal. Percebe-se a rapidez da variação do sinal de velocidade mesmo para um intervalo de tempo de 0,01 s (Figura 5.18c).

A figura 5.19 mostra funções coeficiente de auto-correlação na saída do difusor para três afastamentos ($s/d = 0,05$; $0,07$ e $0,1$), obtidos a partir de sinais como o da figura 5.18. Jorgensen (2002) argumenta que uma boa estimativa da escala de tempo T_1 (equação 4.5) é o tempo que a função coeficiente de auto-correlação leva para cair de 1 a 0. Portanto, de acordo com a figura 5.19, estimativas de T_1 para os afastamentos $s/d = 0,05$; $0,07$ e $0,1$ são, respectivamente, 1,40 ms, 2,00 ms e 2,44 ms. Estes valores foram utilizados no procedimento experimental (ver capítulo 4) para determinar a taxa de aquisição necessária para a obtenção de grandezas médias do escoamento, conforme indicado pela equação 4.4.

Um outro resultado freqüentemente apresentado em análises de escoamento turbulento é o do espectro de energia, o qual indica a energia cinética associada a cada faixa de freqüência das estruturas turbulentas. A figura 5.20 mostra resultados do espectro de energia na posição intermediária entre os discos na saída do difusor, considerando $Re = 15.000$ e dois afastamentos ($s/d = 0,05$ e $0,10$). A taxa de aquisição adotada para o levantamento do espectro foi de 20 kHz e, seguindo o critério de Nyquist, a freqüência máxima do espectro resulta em 10 kHz. O espectro de energia é relacionado com a freqüência através da seguinte relação:

$$E(f) = \frac{1}{T} X^*(f) X(f) \quad (5.6)$$

onde a transformada de Fourier $X(f)$ do sinal da velocidade instantânea, $\tilde{V}(t)$, para um intervalo de tempo finito, T , é calculada por:

$$X(f) = \int_0^T \tilde{V}(t) e^{-i2\pi ft} dt \quad (5.7)$$

e $X^*(f)$ representa o complexo conjugado de $X(f)$.

Como pode ser notado na figura 5.20, os níveis mais elevados de energia estão associados às menores freqüências (estas por sua vez representam as maiores escalas de

comprimento do movimento turbulento). Naturalmente, a energia correspondente à frequência zero é aquela do escoamento médio, V^2 .

É muito comum apresentar o espectro de energia em função do número de onda k ($= 2\pi f/V$). Basicamente, ao invés de discriminar a energia no espaço de frequência, a mesma é escrita para a escala de comprimento do movimento turbulento. Um resultado desta representação é fornecida na figura 5.21, onde o espectro de energia e o número de onda são adimensionalizados (Bruun, 1995). O espectro de energia relacionado ao número de onda, $E(k)$, é calculado por:

$$E(k) = \frac{V}{2\pi} E(f) \quad (5.6)$$

O número de onda, k , é adimensionalizado pela escala de comprimento de Kolmogorov, η [$= (v^3/\varepsilon)^{1/4}$], onde v é a viscosidade cinemática. A dissipação da energia cinética turbulenta ε é calculada por:

$$\varepsilon = 15v \left(\frac{v_{rms}}{\lambda} \right)^2 \quad (5.7)$$

A microescala de Taylor, λ , que aparece na equação acima é avaliada da seguinte relação:

$$\lambda = \frac{15 L}{Re_\lambda} \quad (5.8)$$

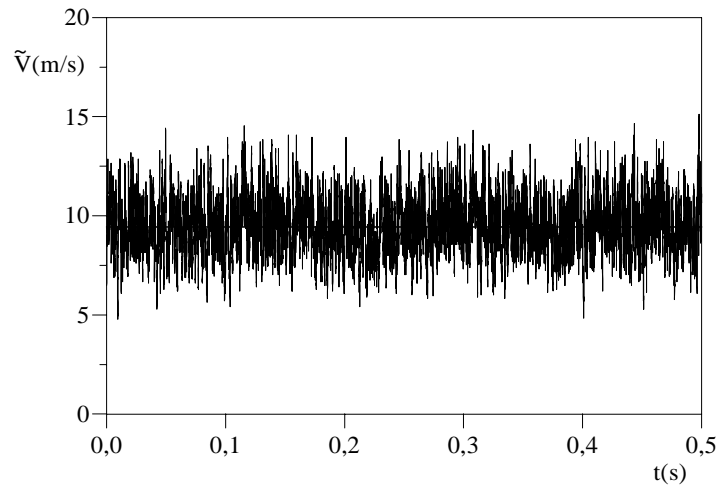
onde L ($= V T_1$) é a escala de comprimento estimada pela hipótese de Taylor, na qual T_1 é a escala de tempo integral, e Re_λ é definido como:

$$Re_\lambda = \frac{v_{rms} \lambda}{v} \quad (5.8)$$

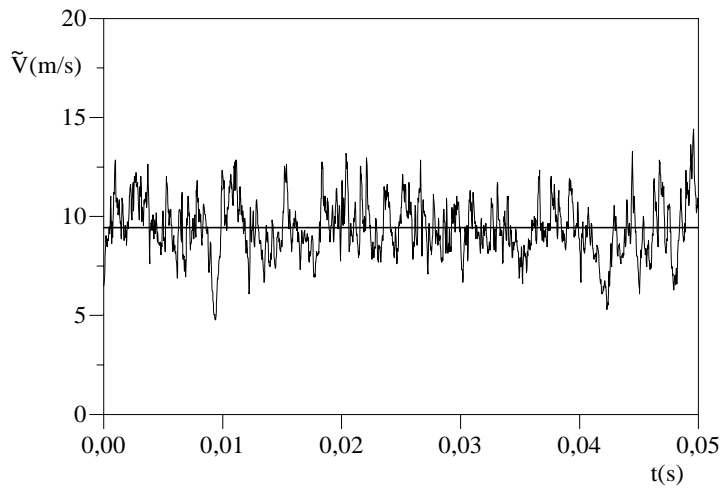
Como pode ser visto na figura 5.21, o nível de energia decai com a diminuição das escalas de comprimento das estruturas turbulentas (um resultado em linha com o verificado na figura 5.20). O valor de $k\eta = 1$ corresponde a uma escala de comprimento igual à escala de

Kolmogorov, η . Na figura 5.21(a) não é possível observar as menores escalas de comprimento porque a frequência máxima adotada no domínio de cálculo (= 10 kHz) não é suficientemente elevada.

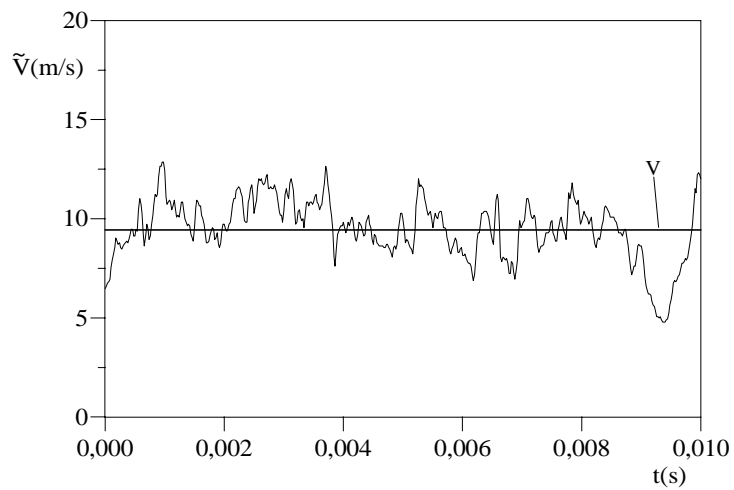
Para fins ilustrativos, é traçada também nos gráficos da figura 5.21 uma reta com inclinação $m = -5/3$. Tal inclinação pode ser deduzida teoricamente como sendo o decaimento da energia de uma faixa inercial de escalas turbulentas, compreendidas entre as grandes escalas, que contém praticamente toda a energia do movimento turbulento, e as escalas dissipativas (de Kolmogorov). Assim, sobrepondo a reta e a curva do espectro de energia pode-se distinguir as escalas grandes, médias e pequenas. As escalas médias estão na faixa do espectro com inclinação $m = -5/3$, enquanto que as maiores e as menores estão à esquerda e à direita, respectivamente, desta faixa.



(a)



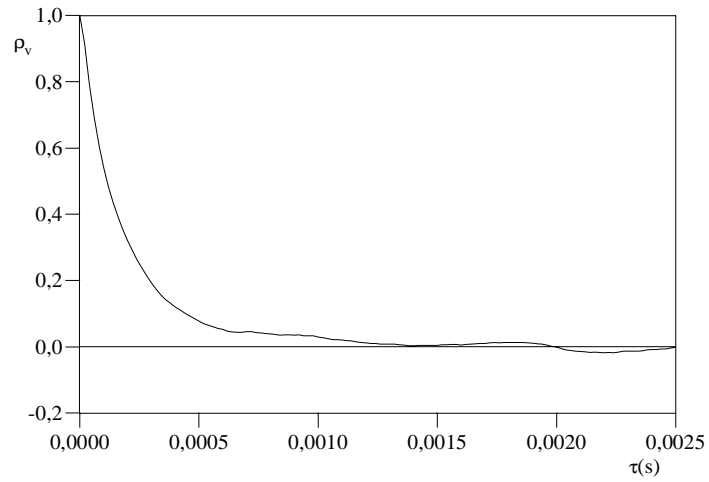
(b)



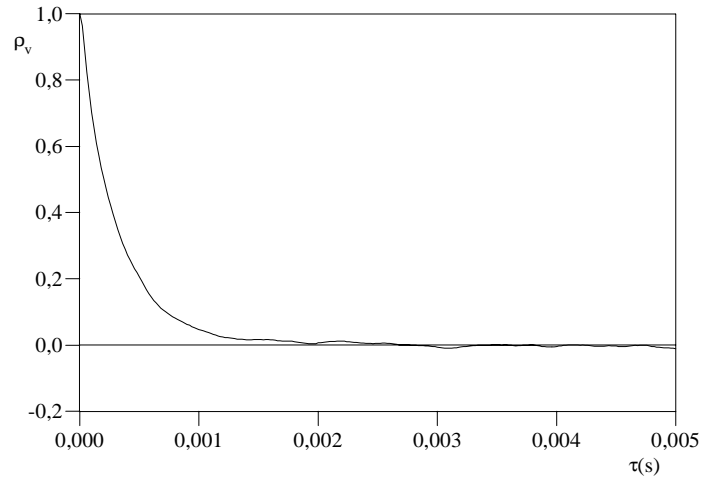
(c)

Figura 5.18 – Registro do sinal de velocidade na saída do difusor:

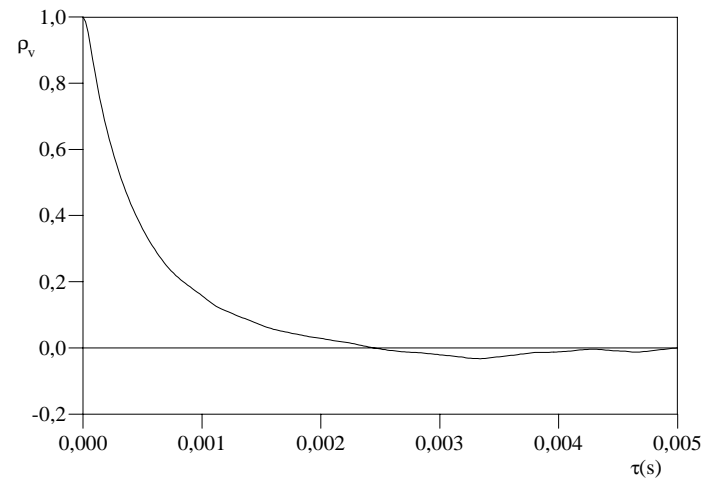
$$D/d = 3; s^* = 0,07; Re = 15.000; r^* = 1,47; x^* = 0$$



(a) $s^* = 0,05$; $T_1 = 1,40$ ms



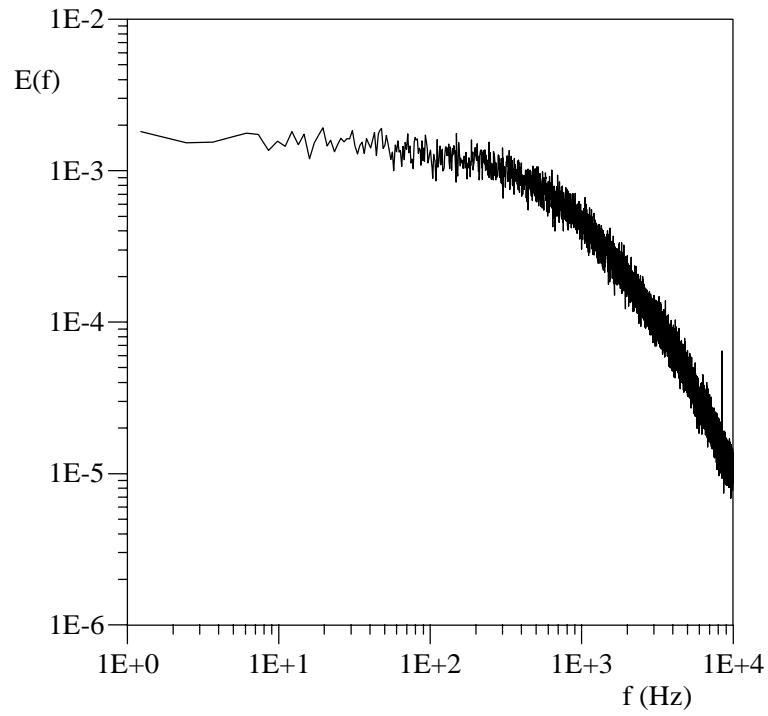
(b) $s^* = 0,07$; $T_1 = 2,00$ ms



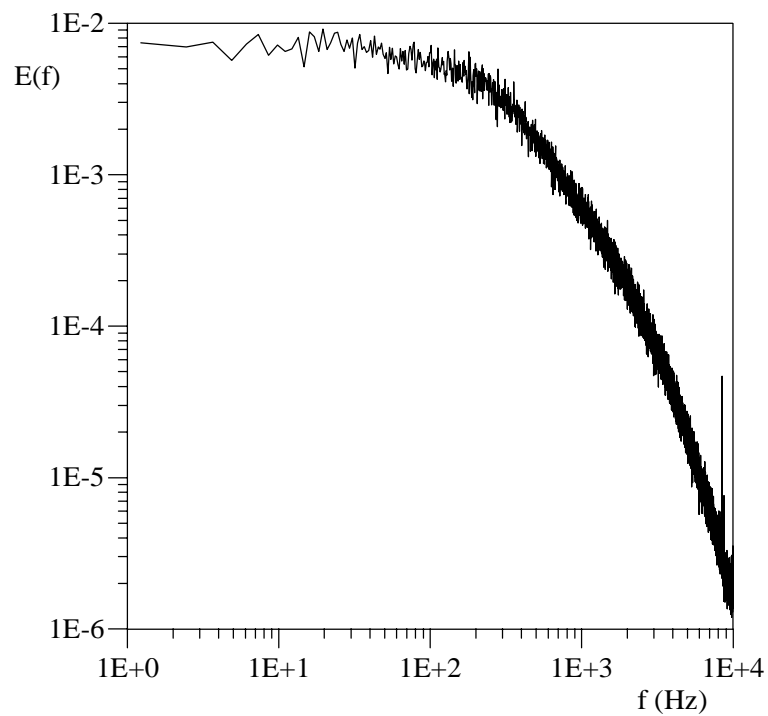
(c) $s^* = 0,10$; $T_1 = 2,44$ ms

Figura 5.19 – Função coeficiente de auto-correlação: $D/d = 3$;

$Re = 15.000$; $r^* = 1,47$; $x^* = 0$.



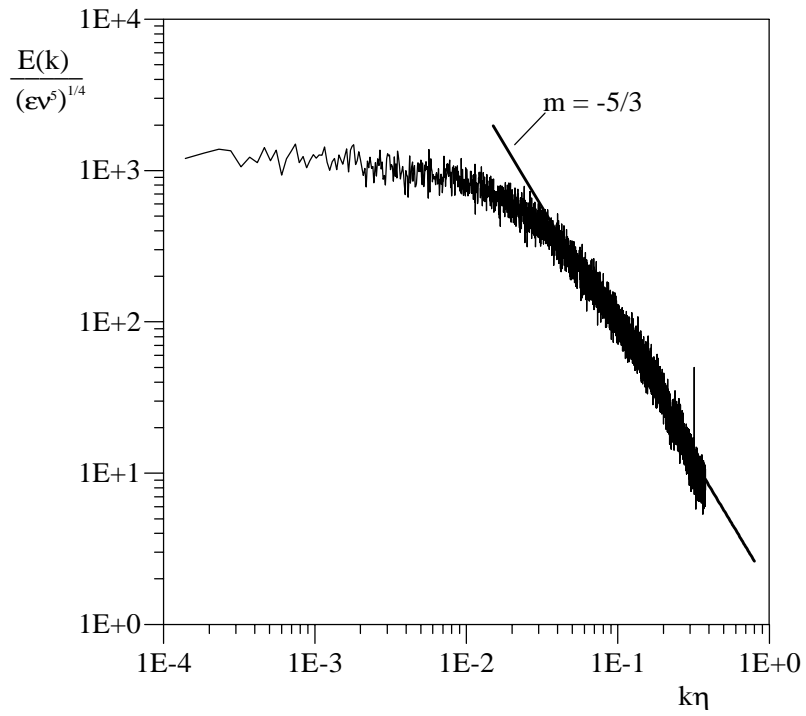
(a) $s/d = 0,05$



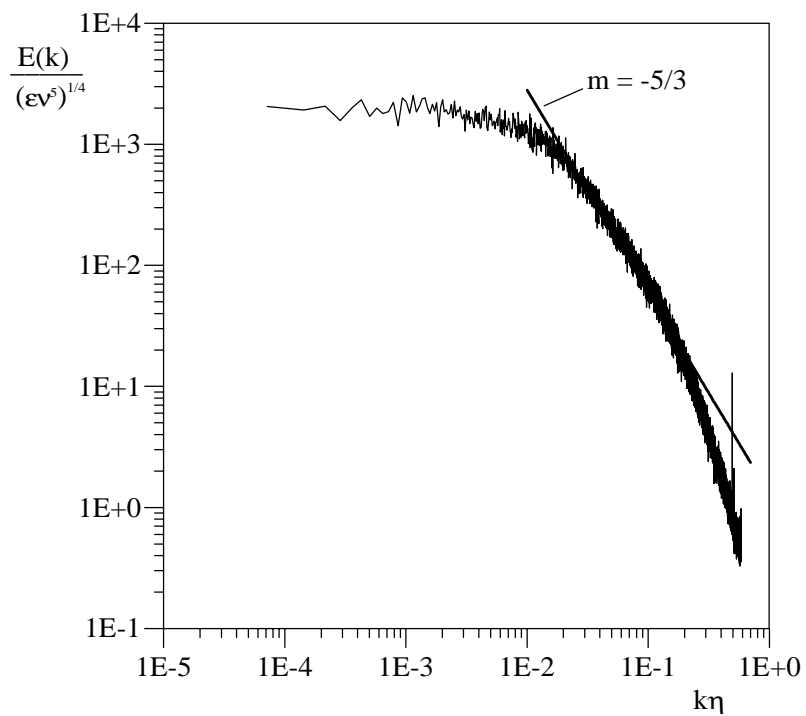
(b) $s/d = 0,1$

Figura 5.20 – Espectro de energia (m^2/s^2) no espaço de frequência na saída do difusor:

$$D/d = 3; Re = 15.000; r^* = 1,47; x^* = 0.$$



(a) $s/d = 0,05$



(b) $s/d = 0,1$

Figura 5.21 – Espectro de energia adimensional na saída do difusor: $D/d = 3$;

$Re = 15.000$; $r^* = 1,47$; $x^* = 0$.

5.4 Conclusões

A partir dos resultados apresentados, pode-se concluir que para frequências de até 1 Hz a pulsação virtualmente não afeta a distribuição de pressão sobre a palheta. Resultados numéricos, não validados ainda, sugerem que o escoamento permanece inalterado mesmo em frequências de pulsação de 10 Hz. Caso esta conclusão se confirme mesmo em condições de transientes rápidos verificados em válvulas de compressores, as válvulas poderiam ser projetadas a partir de dados experimentais para regime estacionário. Este é o procedimento adotado atualmente por empresas de compressores, muito mais pela facilidade de execução do experimento do que por conhecimento do fenômeno.

Para uma conclusão a respeito do efeito da pulsação do escoamento sobre a distribuição de pressão na palheta, bem como sobre a vazão através das válvulas, são necessários ainda trabalhos adicionais. Isto pode ser realizado em parte com o auxílio de simulações numéricas, considerando a compressibilidade do gás, mas levando em consideração as limitações dos modelos de turbulência. A necessidade de uma complementação de tais análises via dados experimentais pode ser antecipada.

Resultados experimentais de distribuição de pressão sobre a palheta, de perfis de velocidade média e de intensidade turbulenta na saída do difusor demonstram que o modelo de turbulência RNG k- ϵ de Yakhot e Orzag (1986) é capaz de prever o escoamento de forma satisfatória, mesmo na presença de regiões de recirculação. No entanto, verificou-se que o nível de turbulência prescrito na entrada da válvula pode afetar os resultados, principalmente nos afastamentos mais elevados entre os discos.

Para números de Reynolds baixos verificou-se um processo de laminarização do escoamento ao longo do difusor, demonstrado pela semelhança entre o perfil experimental de velocidade e aquele correspondente à solução teórica para escoamento laminar. Outro aspecto que reforça este fenômeno de laminarização é o deslocamento da região de máxima intensidade turbulenta para um ponto mais afastado da parede do difusor, evidenciando o aumento da espessura da subcamada limite viscosa.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

6.1 Comentários Preliminares

O presente trabalho considerou a investigação experimental do escoamento em uma geometria simplificada de válvula de compressor, representada pelo difusor radial com discos paralelos e concêntricos.

Uma revisão dos principais trabalhos associados a difusores radiais foi realizada e sumarizada no Capítulo 2. Verificou-se que o escoamento laminar foi amplamente estudado tanto do ponto de vista numérico como experimental, enquanto que para o escoamento turbulento os trabalhos são praticamente todos de natureza numérica. Outro aspecto verificado na revisão foi que poucas investigações consideraram o escoamento em regime transiente, havendo assim uma carência de dados experimentais para esta condição de escoamento. Em face dessas constatações, o presente trabalho se propõe a oferecer as seguintes contribuições para o entendimento do escoamento em difusores radiais:

- i) Desenvolvimento de uma bancada experimental para a investigação de escoamentos transientes;
- ii) Obtenção de dados experimentais para a distribuição de pressão sobre o disco frontal em difusores radiais para a condição de escoamento transiente;
- iii) Obtenção de dados experimentais de velocidade e grandezas turbulentas na saída do difusor através de um sistema de anemometria de fio-quente;
- iv) Verificação da previsão computacional do escoamento a partir de comparações dos resultados numéricos com dados experimentais.

Embora a bancada tenha o propósito de investigar escoamentos transientes, a condição de escoamento estacionário pode ser facilmente obtida. O regime transiente é alcançado

variando-se a vazão do escoamento, com o auxílio de uma válvula proporcional, mas mantendo-se fixo o afastamento entre os discos. Uma descrição completa da bancada e dos equipamentos utilizados nas medições encontra-se no Capítulo 3. A simulação numérica do escoamento foi realizada tomando como base o modelo computacional desenvolvido por Salinas-Casanova (2001).

6.2 Conclusões Principais

Os resultados obtidos neste trabalho serão úteis para a validação de modelos numéricos e para o prosseguimento das investigações experimentais. A partir da análise desses resultados, pode-se destacar as seguintes conclusões:

- i) Para frequências de até 1 Hz, a pulsação do escoamento não afeta de forma significativa a distribuição de pressão sobre a palheta. O modelo computacional desenvolvido por Salinas-Casanova (2001) sugere que isto seja verdadeiro mesmo para frequências de 10 Hz. Tal resultado deve ser ainda validado em função do modelo de turbulência adotado não ter sido validado para escoamentos transientes;
- ii) Para números de Reynolds baixos ($Re = 5.000$) verificou-se um processo de laminarização ao longo do difusor, evidenciado pela semelhança entre o perfil de velocidade medido e o perfil teórico para escoamento laminar. Outra indicação da ocorrência do fenômeno é o deslocamento do ponto de máximo da tensão normal turbulenta para uma região mais afastada da parede do difusor, representando um aumento da espessura da subcamada limite viscosa;
- iii) O modelo RNG $k-\epsilon$ de Yakhot e Orzag (1986) prevê de forma satisfatória a distribuição de pressão sobre a palheta, principalmente na região do difusor. Os resultados numéricos também demonstram que o modelo de turbulência RNG $k-\epsilon$ é capaz de prever com precisão perfis de velocidade e de grandezas turbulentas na saída do difusor, mesmo na presença de grandes regiões de recirculação.

6.3 Sugestões para Trabalhos Futuros

As condições de transientes analisadas neste trabalho são muito menores do que aquelas encontradas no escoamento em válvulas de compressores. Embora a presente investigação represente um passo necessário no entendimento do escoamento e, não obstante também o seu interesse científico, o trabalho deve ser estendido para incluir condições de transiente mais severas. Para tanto, algumas limitações do aparato experimental devem ser removidas. Uma delas se refere à dificuldade de aplicação do sistema de medição de vazão do tipo placa de orifício em escoamentos com frequências superiores a 1 Hz. Além disto, uma vez que a pressão sobre a superfície da palheta é transmitida ao transdutor de pressão através de uma mangueira flexível, há uma defasagem entre o sinal de pressão na palheta e aquele induzido no transdutor, a qual é tanto maior quanto maior for a frequência. Finalmente, embora extremamente útil, o sistema de anemometria de fio quente é intrusivo e não permite medições em outras regiões do difusor que não seja o plano de saída. A possibilidade de informações sobre o escoamento no orifício de passagem e na entrada do difusor seriam valiosas, tanto para a sua compreensão física como para a validação de modelos computacionais.

Considerando os pontos acima levantados, sugerem-se as seguintes melhorias em trabalhos futuros:

- i) Adoção de um sistema de velocimetria por imagem de partículas PIV para a medição do campo instantâneo de velocidade do escoamento. A partir dessas medições será possível obter a vazão instantânea, eliminando as limitações encontradas com o medidor do tipo placa de orifício;
- ii) Substituição dos transdutores de pressão atuais por transdutores do tipo piezo-resistivo, mais adequados para a coleta de sinais dinâmicos;
- iii) Emprego de um sistema de anemometria laser-doppler (LDA), permitindo que perfis de velocidade e de grandezas turbulentas possam ser obtidos em regiões onde o sensor de fio quente não pode ser empregado.

As modificações indicadas acima permitirão a continuação da investigação do escoamento sob condições de transientes bem mais severas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BEAN, H. S., Fluid Meters: Their Theory and Application, Sixth Edition, **The American Society of Mechanical Engineers**, New York, 1971.

BRITISH STANDARD INSTITUTION. Measurement of Fluid Flow in Closed Conduits, BS 1042. London, 1989. Section 1.2.

BRUUN, H. H., **Hot-Wire Anemometry: Principles and Signal Analysis**, United States, Oxford University Press Inc, New York, 1995.

DANTEC DYNAMICS A/S, **StreamLine – Installation & Closed Conduits**, Publication n° 9040U1724, 1996.

DELMÉE, G. J., **Manual de Medição de Vazão**, Editora Edgar Blücher Ltda, São Paulo, 1983.

DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T., Análise da Influência do Comprimento do Orifício de Passagem no Escoamento em Difusores Radiais, **IX Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica**, Florianópolis, SC, pp. 335-338, 1987.

DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T., Aplicação do Modelo k-ε para o Escoamento Turbulento em Válvulas de Compressores, **ENCIT**, pp. 259-262, 1988.

DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T., Modelagem de um Escoamento Turbulento em Presença de Estagnação, Recirculação, Aceleração e Gradientes de Pressão Adversos, **X Congresso Brasileiro de Engenharia Mecânica**, Rio de Janeiro, RJ, pp. 57-60, 1989.

DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T., The Effective Flow and Force Areas in Compressor Valves, **International Compressor Engineering Conference at Purdue**, pp. 104-111, 1988.

DESCHAMPS, C. J.; PRATA, A. T.; FERREIRA, R. T. S., Turbulent Flow Through Reed Type Valves of Reciprocating Compressors, ASME, **Int. Mech. Eng. Congress and Exhibition**, Atlanta, 1996.

ERVIN, J. S.; SURYANARAYANA, N. V.; CHAI NG, H., Radial, Turbulent Flow of a Fluid Between Two Coaxial Disks, **Journal of Fluids Engineering**, vol. 111, pp. 378-383, 1989.

FERREIRA, R. T. S.; DRIESSEN, J. L., Analysis of the Influence of Valve Geometric Parameters on the Effective Flow and Force Areas, **9th Purdue Int. Compressores Technology Conference**, West Lafayette, USA, pp. 632-646, 1986.

FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J., Laminar Fluid Flow in Compressor Valves: Numerical and Experimental Results, **Fluid Flow and Heat Transfer in Reciprocating Machinery**, pp. 33-38, 1987.

FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J., Pressure Distribution Along Valve Reeds of Hermetic Compressors, **Experimental Thermal and Fluid Science**, pp. 201-207, 1989.

GASCHE, J. L.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T., Pressure Distributions Along Eccentric Circular Valve Reeds of Hermetic Compressors, **Proceedings of the International Compressor Engineering Conference at Purdue**, West Lafayette, USA, vol. IV, pp. 1189-1198, 1992.

HAYASHI, S.; MATSUI, T.; ITO, T., Study of Flow and Thrust in Nozzle-Flapper Valves, ASME, **Journal of Fluids Engineering**, vol. 97, pp. 39-50, 1975.

HIGGINS, G. B., **Some Aspects of Radial Flow Between Parallel Disks**, M.Sc. Thesis, University of Witwatersrand, S. Africa, 1975.

HINZE, J. O., **Turbulence**, 2nd ed., New York, McGraw-Hill, 1975.

HOLMAN, J. P., **Experimental Methods for Engineers**, Sixth Edition, McGraw-Hill Inc., New York, 1994.

INTERNATIONAL STANDARD. Measurement of Fluid Flow by Means of Orifice Plates, Nozzles and Venturi Tubes Inserted in Circular Cross-Section Conduits Running Full, ISO 5167. Switzerland, 1980. pp. 14-20.

ISHISAWA, S.; WATANABE, T.; TAKAHASHI, K., Unsteady Viscous Flow Between Parallel Disks With a Time-Varying Gap Width and a Central Fluid Source, **Journal of Fluids Engineering**, vol. 109, pp. 394-402, 1987.

JACKSON, J. D.; SYMMONS, G. R., An Investigation of Laminar Radial Flow Between Two Parallel Discs, **Appl. Sci. Res.**, Section A, vol. 15, pp. 59-75, 1965.

JONES JR., E. H.; BAJURA, R. A., A Numerical Analysis of Pulsating Laminar Flow Through a Pipe Orifice, **Journal of Fluids Engineering**, vol. 113, pp. 199-205, 1991.

JORGENSEN, F. E., **How to Measure Turbulence with Hot-Wire Anemometers – a practical guide**, Dantec Dynamics A/S, Denmark, 2002.

KILLMAN, I. G., Aerodynamic Forces Acting on Valve Discs, **International Compressor Engineering at Purdue**, pp. 407-414, 1972.

KREITH, F., Reverse Transition in Radial Source Flow Between Two Parallel Planes, **Phys. Fluids**, v.8, n.6, pp. 1189-1190, 1966.

LANGER, C. A.; PRATA, A. T.; FERREIRA, R. T. S., Separação e Bifurcação de Escoamentos em Difusores Radiais, **III Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciências Térmicas**, Itapema, SC, pp. 357-362, 1990.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B., Lectures in Mathematical Models of Turbulence, **Academic Press**, London, 1972.

LAUNDER, B. E.; SPALDING, D. B., The Numerical Computation of Turbulent Flows, **Comp. Meths. Appl. Mech. Engineering**, vol. 3, pp. 269-289, 1974.

LEONARD, B. P., A Stable and Accurate Convective Modelling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation, **Comp. Meth. In Applied Mech. And Eng.**, vol. 19, pp. 59-98, 1979.

LIVESEY, J. L., Inertia Effects in Viscous Flows, **Int. J. Mech. Sci.**, vol. I, pp. 84-88, 1960.

LOPES, M. N., **Uma Metodologia Numérica Para a Análise do Comportamento Dinâmico de Válvulas Tipo Palheta em Escoamentos Periódicos**, Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC, Florianópolis, SC, 1994.

MATOS, F. F. S., **Análise Numérica do Comportamento Dinâmico de Válvulas tipo Palheta de Compressores Herméticos**, Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC, Florianópolis, SC, 2002.

MATOS, F. F. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J., A Numerical Methodology of Valve Dynamics, **International Compressor Engineering at Purdue**, pp. 383-390, Indiana, USA, 2000.

MATOS, F. F. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J., Modeling of Dynamics of Reed Type Valves, **International Conference on Compressors and Coolants**, pp. 24-31, Slovak, 2001.

MATOS, F. F. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J., Numerical Analysis of the Dynamic Behaviour of Plate Valves in Reciprocating Compressors, **International Conference on Compressor and Their Systems**, pp. 453-462, London, 1999.

MALISKA, C. R., **Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional**, LTC – Livros Técnicos e Científicos Editora S. A., Rio de Janeiro, 1995.

MOLLER, P. S., Radial Flow Without Swirl Between Parallel Discs, **The Aeronautical Quarterly**, pp. 163-186, 1963.

NATIONAL INSTRUMENTS INC., **Labview – User Manual**, Part number 320999C-01, 2000.

ORZAG, S. A.; YAKHOT, V.; FLANNERY, W. S.; BOYSAN, F.; CHOUDHURY, D.; MARUSEWSKI, J.; PATEL, B., Renormalization Group Modeling and Turbulence Simulations, Near-wall Turbulent Flows. **Elsevier Science Publisher**, 1993.

PATANKAR, S. V., **Numerical Heat Transfer and Fluid Flow**, Washington D. C., Hemisphere Publ. Corp., 1980.

PIECHNA, J. R.; MEIER, G. E. A., Numerical Investigation of Steady and Unsteady Flow in Valve Gap, **International Compressor Engineering at Purdue**, 1986.

POSSAMAI, F. C., **Escoamento Laminar Através de Válvulas Inclinadas de Compressores de Refrigeração**, Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC, Florianópolis, SC, 1994.

POSSAMAI, F. C.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T., Pressure Distribution in Laminar Radial Flow Through Inclined Valve Reeds, **Symposium on Heat Pump and Refrigerations Systems Design**, Analysis and Applications, 1995.

PROTEL TECHNOLOGY INC., **CircuitMaker Student V6.2c**, 5252, N Edgewood Dr Ste, 175, Provo UT, 84604, USA, 1999.

RAAL, J. D., Radial Source Flow Between Parallel Disks, **J. Fluid Mech.**, vol. 85, part 3, pp. 401-416, 1978.

SALINAS-CASANOVA, D. A., **Análise Numérica do Escoamento Turbulento em Válvulas Automáticas de Compressores**, Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, UFSC, Florianópolis, SC, 2001.

SAVAGE, S. B., Laminar Radial Flow Between Parallel Plates, **Journal of Applied Mechanics**, dezembro, pp. 594-596, 1964.

TABATABAI, M.; POLLARD, A., Turbulence in Radial Flow Between Parallel Disks at Medium and Low Reynolds Numbers, **J. Fluid Mech.**, vol. 185, pp. 483-502, 1987.

TAKENAKA, T.; YAMANE, R.; IWAMIZU, T., Thrust of the Disc Valves, **Bulletin of JSME**, vol. 7, n 27, pp. 558-566, 1964.

WARK, C. E.; FOSS, J. F., Forces Caused by the Radial Out-Flow Between Parallel Disks, **Journal of Fluids Engineering**, vol. 106, pp. 292-297, 1984.

WOOLARD, H. W., A Theoretical Analysis of the Viscous Flow in Narrowly Spaced Radial Diffuser, **Journal of Applied Mechanics**, march, pp. 9-15, 1957.

YAKHOT, V.; ORZAG, S. A., Renormalization Group Analysis of Turbulence. Basic Theory, **J. Sci. Comput.**, vol. 1, pp. 3-51, 1986.

APÊNDICE I

PROCESSO DE FILTRAGEM DE SINAIS

I.1 Introdução

Os sinais enviados pelos transdutores de pressão e de deslocamento foram submetidos a um sistema de filtragem antes de serem enviados à placa de conversão A/D para atenuar ruídos, melhorando a precisão do sinal. Neste apêndice é apresentada uma descrição deste sistema de filtragem e uma discussão sobre a sua influência na medição do escoamento pulsante.

I.2 Montagem do Sistema

O sistema de filtragem é formado por filtros R-C do tipo passa-baixa, montados individualmente entre os amplificadores dos transdutores e a placa de aquisição A/D. Esse tipo de filtro é útil para tornar o sinal mais preciso e minimizar ruídos, atenuando fortemente oscilações de alta frequência. A frequência de corte desses filtros pode ser calculada segundo a equação abaixo.

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC} \quad (\text{I.1})$$

onde f_c é a frequência de corte (Hz), R é a resistência (Ω) e C é a capacitância (F).

Um esquema do circuito elétrico dos filtros utilizados no experimento pode ser visto na figura I.1. O filtro é composto por um capacitor de poliéster de 1 μF e dois resistores de 9,8 $\text{k}\Omega$ com tolerância de 5%, fornecendo uma frequência de corte de aproximadamente 8,1 Hz.

I.3 Influência do sistema de filtragem na medição de escoamento pulsante

Embora os filtros utilizados no experimento sejam projetados para atenuar oscilações de altas frequências, os mesmos podem atenuar, ainda que de maneira branda, sinais com frequências baixas. Uma vez que foram realizados experimentos para escoamentos pulsando com frequência de até 1 Hz, é desejável quantificar a influência desses filtros na medição dinâmica das grandezas. Com este objetivo, foi utilizado o programa de simulação de circuitos CircuitMaker Student V6.2c, da Protel Technology Inc. (1999). Este programa é capaz de simular o comportamento de um sinal variável de tensão ao passar por um filtro de característica igual ao utilizado nos experimentos.

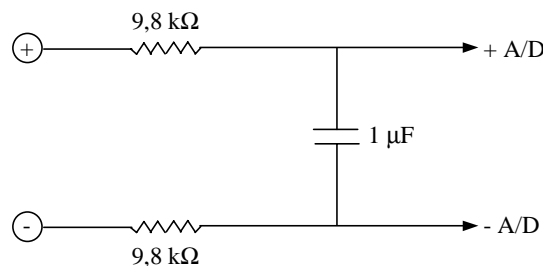


Figura I.1 – Esquema do filtro utilizado

A figura I.2 mostra a influência do filtro sobre um sinal de tensão senoidal variando de 0 a 5V, a qual corresponde a maior faixa de tensão utilizada nos experimentos com frequência de 1 Hz. Pode-se observar que embora a amplitude do sinal não seja significativamente afetada pela presença do filtro, ocorre um atraso considerável no sinal imposto pelo filtro. Este atraso no entanto não provoca restrição alguma à sua aplicação, já que os sinais de todos os equipamentos são submetidos à mesma filtragem e, assim, sofrendo o mesmo atraso. Desta forma, este resultado dá garantias de que os filtros utilizados não introduzem erros significativos na medição dos escoamentos pulsantes.

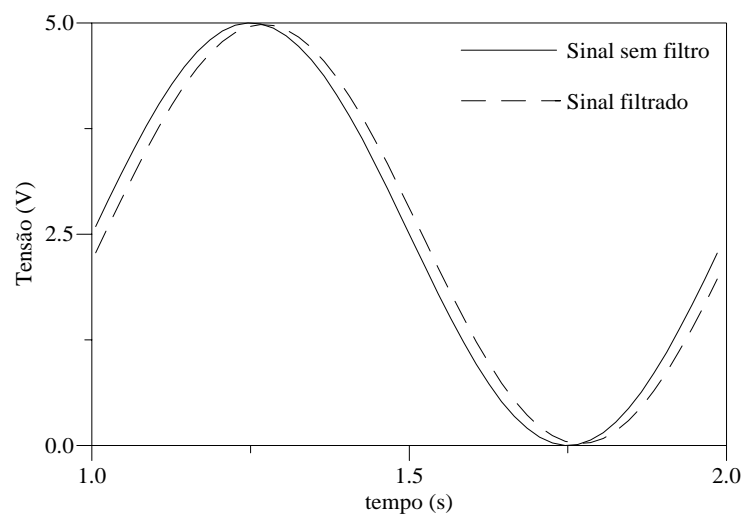
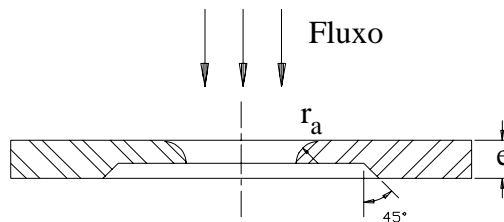


Figura I.2 – Influência da filtragem no sinal medido

APÊNDICE II

MEDIÇÃO DE VAZÃO

A medição da vazão do escoamento é feita através de um medidor de vazão do tipo placa de orifício, construído por Possamai (1994). O orifício da placa é de canto arredondado, conforme ilustrado na figura II.1. Este tipo de orifício é detalhado em Delmée (1983) e na norma BRITISH STANDARD 1042 (1989).



$$e = 2 \text{ mm para } d < 100 \text{ mm}$$

Figura II.1 – Detalhe do orifício de canto arredondado; (reproduzida de Possamai, 1994)

O orifício da placa utilizada no experimento tem 10,55 mm, sendo a relação de diâmetros dada por:

$$\beta = \frac{d_{\text{or}}}{d} = 0,3024 \quad (\text{II.1})$$

onde d_{or} é o diâmetro do orifício da placa e d é o diâmetro interno da tubulação.

As tomadas de pressão utilizadas são do tipo tomadas em canto, sendo essas fendas anelares que se comunicam com câmaras piezométricas também anelares como ilustrado na figura II.2. A norma ISO 5167 foi utilizada como base para o dimensionamento das tomadas de pressão e das câmaras piezométricas.

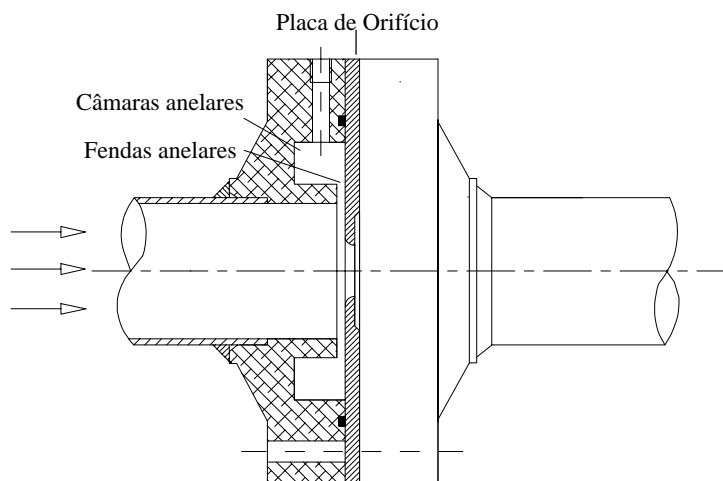


Figura II.2 – Tomadas de pressão; (reproduzida de Possamai, 1994)

APÊNDICE III

ANÁLISE DA INCERTEZA DE MEDIÇÃO

III.1 Introdução

Neste apêndice é apresentada uma análise da incerteza de medição associada aos parâmetros obtidos nos experimentos. Foi considerado que os instrumentos não apresentam erros sistemáticos significativos e, desta forma, as incertezas de medição são decorrentes apenas de erros aleatórios.

Os parâmetros são classificados como primários e dependentes. Os parâmetros primários, ou independentes, são aqueles que não têm nenhuma relação com outros parâmetros do experimento, sendo que a sua incerteza corresponde apenas à metade do valor da menor divisão de escala do equipamento utilizado na leitura. Por parâmetro dependente entende-se qualquer um que seja formado pela relação de parâmetros primários e/ou outros parâmetros dependentes. Segundo Holman (1994) a incerteza associada à determinação de um parâmetro dependente qualquer é calculada por:

$$wR = \left[\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial R}{\partial x_i} w_i \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.1})$$

onde, wR é a incerteza associada ao parâmetro dependente R e w_i é a incerteza associada ao parâmetro independente x_i .

Há ainda algumas incertezas referentes ao experimento que dependem mais da sensibilidade do experimentador do que da incerteza dos equipamentos utilizados. As incertezas deste tipo de parâmetro não podem ser quantificadas diretamente através da equação III.1 e testes experimentais são feitos para avaliá-las.

III. 2 Incerteza associada ao afastamento adimensional (s^*)

O afastamento adimensional s^* ($= s/d$) é função do afastamento dimensional (s) e do diâmetro da tubulação (d). A incerteza do diâmetro da tubulação (wd) é tomada como primária e é igual a $\pm 0,05$ mm, o que corresponde à metade da menor divisão de escala do paquímetro utilizado na medição. A incerteza do afastamento dimensional depende das incertezas do diâmetro da esfera e das mesas micrométricas utilizadas no posicionamento do disco frontal. No entanto, essas incertezas são pequenas se comparadas com a incerteza devido à sensibilidade do experimentador ao fazer o posicionamento, um processo que é extremamente laborioso. Para avaliar esta incerteza foram feitas 48 medições do afastamento com 3 experimentadores diferentes e calculado o desvio padrão referente a elas. A incerteza das medições com um nível de 95% de confiança foi de $\pm 0,02$ mm. A equação para a avaliação da incerteza do afastamento adimensional é:

$$\frac{ws^*}{s^*} = \left[\left(\frac{ws}{s} \right)^2 + \left(\frac{wd}{d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.2})$$

A tabela III.1 mostra as incertezas dos afastamentos adimensionais utilizados neste trabalho.

Tabela III.1 – Incerteza associada ao afastamento adimensional (s^*)

$s^* = s/d$	Incerteza (%)
0,05	$\pm 1,2$
0,07	$\pm 0,9$
0,10	$\pm 0,6$

III.3 Incerteza associada ao número de Reynolds (Re)

O número de Reynolds na tubulação (Re), na forma como definido na equação 4.10, é função do diâmetro da tubulação (d), da viscosidade dinâmica do fluido (μ) e da vazão mássica do escoamento (\dot{m}). Assim, sua incerteza é dada por:

$$\frac{w_{Re}}{Re} = \left[\left(\frac{w_{\dot{m}}}{\dot{m}} \right)^2 + \left(\frac{w_{\mu}}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{w_d}{d} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.3})$$

A incerteza do diâmetro (w_d) é de $\pm 0,05$ mm. A viscosidade dinâmica (μ) é calculada pela equação 4.11, sendo função da temperatura ambiente. Sua incerteza é calculada por:

$$\frac{w_{\mu}}{\mu} = \left(\frac{k_2 + 2k_3 T_{amb}}{k_1 + k_2 T_{amb} + k_3 T_{amb}^2} \right) w_{T_{amb}} \quad (\text{III.4})$$

sendo que a incerteza ($w_{T_{amb}}$) de ± 1 K para a temperatura ambiente é associada ao semicondutor utilizado para a medição desta temperatura.

A vazão mássica (\dot{m}) é determinada pela equação 4.12. Assumiu-se, por simplicidade, que vazão é função apenas do fator de expansão isentrópica, do diâmetro interno da tubulação, da massa específica à montante e da pressão diferencial através da placa de orifício, $\dot{m} = \dot{m}(\epsilon, d, \rho_m, \Delta p)$. Assim:

$$\frac{w_{\dot{m}}}{\dot{m}} = \left[\left(\frac{w_{\epsilon}}{\epsilon} \right)^2 + 4 \left(\frac{w_d}{d} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{w_{\rho_m}}{\rho_m} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{w_{\Delta p}}{\Delta p} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.5})$$

A incerteza associada à medição da pressão diferencial nos transdutores é assumida igual a do equipamento utilizado na calibração, o qual é um manômetro em “U” com água destilada, com incerteza da coluna de água $\pm 0,5$ mm. Considerando esta incerteza para a coluna de água na calibração de cada um dos transdutores, tem-se uma incerteza percentual diferente para cada um dos transdutores, cujos valores são apresentados na tabela III.2. Por exemplo, para o transdutor de 0,1 bar, a incerteza (que é igual a $w_{\Delta p}/\Delta p$) é igual a $\pm 0,056\%$.

Tabela III.2 – Incerteza percentual para os transdutores de pressão

Transdutor de pressão (pressão de fundo de escala)	Altura da coluna utilizada na calibração (mm)	Incerteza percentual (%)
0,01 bar	90	$\pm 0,560$
0,1 bar	900	$\pm 0,056$
1 bar	1000	$\pm 0,050$

A massa específica do ar à montante da placa de orifício é calculada pela equação 4.14, sendo função da pressão absoluta (p_m) e da temperatura (T_m) à montante da placa. Conforme documentado em trabalhos anteriores (Possamai, 1994) a temperatura (T_m) à montante da placa é praticamente igual à temperatura ambiente (T_{amb}). Assim, a última foi considerada pela maior facilidade de leitura. Com o exposto, a incerteza para a massa específica pode ser representada como:

$$\frac{w\rho_m}{\rho_m} = \left[\left(\frac{wP_m}{P_m} \right)^2 + \left(\frac{wT_{amb}}{T_{amb}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (III.6)$$

A pressão à montante (p_m) é calculada pela soma da pressão manométrica lida por um transdutor à montante da placa (Δp_m) com a pressão atmosférica (p_{atm}), sendo sua incerteza expressa por:

$$\frac{wP_m}{P_m} = \frac{\left[(w\Delta p_m)^2 + (wP_{atm})^2 \right]^{1/2}}{\Delta p_m + P_{atm}} \quad (III.7)$$

De acordo com a tabela III.2, a incerteza $w\Delta p_m$ é igual a $\pm 0,05\%$. A incerteza wP_{atm} (= 0,05 mmHg) equivale à metade da menor divisão de escala do barômetro de mercúrio utilizado, equivalente a aproximadamente ± 7 Pa.

Conforme a equação 4.13, o fator de expansão isentrópica (ϵ) depende das pressões absolutas à montante (p_m) e à jusante (p_j) da placa de orifício e a sua incerteza de medição é dada por:

$$w\epsilon = \frac{0,935(0,3707 + 0,3184\beta^4)}{k} \left[1 - \left(\frac{p_j}{p_m} \right)^{1/k} \right]^{-0,065} \left(\frac{p_j}{p_m} \right)^{1/k} \left[\left(\frac{wP_m}{P_m} \right)^2 + \left(\frac{wP_j}{P_j} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (III.8)$$

A pressão absoluta à jusante (p_j) é calculada pela subtração da pressão absoluta à montante (p_m) e da pressão diferencial através da placa de orifício (Δp). Sua incerteza é dada por:

$$\frac{w_{p_j}}{p_j} = \frac{\left[(w_{p_m})^2 + (w_{\Delta p})^2 \right]^{1/2}}{p_m - \Delta p} \quad (\text{III.9})$$

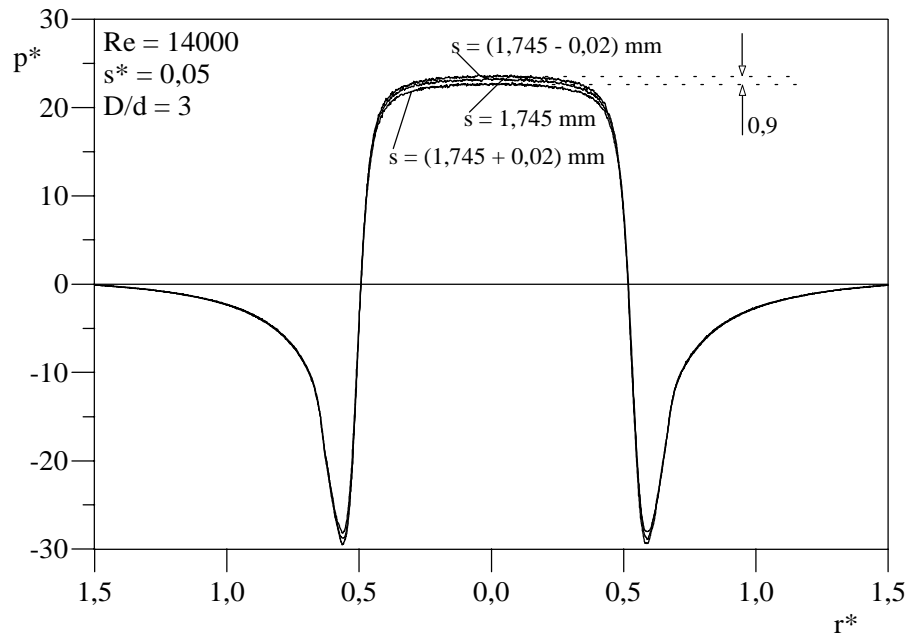
A partir das expressões anteriores, a incerteza encontrada para a faixa de números de Reynolds utilizada neste trabalho (entre 5.000 e 18.000) é de aproximadamente 0,52 %.

III.4 Incerteza associada à pressão adimensional sobre a palheta

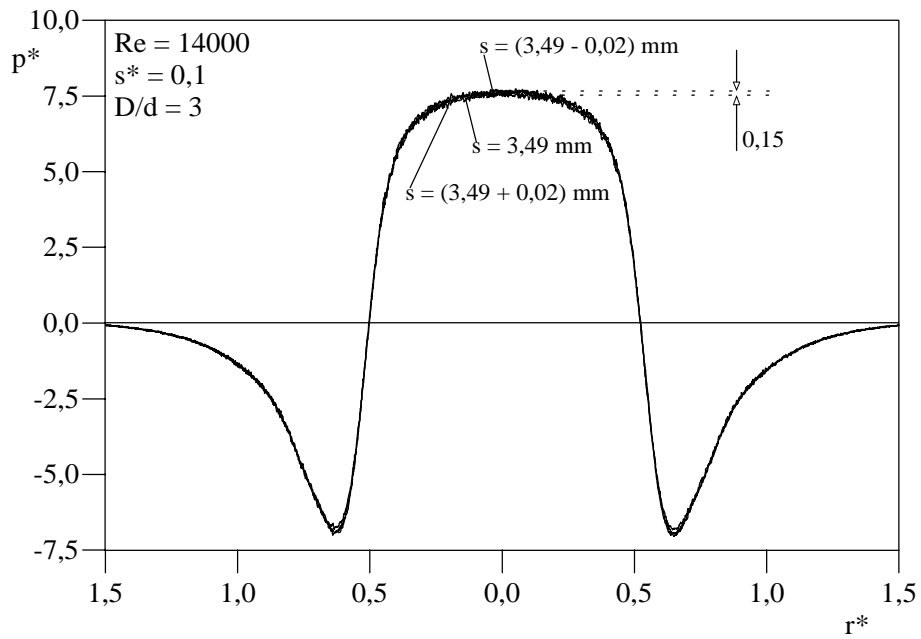
A pressão adimensional é calculada segundo a equação 4.15, sendo dependente da pressão manométrica dimensional (p), da densidade do fluido (ρ) e da velocidade média na tubulação (\bar{U}). Embora não apareça na equação 4.15, a pressão é afetada também pelo afastamento entre os discos (s) e, assim, este deve ser incluído na equação da incerteza da pressão adimensional:

$$\frac{w_{p^*}}{p^*} = \left[\left(\frac{w_p}{p} \right)^2 + \left(\frac{w_\rho}{\rho} \right)^2 + 4 \left(\frac{w_{\bar{U}}}{\bar{U}} \right)^2 + \left(\frac{1}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial s} w_s \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{III.10})$$

Teste experimentais foram realizados para avaliar a incerteza associada ao afastamento, já que a mesma não está relacionada com p^* através de uma equação. Como já indicado anteriormente, a incerteza do afastamento (s) é de $\pm 0,02$ mm. Assim, para cada afastamento de interesse na investigação, variou-se o afastamento de $\pm 0,02$ mm em relação ao afastamento nominal, registrando-se a variação na distribuição de pressão. A figura III.1 mostra os resultados deste teste. Percebe-se da figura que a distribuição de pressão é mais afetada na região de estagnação ($r^* < 0,5$) e na região de entrada do difusor ($r^* \cong 0,5$), sendo o efeito mais acentuado no caso de afastamento adimensional menor ($s^* = 0,05$). Pode também ser visto na figura que a variação total imposta no afastamento ($= 0,04$ mm) ocasiona uma diferença de pressão adimensional igual a 0,9 e 0,15 para afastamentos adimensionais 0,05 e 0,1 respectivamente. Uma variação de 0,02 mm (incerteza do afastamento) deve portanto causar uma diferença de pressão adimensional igual a 0,45 e 0,075 para estes dois casos, representando uma variação percentual de aproximadamente 1,93 % e 0,97 %, respectivamente.



(a) $s^* = 0,05$



(b) $s^* = 0,1$

Figura III.1 – Incerteza da pressão sobre a palheta devido a uma variação de 0,04 mm no afastamento entre os discos: $D/d = 3$; $Re = 14000$

Se a incerteza devido ao afastamento for desconsiderada na equação III.10, a incerteza para a pressão adimensional é de 1,3 % para os dois casos. Introduzindo as incertezas de 1,93 % e 0,97 % encontradas anteriormente, as incertezas para p^* passam a ser de 2,3 % e 1,6 % para os afastamentos adimensionais 0,05 e 0,1, respectivamente. Como era de se esperar, os resultados demonstram que para afastamentos menores a incerteza em p^* devido ao afastamento é muito mais relevante do que para afastamentos maiores, podendo ser responsável por praticamente toda a incerteza. De fato, Possamai (1994) demonstra que quando afastamentos ainda menores ($s/d < 0,05$) são considerados, a influência de uma incerteza de $\pm 0,02$ mm no afastamento produz uma variação muito significativa sobre a distribuição de pressão sobre a palheta.

III. 5 Incertezas associadas a medições de velocidade e de grandezas turbulentas

Para os experimentos de anemometria são parâmetros relevantes: a posição radial adimensional (r^*), a posição axial adimensional (x^*), a velocidade média adimensional (V^*) e intensidade turbulenta ($I = [\overline{v'v'}]^{1/2} / \overline{U}$).

As incertezas nos valores de r^* e de x^* dependem muito mais do posicionamento inicial da sonda feito pelo experimentador do que da incerteza das mesas micrométricas utilizadas. As incertezas em V^* e I são dependentes de uma série de fatores, tais como a calibração da sonda, o ajuste da curva de calibração, a resolução da placa A/D, o posicionamento da sonda, variações da pressão e da umidade do ar, além do tempo e da taxa de aquisição. Calcular cada uma das incertezas destes experimentos separadamente seria demasiadamente complicado. Optou-se então por repetir várias vezes cada experimento, obtendo-se o desvio padrão e a incerteza relacionada. A incerteza obtida desta maneira abrange todas as variáveis associadas ao experimento.

A incerteza de cada experimento foi calculada levando-se em conta a média dos desvios padrões avaliados para cada uma das várias medições. Com estas condições, uma incerteza expandida para cada experimento com um nível de confiança de 95% pode ser calculada por:

$$I_{95\%} = \frac{\sigma}{\sqrt{n}} \quad (\text{III.11})$$

onde σ é desvio padrão médio multiplicado pelo coeficiente de Student para um nível de confiança de 95% e n é o número de testes realizados.

A tabela III.3 apresenta a incerteza da velocidade média adimensional (V^*) e intensidade turbulenta (I) para cada um dos perfis, mostrados nas figuras 5.13, 5.14, 5.15 e 5.17. Além disto, a tabela também indica o número de repetições dos testes para cada uma das situações.

Tabela III.3 – Incertezas associadas a velocidade média V^* e a intensidade turbulenta I

	número de testes	Incerteza expandida de V^* (%)	Incerteza expandida de I (%)
Figura 5.13	5	3,0	2,5
Figura 5.14	8	3,0	2,6
Figura 5.15	8	3,1	2,7
Figura 5.17	8	2,6	2,6

APÊNDICE IV

MODELO COMPUTACIONAL

Os resultados numéricos para escoamento turbulento pulsante apresentados no capítulo 5 foram obtidos com um modelo computacional desenvolvido por Salinas-Casanova (2001). Para a avaliação do transporte turbulento, o código emprega o modelo de turbulência RNG k- ϵ de Yakhot e Orzag (1986), mas com a expressão para o cálculo da viscosidade turbulenta seguindo aquela do modelo k- ϵ de Launder e Sharma (1974). Uma breve descrição do modelo é fornecida a seguir; maiores detalhes podem ser encontrados em Salinas-Casanova (2001).

IV.1 Equações Governantes do Escoamento

As equações de Navier-Stokes quando escritas para grandezas médias do escoamento turbulento são denominadas equações de Reynolds. Para escoamento bidimensional incompressível, as equações de conservação em coordenadas cilíndricas são escritas na seguinte forma adimensional:

- Massa

$$\frac{1}{r^*} \left[\frac{\partial}{\partial r^*} (r^* V^*) + \frac{\partial}{\partial x^*} (r^* U^*) \right] = 0 \quad (\text{IV.1})$$

- Quantidade de Movimento na Direção Axial (x^*)

$$\frac{\partial U^*}{\partial \tau} + \frac{1}{r^*} \left[\frac{\partial}{\partial r^*} (R V^* U^*) + \frac{\partial}{\partial x^*} (r^* U^* U^*) \right] = \frac{1}{r^*} \left[\frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \mu_c^* \frac{\partial U^*}{\partial r^*} \right) + \frac{\partial}{\partial x^*} \left(r^* \mu_c^* \frac{\partial U^*}{\partial x^*} \right) \right] + S + S_T \quad (\text{IV.2})$$

onde,

$$S = -\frac{\partial P}{\partial x^*}$$

$$S_T = \frac{1}{r^*} \left[\frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \mu_t^* \frac{\partial V^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial x^*} \left(r^* \mu_t^* \frac{\partial U^*}{\partial x^*} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{2}{3} k^* \right) \quad (IV.3)$$

- Quantidade de Movimento na Direção Radial (r^*)

$$\frac{\partial V^*}{\partial \tau} + \left[\frac{\partial}{\partial r^*} (r^* V^* V^*) + \frac{\partial}{\partial x^*} (r^* U^* V^*) \right] =$$

$$\frac{1}{r^*} \left[\frac{\partial}{\partial r^*} \left(\mu_e^* r^* \frac{\partial V^*}{\partial r^*} \right) + \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\mu_e^* r^* \frac{\partial V^*}{\partial x^*} \right) \right] + S + S_T \quad (IV.4)$$

onde,

$$S = -\mu^* \frac{V^*}{r^{*2}} - \frac{\partial P}{\partial r^*}$$

$$S_T = \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \mu_t^* \frac{\partial V^*}{\partial r^*} \right) + \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\mu_t^* \frac{\partial U^*}{\partial r^*} \right) - 2\mu_t^* \frac{V^*}{r^{*2}} - \frac{\partial}{\partial r^*} \left(\frac{2}{3} k^* \right) \quad (IV.5)$$

Nas equações acima as tensões de Reynolds já foram substituídas utilizando o conceito de viscosidade turbulenta

$$v_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (IV.6)$$

A viscosidade efetiva μ_e^* nas equações (IV.2) e (IV.4) é dada pela seguinte expressão:

$$\mu_e^* = \mu^* + \mu_t^* \quad (IV.7)$$

O cálculo da energia cinética do movimento turbulento, k , e da sua dissipação, ε , é realizado através das seguintes equações de transporte propostas por Yakhot e Orzag (1986):

- Energia Cinética Turbulenta

$$\frac{\partial k^*}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x^*} (U^* k^*) + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} (r^* V^* k^*) =$$

$$\frac{\partial}{\partial x^*} \left[(\mu^* + \gamma \mu_t^*) \frac{\partial k^*}{\partial x^*} \right] + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left[r^* (\mu^* + \gamma \mu_t^*) \frac{\partial k^*}{\partial r^*} \right] + P_k - \varepsilon \quad (IV.8)$$

onde,

$$P_k = 2\nu_t^* \left[\left(\frac{\partial U^*}{\partial x^*} \right)^2 + \left(\frac{\partial V^*}{\partial r^*} \right)^2 + \left(\frac{V^*}{r^*} \right)^2 \right] + \nu_t^* \left(\frac{\partial U^*}{\partial r^*} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial V^*}{\partial x^*} \right)^2 \quad (IV.9)$$

• Dissipação da Energia Cinética Turbulenta

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon^*}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial x^*} (U^* \varepsilon^*) + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} (r^* V^* \varepsilon^*) = \\ \frac{\partial}{\partial x^*} \left[(\mu^* + \gamma \mu_t^*) \frac{\partial \varepsilon^*}{\partial x^*} \right] + \frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left[r^* (\mu^* + \gamma \mu_t^*) \frac{\partial \varepsilon^*}{\partial r^*} \right] + \frac{\varepsilon^*}{k} (c_{\varepsilon 1} P_k - c_{\varepsilon 2} \varepsilon) - R \end{aligned} \quad (IV.10)$$

O termo γ aparecendo nas equações (IV.8) e (IV.10) representa o inverso do número de Prandtl para o transporte turbulento e é avaliado pela seguinte relação:

$$\left| \frac{\gamma - 1,3929}{\gamma_0 - 1,3929} \right|^{0,6231} \left| \frac{\gamma + 2,3929}{\gamma_0 + 2,3929} \right|^{0,3679} = \frac{\nu}{\nu_{\text{eff}}} \quad (IV.11)$$

com $\gamma_0 = 1,0$. Os coeficientes $c_\mu = 0,0845$, $c_{\varepsilon 1} = 1,42$ e $c_{\varepsilon 2} = 1,68$ são deduzidos pela teoria dos Grupos de Renormalização.

O termo R está relacionado com a taxa de deformação e é calculado por:

$$R = \frac{c_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0) \varepsilon^2}{1 + \beta \eta^3} \frac{1}{k} \quad (IV.12)$$

onde $\eta = S k / \varepsilon$, $\eta_0 \approx 4,38$, $\beta = 0,012$ e $S^2 = 2 S_{ij} S_{ij}$ no qual S_{ij} é o tensor taxa de deformação. A produção da energia cinética turbulenta se relaciona com a taxa de deformação ($P_k = \nu_t S^2$).

Todas as equações de conservação apresentadas aqui foram adimensionalizadas através das seguintes definições:

$$U^* = \frac{U}{\bar{U}} ; \quad V^* = \frac{V}{\bar{U}} ; \quad P = \frac{p}{\rho \bar{U}^2} ; \quad x^* = \frac{x}{d} ; \quad r^* = \frac{r}{d} ; \quad k^* = \frac{k}{\bar{U}^2} ; \quad \varepsilon^* = \frac{\varepsilon d}{\bar{U}^3} \quad (IV.13)$$

$$\rho^* = 1 ; \quad \mu^* = \frac{\mu}{\rho \bar{U} d} = \frac{1}{\text{Re}} ; \quad \mu_t^* = \frac{\mu_t}{\rho \bar{U} d} ; \quad \mu_e^* = \mu^* + \mu_t^* ; \quad \tau = \frac{\bar{U} t}{d}$$

O significado físico de cada um dos parâmetros em (IV.13) é indicado na lista de símbolos no início deste documento.

IV.2 Condições de Contorno

Para a solução das equações governantes do problema, condições de contorno devem ser prescritas na região de entrada, na região de saída, no eixo de simetria e nas paredes sólidas do difusor radial.

Deschamps et al. (1996) procederam testes para verificar a sensibilidade da solução numérica em relação ao perfil de velocidade na entrada do difusor, concluindo que o mesmo não afeta o escoamento devido à aceleração elevada do escoamento na entrada do difusor. Em virtude disto, um perfil de velocidade uniforme foi adotado para a região de entrada.

Na solução do escoamento periódico, foi prescrito uma variação senoidal ao longo do tempo para de velocidade média na entrada do difusor:

$$\bar{U}(t) = \bar{U}[1,0 + A \text{sen}(\omega t)] \quad (\text{IV.14})$$

onde A é a amplitude e $\omega (=2\pi f)$ é a frequência angular.

A energia cinética turbulenta

$$I = \frac{(2k/3)^{1/2}}{\bar{U}} \quad (\text{IV.15})$$

é especificada assumindo uma intensidade da turbulência de 3%, como sugerido por Deschamps et al. (1996).

A dissipação da energia cinética turbulenta na entrada do difusor foi estimada a partir da hipótese de equilíbrio para a camada limite:

$$\varepsilon = c_\mu \frac{k^{3/2}}{\ell_m} \quad (\text{IV.16})$$

onde $c_\mu = 0,09$ e ℓ_m é o comprimento de mistura, avaliado pela relação empírica para escoamento em tubos, $\ell_m = 0,07d/2$.

Na saída do domínio de solução são adotados procedimentos diferentes para as relações de diâmetros $D/d = 3$ e $1,66$. Para $D/d = 3$ o escoamento pode ser considerado parabólico na saída, conforme observado por Deschamps et al. (1996), e assim adota-se a condição de escoamento localmente parabólico ($\partial U/\partial r = \partial(rV)/\partial r = \partial k/\partial r = \partial \varepsilon/\partial r = 0$). No caso da relação menor, $D/d = 1,66$, isso não pode ser feito uma vez que a região de recirculação sobre o assento pode se estender além da saída do difusor. Por este motivo, o domínio de solução é ampliado e uma condição de pressão prescrita é adotada. Gradientes de propriedades escalares e a componente de velocidade na direção normal ao eixo de simetria foram considerados nulos.

Nas paredes é assumida a condição de não deslizamento, implicando que lá todas as componentes de velocidade e a energia cinética turbulenta são nulas. Já para a dissipação ε , ao invés de especificá-la na parede, o seu valor foi prescrito no volume adjacente à parede, seguindo a condição de não equilíbrio, conforme representado a seguir:

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{2\nu k}{y^2} & \text{e} & \quad k = \left(\frac{y}{y_v}\right)^2 k_P & \text{se} & \quad y < y_v \\ \varepsilon &= \frac{k^{3/2}}{C_\ell y} & \text{e} & \quad k = k_P & \text{se} & \quad y > y_v \end{aligned} \quad (\text{IV.17})$$

onde $C_\ell = \kappa \mu^{-3/4}$, y é a distância adimensional do ponto central do volume até a parede, y_v é a espessura da subcamada limite viscosa, k_P é a energia cinética turbulenta no volume e κ é a constante de von Karman ($\kappa = 0,42$).

IV.3 Metodologia de Solução Numérica

A metodologia dos volumes finitos foi utilizada para a solução das equações governantes, usando um arranjo colocalizado de variáveis para a integração das equações. A avaliação do transporte advectivo nas faces de cada volume foi realizada com os esquemas de interpolação QUICK de Leonard (1979) para as componentes de velocidade e PLDS de Patankar (1980) para as grandezas turbulentas. O método utilizado para o tratamento do acoplamento entre os campos de pressão e velocidade foi o SIMPLEC e a solução do sistema de equações algébricas resultantes da discretização foi realizada usando o método TDMA. Uma descrição detalhada do procedimento de solução pode ser encontrada em Salinas-Casanova (2001).

IV.4 Malha Computacional

A malha computacional apresentada na figura 5.9 foi gerada através das seguintes expressões algébricas, retiradas de Maliska (1995), escritas de forma conveniente para as diversas regiões do difusor.

$$X = h \frac{(2\alpha - \beta) + (\beta + 2\alpha) \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{\left(\frac{\eta - \alpha}{1 - \alpha} \right)}}{(2\alpha + 1) \left(1 + \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{\left(\frac{\eta - \alpha}{1 - \alpha} \right)} \right)} + X_0 \quad (\text{IV.18})$$

$$X = h \frac{(\beta + 1) - \left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{(i - \eta)} (\beta - 1)}{\left(\left(\frac{\beta + 1}{\beta - 1} \right)^{(i - \eta)} + 1 \right)} + X_0 \quad (\text{IV.19})$$

onde X_0 é a posição inicial, h é o comprimento total da região analisada, α e β são constantes relacionadas ao refino da malha, $\eta = \frac{i - i_0}{i_{\text{máx}} - i_0}$, i é o número de indexação da malha, i_0 é o número de indexação inicial da malha e $i_{\text{máx}}$ é o número de indexação final.

Com referência à figura 5.9, a discretização na direção axial (x^*) foi realizada por intermédio de três regiões:

- i. $0 < x^* \leq 0,6 e/d$
→ 12 volumes uniformemente distribuídos, sendo $e/d = 1,042333$;
- ii. $0,6 e/d < x^* \leq e/d$
→ expressão (iv.18) com $X_0 = 0,6 e/d$; $h = 0,4 e/d$; $\alpha = 0$; $\beta = 1,0005$; $i_0 = 13$;
 $i_{\text{máx}} = 37$;
- iii. $e/d < x^* \leq e/d + s^*$
→ expressão (iv.18) com $X_0 = e/d$; $h = s^*$; $\alpha = 0,5$; $\beta = 1,01$; $i_0 = 38$; $i_{\text{máx}} = 69$.

A discretização na direção radial (r^*) foi realizada também por meio de três regiões, de acordo com o seguinte procedimento:

- i. $0 < r^* \leq 0,5$
→ expressão (iv.18) com $X_0 = 0$; $h = 0,5$; $\alpha = 0$; $\beta = 1,001$; $i_0 = 2$; $i_{\text{máx}} = 31$;
- ii. $0,5 < r^* \leq 0,8333$
→ expressão (iv.19) com $X_0 = 0,5$; $h = 0,333$; $\beta = 1,001$; $i_0 = 32$; $i_{\text{máx}} = 55$;
- iii. $0,8333 < r^* \leq 1,5$
→ expressão (iv.18) com $X_0 = 0,8333$; $h = 0,667$; $\alpha = 0$; $\beta = 1,01$; $i_0 = 56$;
 $i_{\text{máx}} = 79$.