

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA
FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA
CÂMPUS DE ILHA SOLTEIRA

RICARDO LOPES FERREIRA

**Área Efetiva de Força e Coeficiente de
Descarga para Escoamentos em Difusores
Radiais: um conjunto amplo de dados de
soluções numéricas para aplicação em
válvulas de compressores de refrigeração**

Ilha Solteira, Brasil

2020



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”

CÂMPUS DE ILHA SOLTEIRA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
ILHA SOLTEIRA

RICARDO LOPES FERREIRA

**Área Efetiva de Força e Coeficiente de
Descarga para Escoamentos em Difusores
Radiais: um conjunto amplo de dados de
soluções numéricas para aplicação em
válvulas de compressores de refrigeração**

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, para obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Área: Ciências Térmicas

Prof. Dr. José Luiz Gasche
Orientador

Ilha Solteira, Brasil

2020

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

F383a Ferreira, Ricardo Lopes.
Área efetiva de força e coeficiente de descarga para escoamentos em difusores radiais: um conjunto amplo de dados de soluções numéricas para aplicação em válvulas de compressores de refrigeração / Ricardo Lopes Ferreira. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2020
60 f. : il.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Ciências Térmicas, 2020

Orientador: José Luiz Gasche
Inclui bibliografia

1. Compressores de refrigeração. 2. Válvula tipo palheta. 3. Difusor radial. 4. Área efetiva de força. 5. Coeficiente de descarga. 6. Simulação numérica.


Raiane da Silva Santos

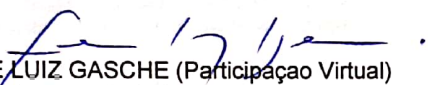
CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA TESE: Área Efetiva de Força e Coeficiente de Descarga para Escoamentos em Difusores Radiais: um conjunto amplo de dados para aplicação em válvulas de compressores de refrigeração

AUTOR: RICARDO LOPES FERREIRA

ORIENTADOR: JOSE LUIZ GASCHE

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Doutor em ENGENHARIA MECÂNICA, área: Ciências Térmicas pela Comissão Examinadora:


Prof. Dr. JOSE LUIZ GASCHE (Participação Virtual)
Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP

Prof. Dr. LEANDRO OLIVEIRA SALVIANO (Participação Virtual)
Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP

Prof. Dr. JOAO BATISTA APARECIDO (Participação Virtual)
Departamento de Engenharia Mecânica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP

Prof. Dr. SERGIO PETERS (Participação Virtual)
Departamento de Informática e Estatística / Universidade Federal de Santa Catarina - UFSC

Prof. Dr. JULIO MILITZER (Participação Virtual)
Mechanical Engineering / Dalhousie University

Ilha Solteira, 11 de dezembro de 2020

Aos meus pais, Pedro e Cleusa, pela esforço realizado para minha formação moral e profissional, e pela constante dedicação em me apoiar nas diversas etapas da minha vida.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de expressar a minha sincera gratidão ao Professor Dr. José Luiz Gasche que com paciência, presteza e dedicação me orientou no desenvolvimento deste trabalho.

Aos meus pais e irmãos pela motivação e suporte emocional dedicado durante este momento desafiador da minha vida.

Ao Professor Dr. Aluisio Viais Pantaleão pelas valiosas dicas sobre o código OpenFOAM® e, sobretudo, pela amizade e boas conversas.

Ao Professor Dr. Emanuel Rocha Woiski pela amizade e pelas valiosas dicas e suportes na linguagem de programação Python.

Aos Professores Dr. João Batista Aparecido, Dr. João Batista Campos e Dr. Leandro Salviano que contribuíram enormemente para o desenvolvimento deste trabalho.

Aos amigos Iago Lessa de Oliveira e Gabriel Bertacco dos Santos pela ajuda em LaTeX para edição do texto da Tese.

A todos amigos e colegas do Departamento de Engenharia Mecânica da Unesp-Ilha Solteira.

A Universidade Tecnológica Federal do Paraná pelo período de afastamento e pelo suporte dos colegas de trabalho do Departamento de Engenharia Mecânica (DAMEC).

Esta pesquisa foi parcialmente suportada pelos recursos computacionais do NCC/GridUNESP da Universidade Estadual Paulista (UNESP).

Por fim, gostaria de agradecer às comunidades de software de código aberto e usuários de CFD, que sempre estiveram dispostas a ajudar.

RESUMO

O projeto de válvulas do tipo palheta usadas em compressores de sistemas de refrigeração desempenha um papel importante no desenvolvimento de compressores mais eficientes. Entretanto, a modelagem e a solução do problema são complexas por envolverem um fenômeno de interação fluido-estrutura, o que torna o projeto de válvulas eficientes um grande desafio. Por necessitar de elevados recursos e tempos computacionais para resolver o problema real de interação fluido-estrutura, a simulação global do compressor geralmente emprega o modelo quase-estático para representar o comportamento das válvulas. Dois parâmetros globais obtidos da solução desse modelo são usados para a simulação do compressor: a área efetiva de força, para determinar a força do escoamento sobre a válvula, e o coeficiente de descarga, para determinar a vazão do escoamento pela válvula. Devido à complexidade geométrica das válvulas, a geometria simplificada do difusor radial é muito empregada. Vários trabalhos já reportaram dados para os parâmetros globais obtidos de simulações numéricas de escoamentos em difusores radiais. Entretanto, os dados são limitados, não representando a ampla faixa de operação necessária para o projeto e simulação dos compressores. O objetivo deste trabalho é preencher esta lacuna, fornecendo dados dos parâmetros globais, obtidos por simulação numérica de escoamentos em difusores radiais, para ampla faixa de operação de compressores de refrigeração. O Método de Volumes Finitos, implementado no código aberto e de licença gratuita OpenFOAM® e validado com dados experimentais, foi empregado para resolver o problema do escoamento estacionário e incompressível em difusores radiais com razões de diâmetro iguais a 1,15, 1,3, 1,5 e 1,7. Escoamentos com números de Reynolds variando de 3.000 até 50.000 e afastamentos adimensionais entre discos variando de 0,01 até 1,0 foram simulados para as quatro geometrias de difusores radiais. Os resultados mostram que o aumento da razão de diâmetro de 1,15 a 1,7 produz redução da área efetiva de força de até 80% para os menores afastamentos entre discos e aumento de até 40% para o maior afastamento entre discos. Entretanto, o coeficiente de descarga não é significativamente influenciado pela razão de diâmetro. Para um aumento do número de Reynolds de 3.000 a 50.000, o aumento da área efetiva de força é menor, atingindo apenas 13% no maior afastamento entre discos, para o caso do difusor radial com a maior razão de diâmetro. A influência do número de Reynolds sobre coeficiente de descarga é ainda menor, produzindo um aumento máximo de 8% para o maior afastamento entre discos.

Palavras-chave: Compressores de refrigeração. Válvula tipo palheta. Difusor radial. Área efetiva de força. Coeficiente de descarga. Simulação numérica. Volumes finitos. OpenFOAM.

ABSTRACT

The design of reed-type valves used in refrigeration system compressors plays an important role in the development of more efficient compressors. However, the modeling and solution of the problem are complex because they involve a phenomenon of fluid-structure interaction, which makes the design of efficient valves a great challenge. Because it requires high computational resources and computational time to solve the actual problem of fluid-structure interaction, the overall compressor simulation usually employs the quasi-steady model to represent valve behavior. Two global parameters obtained from the solution of this model are used for compressor simulation: the effective force area, to determine the force of the flow over the valve, and the discharge coefficient, to determine the mass flow rate through the valve. Due to the geometric complexity of the valves, the simplified geometry of the radial diffuser is widely employed. Several studies have reported data for the global parameters obtained from numerical simulations of flows in radial diffusers. However, the data are limited, not representing the wide range of operating conditions required for the design and simulation of the compressors. The objective of this work is to fill this gap by providing data of the global parameters, obtained by numerical simulation of flows in radial diffusers, for a wide range of operating conditions of refrigeration compressors. The Finite Volume Method, implemented in the free and open-source software OpenFOAM[®] and validated with experimental data, was used to solve the problem of stationary and incompressible flows in radial diffusers with diameter ratios equal to 1.15, 1.3, 1.5, and 1.7. Flows with Reynolds numbers ranging from 3,000 to 50,000 and dimensionless distance between disks ranging from 0.01 to 1.0 were simulated for the four radial diffuser geometries. The results show that when the diameter ratio increases from 1.15 to 1.7 the effective force area reduces 80% for small distances between discs, but increases 40% for the largest distance between discs. However, the discharge coefficient is not significantly influenced by the diameter ratio. For Reynolds number increasing from 3,000 to 50,000, the effective force area increases only 13% for the largest distance between discs, for the case of the radial diffuser with the highest diameter ratio. The influence of the Reynolds number on the discharge coefficient is even lower, producing a maximum increase of 8% for the largest distance between discs.

Keywords: Refrigeration compressor. Reed type valve. Radial diffuser. Effective force area. Discharge coefficient. Numerical simulation. Finite volume. OpenFOAM.

LISTA DE FIGURAS

1.1	Sistema de compressão mecânica a vapor e diagrama $P-h$.	20
1.2	Esquema de um compressor alternativo.	22
1.3	Exergia destruída para componentes de uma planta de refrigeração operando com gás R407C.	24
1.4	Exemplo típico de válvulas automáticas.	26
1.5	Difusor Radial.	28
2.1	Domínio computacional e condições de contorno.	39
2.2	Perfis de velocidade média nas proximidades da parede.	42
2.3	Esquema representativo de uma célula adjacente à parede.	43
2.4	Esquema da malha computacional 2D.	44
3.1	Distribuição de pressão na superfície do disco frontal utilizando domínios 2D e 3D.	50
3.2	Influência do comprimento do orifício de alimentação no perfil de pressão sobre o disco frontal para $Re = 3.000$.	53
3.3	Influência do comprimento do orifício de alimentação no perfil de pressão sobre o disco frontal para $Re = 20.000$.	53
3.4	Influência do comprimento do orifício de alimentação no perfil de pressão sobre o disco frontal para $Re = 50.000$.	54
3.5	Distribuição de pressão sobre o disco frontal para diferentes números de Reynolds e afastamentos adimensionais.	54
3.6	Esquema dos modelos de domínios numéricos abordados para a saída do difusor radial.	56
3.7	Perfil de pressão adimensional sobre o disco frontal para os três tipos de extensão do domínio computacional.	57
3.8	Linhas de corrente do escoamento para $Re = 20.000$ e $s/d = 0,05$.	58
3.9	Linhas de corrente do escoamento para $Re = 20.000$ e $s/d = 0,5$.	59
3.10	Distribuição de y^+ na superfície do disco frontal - $Re = 20.000$ e $s/d = 0,05$.	61
3.11	Altura (h) em função dos parâmetros geométricos e do escoamento	62

3.12	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal, obtidos com as três malhas para o escoamento com $Re = 3.000$	66
3.13	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal, obtidos com as três malhas para o escoamento com $Re = 20.000$	67
3.14	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal, obtidos com as três malhas para o escoamento com $Re = 50.000$ e $s/d = 1,0$	68
3.15	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 2.984$ e $s/d = 0,01$	71
3.16	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 3.015$ e $s/d = 0,02$	72
3.17	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 2.987$ e $s/d = 0,03$	72
3.18	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 2.978$ e $s/d = 0,04$	73
3.19	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 2982$ e $s/d = 0,05$	73
3.20	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 3020$ e $s/d = 0,07$	74
3.21	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 3015$ e $s/d = 0,09$	74
3.22	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 20.066$ e $s/d = 0,03$	75
3.23	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 19.953$ e $s/d = 0,04$	75
3.24	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 20.154$ e $s/d = 0,05$	76
3.25	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 19.998$ e $s/d = 0,07$	76
3.26	Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 19.952$ e $s/d = 0,09$	77
3.27	Linhas de corrente do escoamento no difusor radial com $D/d = 1,5$	78
4.1	Área efetiva de força adimensional em função de s/d para diversas razões de diâmetro.	86
4.2	Distribuição de pressão sobre o disco frontal e derivada parcial da área efetiva de força em relação ao afastamento adimensional para $D/d = 1,15$ e $Re = 3.000$	88

4.3	Distribuição de pressão relativa sobre o disco frontal para $Re = 3.000$ e $D/d = 1,15$	88
4.4	Distribuição de pressão sobre o disco frontal para $D/d = 1,15$ e $Re = 3.000$	90
4.5	Distribuição de pressão sobre o disco frontal para $D/d = 1,5$ e $Re = 3.000$	90
4.6	Linhas de corrente do escoamento para $Re = 3.000$	92
4.6	Continuação.	93
4.7	Área efetiva de força adimensional em função de s/d e D/d , para $Re = 3.000$ (a), 20.000 (b) e 50.000 (c).	94
4.8	Distribuição de pressão sobre o disco frontal para $Re = 20.000$	96
4.9	Coeficiente de descarga em função de s/d para difusores com $D/d = 1,15$; $1,3$; $1,5$ e $1,7$	102
4.10	Coeficiente de perda em função de s/d para difusores com $D/d = 1,15$; $1,3$; $1,5$ e $1,7$	103

LISTA DE TABELAS

1.1	Consumo e número de consumidores de energia elétrica no Brasil.	19
2.1	Condições de contorno.	40
3.1	Comprimento do domínio computacional.	59
3.2	Resultados dos testes de independência de malha para $Re = 3.000$	65
3.3	Resultados dos testes de independência de malha para $Re = 20.000$	65
3.4	Resultados dos testes de independência de malha para $Re = 50.000$	65
3.5	Erro relativo (%) entre os resultados numéricos e experimentais de A_{ef}^* e C_d para $D/d = 1,5$	71
4.1	Área efetiva de força adimensional para $D/d = 1,15$	82
4.2	Área efetiva de força adimensional para $D/d = 1,3$	83
4.3	Área efetiva de força adimensional para $D/d = 1,5$	84
4.4	Área efetiva de força adimensional para $D/d = 1,7$	85
4.5	Coefficiente de descarga para $D/d = 1,15$	97
4.6	Coefficiente de descarga para $D/d = 1,3$	98
4.7	Coefficiente de descarga para $D/d = 1,5$	99
4.8	Coefficiente de descarga para $D/d = 1,7$	100

LISTA DE ABREVIACÕES

CDS	<i>Central Differencing Scheme</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
DIC	<i>Diagonal Incomplete-Cholesky</i>
DILU	<i>Diagonal Incomplete-LU</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
FSI	<i>Fluid-Structure Interaction</i>
FVM	<i>Finite Volume Method</i>
HRN	<i>High Reynolds Number</i>
LRN	<i>Low Reynolds Number</i>
LUD	<i>Linear Upwind Differencing</i>
OpenFOAM	<i>Open-source Field Operation and Manipulation</i>
PBCG	<i>Preconditioned Bi-Conjugate Gradient</i>
PCG	<i>Preconditioned Conjugate Gradient</i>
PMI	Ponto Morto Inferior
PMS	Ponto Morto Superior
SIMPLE	<i>Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Descrição	Unidade
A_{ef}^*	Área efetiva de força adimensional	-
A_{ef}	Área efetiva de força	m ²
A_i	Área do domínio computacional de uma malha i	m ²
A_t	Área do orifício de alimentação	m ²
COP_{rev}	Coefficiente de performance para um sistema reversível	W/W
COP	Coefficiente de performance	W/W
C_1	Constante do modelo de turbulência	-
C_2	Constante do modelo de turbulência	-
C_μ	Constante do modelo de turbulência	-
C_d	Coefficiente de descarga	-
C_f	Coefficiente de atrito	-
D/d	razão entre o diâmetro do disco frontal e do orifício de alimentação	-
D	Diâmetro do disco frontal	m
F_1	Função do modelo k- ω SST	-
F_2	Função do modelo k- ω SST	-
F	Magnitude da força atuante no disco frontal	N
GCI_{21}	Índice de convergência de malha para a solução da malha 1	-
GCI_{32}	Índice de convergência de malha para a solução da malha 2	-
I	Intensidade turbulenta	-
L	Comprimento da extensão do domínio na saída do difusor (direção y)	m
N_i	Número de células de uma malha i	-
P'_ω	Produção de energia cinética turbulenta limitada	m ² /s ³
P_{th}	Ordem teórica de convergência	-
P'_k	Produção de energia cinética turbulenta limitada	m ² /s ³
P_k	Produção de energia cinética turbulenta	m ² /s ³
P	Ordem aparente de convergência	-
Re_l	Número de Reynolds local, $Re = k^{1/2}l_s/\nu$, onde $l_s = k^{3/2}/\epsilon$	-
Ref	Fator de refinamento global da malha	-
Re	Reynolds number	-
R	Constante do gás ideal para o ar	kJ/(kg K)
T_u	Temperatura do fluido que entra no domínio	K
T	Comprimento da extensão do domínio na saída do difusor (direção x)	m

Símbolo	Descrição	Unidade
T	Temperatura	K
U_0	Velocidade do fluido na entrada do domínio computacional	m/s
U	Magnitude do vetor de velocidade	m/s
$\dot{m}_v$	Fluxo de massa de gás refrigerante através da válvula	kg/s
$\bar{p}$	Pressão média	Pa
$\mathbf{I}$	Tensor identidade	-
$\bar{\mathbf{S}}$	Tensor taxa de deformação média	1/s
$\bar{\mathbf{u}}$	Vetor de velocidade média	m/s
$\mathbf{n}$	Vetor unitário normal a uma face f de um hexaedro	-
$\mathbf{u}'$	Vetor de velocidade flutuante	m/s
$\mathbf{u}$	Vetor de velocidade	m/s
a_1	Constante do modelo de turbulência	-
b_1	Constante do modelo de turbulência	-
c_1	Constante do modelo de turbulência	-
$cd_{k\omega}$	Parte positiva do termo cruzado de difusão da equação de transporte de ω	1/s ⁴
$d_{\epsilon,\text{ef}}$	Difusividade efetiva de ϵ	m ² /s
$d_{\omega,\text{ef}}$	Difusividade efetiva de ω	m ² /s
$d_{\phi,\text{ef}}$	Difusividade efetiva de ϕ	m ² /s
$d_{k,\text{ef}}$	Difusividade efetiva de k	m ² /s
d	Diâmetro do orifício de alimentação	m
e/d	Comprimento adimensional do orifício de alimentação	-
e	Comprimento do orifício de alimentação	m
h_i	Parâmetro representativo da dimensão de uma malha i	m ²
h	Altura da célula adjacente à parede	mm
k_c	Razão de calores específicos	-
k	Energia cinética turbulenta	m ² /s ²
l_m	Comprimento de mistura	m
l_s	Escala de comprimento da turbulência	m
l	Comprimento do difusor radial	m
p^*	Pressão adimensional	-
p_u	Pressão dimensional na região de estagnação do disco frontal ($r/d = 0$)	Pa
p_v	Pressão estática na saída do domínio, $p_v = 0$	Pa
p	Pressão dimensional	Pa
r/d	Localização radial na forma adimensional	-

Símbolo	Descrição	Unidade
r_{21}	Razão de refinamento considerando a malha 1 e 2	-
r_{32}	Razão de refinamento considerando a malha 3 e 2	-
r	Razão de pressão (p_v^{abs}/p_u^{abs})	-
r	Coordenada radial	m
s/d	Afastamento adimensional entre os discos	-
s	afastamento entre o disco frontal e anterior	m
u^+	Velocidade média adimensional, $u^+ = \bar{u}_i/u_\tau$	m/s
u_τ	Velocidade de atrito, $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$	m/s
y_{lam}^+	Distância adimensional da parede igual a 11,067	-
y^+	Distância adimensional da parede, $y^+ = u_\tau y/\nu$	-
$y_\perp$	Distância mais próxima da parede	m
y	Distância da parede a um dado ponto do escoamento	m

SÍMBOLOS GREGOS

Símbolo	Descrição	Unidade
ΔP_{tot}	Queda de pressão total entre a entrada e a saída do domínio	Pa
Δp	Queda de pressão	Pa
$\alpha_{\omega 1}$	Constante do modelo de turbulência	-
$\alpha_{\omega 2}$	Constante do modelo de turbulência	-
α_ϕ	Inverso do número de Prandtl turbulento	-
α_{k1}	Constante do modelo de turbulência	-
α_{k2}	Constante do modelo de turbulência	-
β^*	Constante do modelo de turbulência	-
β_1	Constante do modelo de turbulência	-
β_2	Constante do modelo de turbulência	-
β	Constante do modelo de turbulência	-
ϵ	Taxa de dissipação da energia cinética turbulenta	m ² /s ³
η_0	Constante do modelo de turbulência, $\eta_0 = 4,32$	-
γ_1	Constante do modelo de turbulência	-
γ_2	Constante do modelo de turbulência	-
γ	Constante do modelo de turbulência	-
κ	Constante de Von Kármán, $\kappa = 0,41$	-
ν_{ef}	Viscosidade cinemática efetiva	m ² /s
ν_t	Viscosidade cinemática turbulenta	m ² /s
ν	Viscosidade cinemática molecular do fluido	m ² /s
ω	Taxa de dissipação turbulenta específica	1/s

Símbolo	Descrição	Unidade
ϕ_i	Parâmetro global do escoamento de uma malha i	-
ψ	Coeficientes do modelo de turbulência k- ω SST	-
ρ_u	Massa específica do fluido que entra no domínio	kg/m ³
ρ	Massa específica do fluido	kg/m ³
σ_ϵ	Número de Prandtl turbulento para ϵ	-
$\sigma_{\omega 1}$	Constante do modelo de turbulência	-
$\sigma_{\omega 2}$	Constante do modelo de turbulência	-
σ_k	Número de Prandtl turbulento para k	-
$\boldsymbol{\tau}^R$	Tensor das tensões de Reynolds	m ² /s ²
θ	Ângulo do setor circular do domínio computacional	graus
ξ	Coeficiente de perda (%)	-

OPERADORES MATEMÁTICOS

Símbolo	Descrição	Unidade
$\int$	Operador matemático integral	
∇	Operador matemático nabla em coordenadas Euclidianas	1/m
∂	Operador matemático derivada parcial	
Σ	Operador matemático somatório	

SUBSCRITO

amb	Condição ambiente
i	Índice geral
rev	Processos reversíveis
u	Região de estagnação do disco frontal ($r/d = 0$)

SOBRESCRITO

abs	Escala absoluta
tot	Pressão total

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	18
1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO E MOTIVAÇÃO DO TRABALHO	18
1.2 REVISÃO DA LITERATURA	27
1.3 OBJETIVOS	32
1.4 CONTRIBUIÇÕES DA TESE	33
1.5 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	33
2 METODOLOGIA DE SOLUÇÃO	35
2.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES	35
2.2 MODELAGEM FÍSICA E MATEMÁTICA DO ESCOAMENTO	35
2.2.1 Equações Governantes	36
2.2.2 Modelagem da Turbulência	36
2.3 DOMÍNIO COMPUTACIONAL E CONDIÇÕES DE CONTORNO	38
2.4 MODELAGEM NUMÉRICA	43
2.4.1 Discretização do Domínio Computacional	44
2.4.2 Discretização das Equações Governantes	45
2.5 REDUÇÃO DE DADOS	46
3 CONFIGURAÇÃO E VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO	48
3.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES	48
3.2 DOMÍNIOS 2D e 3D	48
3.3 CONFIGURAÇÃO DO DOMÍNIO COMPUTACIONAL	51
3.3.1 Comprimento do Orifício de Alimentação	51
3.3.2 Saída do Domínio Computacional	55
3.4 VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO	59
3.4.1 Refinamento Parietal	60
3.4.2 Refinamento Global	62
3.4.3 Modelagem da Turbulência	68
3.4.4 Análise da Distribuição de Pressão na Palheta	77
3.4.5 Resumo	79

4	RESULTADOS	81
4.1	CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES	81
4.2	ÁREA EFETIVA DE FORÇA	81
4.2.1	Influência do Afastamento e do Número de Reynolds	86
4.2.2	Influência da Razão de Diâmetro	93
4.3	COEFICIENTE DE DESCARGA	96
4.3.1	Influência do Afastamento e do Número de Reynolds	101
4.4	COEFICIENTE DE PERDA DE ENERGIA	102
5	CONCLUSÕES	104
5.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	104
5.2	CONCLUSÕES - METODOLOGIA NUMÉRICA	105
5.3	CONCLUSÕES - PARÂMETROS GLOBAIS	106
5.3.1	Área Efetiva de Força	106
5.3.2	Coeficiente de Descarga	107
5.4	RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	107
	REFERÊNCIAS	109
	APÊNDICES	117
A	MODELAGEM DA TURBULÊNCIA	117
A.1	CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES	117
A.2	MODELO RNG k- ϵ	117
A.3	MODELO k- ω SST	118

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO E MOTIVAÇÃO DO TRABALHO

Conforme o anuário estatístico de energia elétrica redigido em 2020 (EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA - EPE, 2020) a geração elétrica do Brasil em 2019 teve a seguinte origem: 13,3% de gás natural, carvão e derivados do petróleo, 63,5% de fonte hidráulica, 12,6% de energia nuclear, eólica e solar, 8,3% de biomassa e 2,3% provenientes de outras¹ fontes. Felizmente, nota-se que a participação de fontes fósseis (13,3%) na geração de energia elétrica no Brasil não é muito significativa. Isto é um aspecto favorável ao Brasil porque são fontes esgotáveis e geram emissões de poluentes que, em sua maioria, são responsáveis por danos ao meio ambiente. Atualmente, causar danos ao meio ambiente gera repercussões negativas à sociedade, à economia e aos seres vivos em geral.

A Tabela 1.1 mostra o consumo e o número de consumidores de energia elétrica no Brasil nos últimos 8 anos para diversos setores. O setor residencial, sobretudo, destaca-se mostrando uma tendência de crescimento do número de consumidores (participação de 86,3%) e do consumo (participação de 29,6%) de energia elétrica. Em relação ao setor residencial, os refrigeradores e freezers são responsáveis por mais de 30% do consumo de energia elétrica (GHISI *et al.*, 2007; CARDOSO *et al.*, 2010). Além disso, com as temperaturas mais elevadas e o aumento da renda dos Brasileiros, a aquisição de aparelhos climatizadores de ambientes aumentou significativamente nas últimas duas décadas. A participação destes aparelhos no consumo de eletricidade nos lares brasileiros aumentou de 6,7% em 2005 para 16,9% em 2016 (GOMES *et al.*, 2018).

No final de 2012, 1,4 bilhões de refrigeradores e freezers domésticos estavam em ope-

¹Gás de coqueria, outras secundárias, outras não renováveis, outras renováveis e biodiesel.

Tabela 1.1 – Consumo e número de consumidores de energia elétrica no Brasil.

	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	Δ% (2019/2018)	Part. % (2019)
Consumo (GWh)	448.126	463.143	474.823	465.708	461.780	467.161	474.820	482.226	1,6	100,0
Residencial	117.646	124.908	132.302	131.190	132.872	134.369	137.615	142.781	3,8	29,6
Industrial	183.425	184.685	179.106	169.289	165.314	167.398	169.625	167.684	-1,1	34,8
Comercial	79.226	83.704	89.840	90.768	87.873	88.292	88.631	92.075	3,9	19,1
Rural	22.952	23.455	25.671	25.899	27.267	28.136	29.168	28.870	-1,0	6,0
Poder Público	14.077	14.653	15.355	15.196	15.096	15.052	15.076	15.752	4,5	3,3
Iluminação Pública	12.916	13.512	14.043	15.333	15.035	15.443	15.690	15.850	1,0	3,3
Serviço Público	14.525	14.847	15.242	14.730	14.969	15.196	15.778	15.958	1,1	3,3
Consumo Próprio	3.360	3.379	3.265	3.304	3.355	3.277	3.238	3.257	0,6	0,7
Consumidores (mil)	72.377	74.814	77.171	79.107	80.624	82.464	83.682	85.071	1,7	100,0
Residencial	61.697	63.862	66.007	67.746	69.277	70.907	72.081	73.380	1,8	86,3
Industrial	573	584	574	549	536	528	519	472	-8,9	0,6
Comercial	5.271	5.445	5.566	5.689	5.689	5.754	5.785	5.895	1,9	6,9
Rural	4.129	4.200	4.279	4.366	4.365	4.499	4.520	4.528	0,2	5,3
Poder Público	536	544	561	568	560	573	572	574	0,4	0,7
Iluminação Pública	83	87	88	93	96	99	97	105	8,8	0,1
Serviço Público	76	79	84	87	91	95	99	106	7,3	0,1
Consumo Próprio	12	12	14	10	9	9	9	10	4,8	0,0

Fonte: Anuário estatístico de energia elétrica 2020 (EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA - EPE, 2020).

ração ao redor do mundo, os quais foram responsáveis por quase 14% do consumo total de eletricidade no setor residencial e por emissões anuais de gases de efeito estufa de 450 milhões de toneladas de CO₂eq² no planeta (BARTHEL; GÖTZ, 2012). Adicionalmente, Barthel e Götz (2012) mostraram que a distribuição de aparelhos de refrigeração é muito desigual quando analisada em onze diferentes regiões do mundo. Tendo esses dados em mente, os autores anteciparam uma elevação na demanda de tais aparelhos principalmente em países em desenvolvimento, tais como aqueles localizados no continente Asiático e Africano.

Portanto, com o cenário apresentado, produzir equipamentos de maior eficiência do ponto de vista energético significa maior aceitação no mercado e maiores lucros para as indústrias do ramo de refrigeração. Por outro lado, para o governo significa redução em investimentos para elevar a capacidade de geração de energia. Em termos do interesse coletivo da sociedade, equipamentos com maior eficiência energética implicam em menores agressões ao meio ambiente.

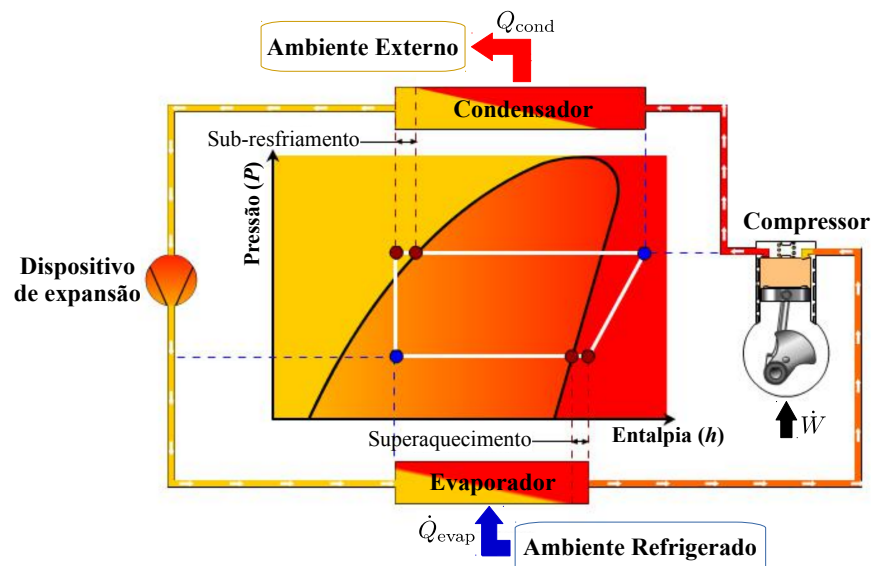
Dentre os diversos sistemas de refrigeração existentes, o sistema baseado no ciclo de compressão mecânica a vapor é o mais empregado na grande maioria dos refrigeradores domésticos (BANSAL *et al.*, 2011). Este sistema, mostrado esquematicamente na Figura 1.1, é composto basicamente por quatro componentes principais funcionando em um ciclo: evaporador, compressor, condensador e dispositivo de expansão.

Neste sistema, o compressor promove o escoamento e o aumento de pressão do gás

²Expressa a quantidade de gases de efeito estufa em termos equivalentes da quantidade de dióxido de carbono, CO₂, (WIGLEY, 1998).

refrigerante do estado de vapor superaquecido na saída do evaporador para a pressão na entrada do condensador. Neste, o gás gradativamente rejeita calor para o meio ao longo do escoamento, mudando de fase do estado de vapor superaquecido para o estado líquido subresfriado na saída do condensador. Na sequência, o fluido refrigerante sofre uma queda brusca de pressão em um processo isoentálpico no dispositivo de expansão, transformando-se em uma mistura de líquido e vapor (ainda com uma grande quantidade de líquido) em baixa pressão na entrada do evaporador. Finalmente, o refrigerante absorve calor gradativamente ao longo do escoamento no evaporador, mudando de fase até tornar-se vapor superaquecido na saída do evaporador. A quantidade de calor absorvido é o efeito de refrigeração desejado no ambiente onde se localiza o evaporador. Estes processos se repetem, dando origem ao ciclo termodinâmico mostrado no diagrama $P-h$ (pressão-entalpia) da Figura 1.1. Como todos os ciclos, o desempenho do sistema de refrigeração é dependente do desempenho individual de cada componente (STOECKER; JONES, 1985). Por ser o componente do sistema que mais consome energia, o aumento da eficiência do compressor pode produzir o aumento da eficiência do sistema, desde que os demais componentes sejam otimizados em conjunto.

Figura 1.1 – Sistema de compressão mecânica a vapor e diagrama $P-h$.



Fonte: Adaptado de (DANFOSS, 2018).

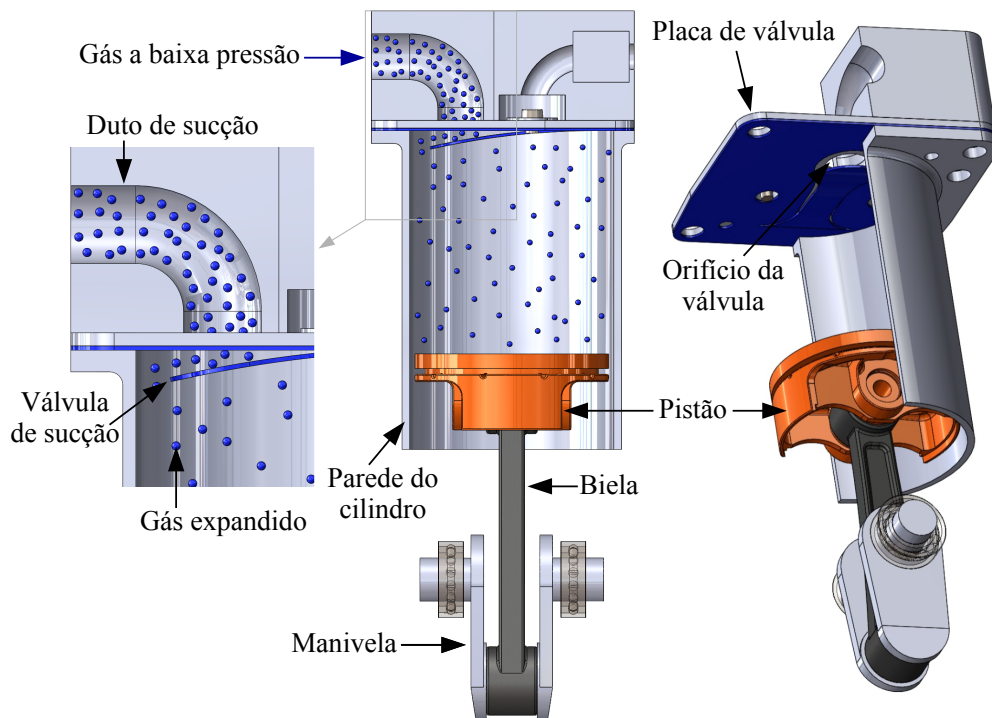
Um dos tipos de compressores mais utilizados em sistema de refrigeração por compressão mecânica de vapor é o compressor alternativo. A Figura 1.2 mostra um esquema simplificado de um compressor alternativo. Nesse esquema, o conjunto biela-manivela

transmite um movimento alternativo ao pistão do compressor. O movimento do pistão fica limitado entre dois pontos extremos, o Ponto Morto Superior (PMS) e o Ponto Morto Inferior (PMI). Quando o pistão está localizado no ponto morto superior existe uma quantidade de gás residual entre a face do pistão e o cabeçote onde se localiza a placa de válvulas. Esse pequeno espaço é denominado de volume morto.

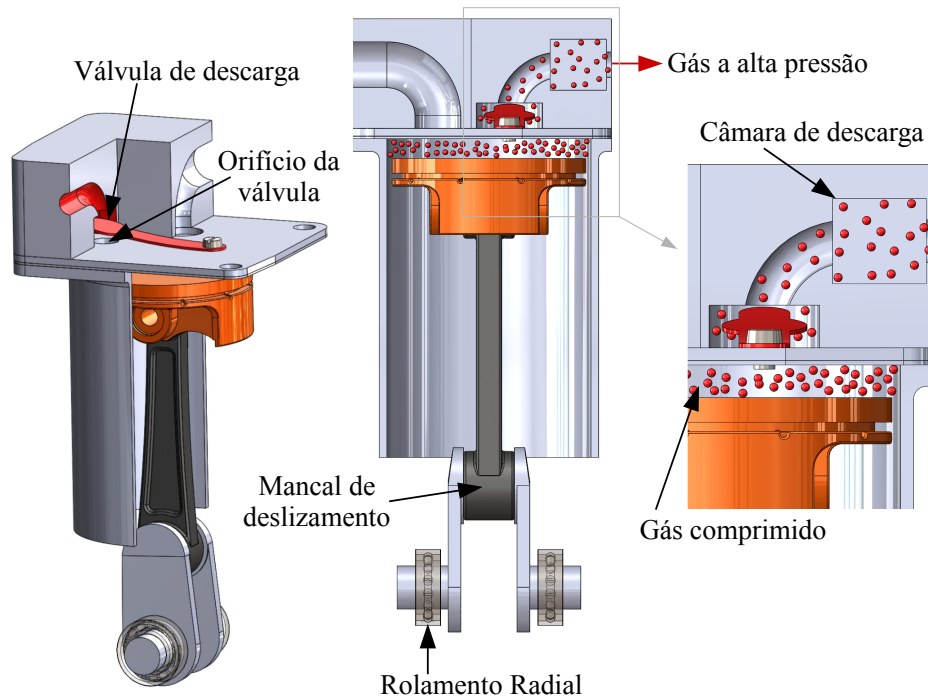
Quando o pistão é acionado saindo do PMS em direção ao PMI, ocorre o aumento do volume do gás refrigerante que está no interior do cilindro, constituindo o processo de expansão do gás. Com a redução da pressão do gás no interior do cilindro, promove-se uma diferença de pressão entre o cilindro e câmara de sucção, que encontra-se aproximadamente na pressão do evaporador. Essa diferença de pressão aumenta à medida que o pistão se desloca para atingir o PMI. Como a válvula deste tipo de compressor é basicamente uma lâmina engastada, quando a força causada por essa diferença de pressão for maior do que a força de resistência da válvula de sucção, a lâmina se deforma para baixo, liberando a passagem do gás pelo orifício da válvula de sucção. Após a abertura da válvula de sucção, o gás refrigerante proveniente do evaporador preenche todo o volume do cilindro, o que é denominado de processo de sucção. Após atingir o PMI conforme mostra a Figura 1.2a, o pistão inicia seu movimento no sentido inverso. Nesse processo, denominado de compressão, ocorre o aumento da pressão do gás no interior do cilindro, o que promove o fechamento da válvula de sucção, impedindo o retorno do gás para o evaporador. Após o fechamento da válvula de sucção, o aumento de pressão continua ocorrendo até que a força produzida pela diferença de pressão entre o cilindro e a câmara de descarga seja suficiente para vencer a força de resistência da válvula de descarga. Quando isso ocorre, a lâmina se deforma no sentido de liberar a passagem do gás pelo orifício de descarga, promovendo o escoamento do gás para o condensador (Figura 1.2b). Como o movimento das válvulas é produzido pelas forças causadas pela diferença de pressão do próprio gás e não por um dispositivo externo, essas válvulas são denominadas de automáticas.

Figura 1.2 – Esquema de um compressor alternativo.

(a) Pistão no PMI



(b) Pistão no PMS



Fonte: Dados do próprio autor.

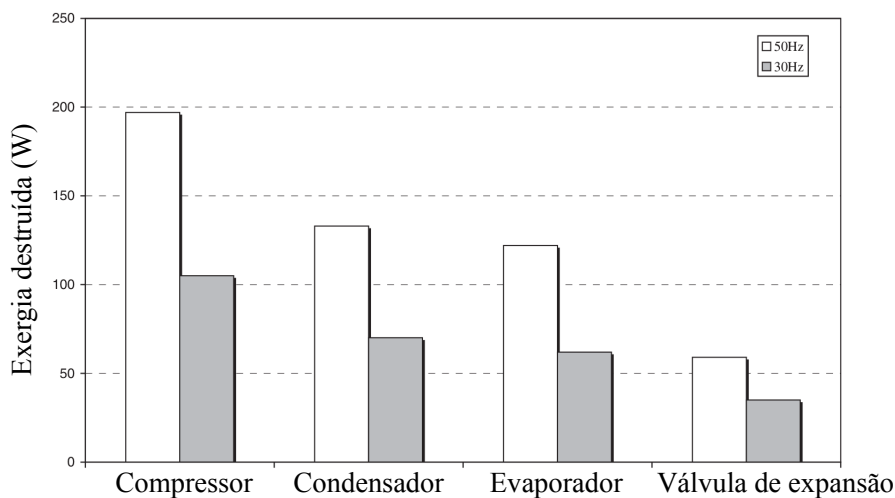
Na avaliação da eficiência dos sistemas de refrigeração a vapor, o parâmetro mais comumente usado é a eficiência energética baseada na Primeira Lei da Termodinâmica,

que é denominado de Coeficiente de Performance (COP). Trata-se da razão entre a capacidade de refrigeração (quantidade de calor retirada do ambiente a ser resfriado pelo evaporador) e a potência elétrica consumida no compressor para realizar essa tarefa. No entanto, apesar de indicar as possibilidades de melhoria termodinâmica, a análise baseada apenas na Primeira Lei da Termodinâmica, muitas vezes é insuficiente, sendo necessárias abordagens exergéticas (MOROSUK; TSATSARONIS, 2009). Nesse caso, são avaliadas as ineficiências de cada componente usando a taxa de destruição de exergia em cada componente do sistema. Para calcular o desempenho do sistema pode ser empregada a eficiência exergética (η_{ex}) baseada na Segunda Lei da Termodinâmica, a qual pode ser vista como a razão entre o coeficiente de performance real do sistema avaliado (COP) e do sistema reversível (COP_{rev}) nas mesmas condições de operação do sistema real.

Através de uma análise exergética de resultados experimentais de um sistema de refrigeração por compressão a vapor, Aprea *et al.* (2003) avaliaram o desempenho do sistema e de seus componentes. A capacidade de refrigeração do sistema foi controlada por meio da variação de velocidade do compressor abastecido por diferentes gases refrigerantes. Dentre os quatro componentes principais do sistema, os autores concluíram que a contribuição do compressor para a irreversibilidade geral do sistema é a mais relevante. Em outra análise exergética, além dos dados experimentais, Aprea e Renno (2004) utilizaram um modelo termodinâmico que evidenciou a distribuição da exergia destruída para cada componente, a qual diminui com a frequência de operação do compressor (Figura 1.3). Nota-se que a exergia destruída no compressor representou 37% da exergia total destruída. Em ordem crescente, o condensador contribuiu com 27%, o evaporador com 23% e a válvula de expansão com apenas 13%.

Maiores taxas de destruição de exergia em sistemas de refrigeração por compressão mecânica a vapor também foram atribuídas ao compressor por (MOROSUK; TSATSARONIS, 2009; JOYBARI *et al.*, 2013). Contudo, ressalta-se que a otimização em componentes de sistemas de refrigeração deve ser feita com cautela, pois o aumento da eficiência exergética de um componente pode resultar em maiores perdas exergéticas em outros componentes, não surtindo o efeito desejado no aumento do desempenho global do sistema (DINIZ, 2018).

Figura 1.3 – Exergia destruída para componentes de uma planta de refrigeração operando com gás R407C.



Fonte: Reproduzido de (APREA; RENNO, 2004).

As ineficiências em compressores domésticos de refrigeração podem ser classificadas de dois tipos: aquelas que promovem a redução da vazão mássica de gás refrigerante e as que elevam a potência consumida (DINIZ, 2018). As principais causas de redução de vazão mássica de gás refrigerante estão bem explanadas no trabalho de Diniz (2018): escoamento no motor elétrico, expansão do gás contido no volume morto, superaquecimento do gás quando este escoa pela linha de sucção até o interior do cilindro, refluxos nas válvulas, atrito viscoso e vazamentos. Atualmente, utilizam-se materiais que transmitem menor quantidade de calor para o gás refrigerante que escoa pela câmara de sucção para amenizar o superaquecimento. Por outro lado, nota-se o esforço da comunidade científica em investigar alguns efeitos no sistema de válvulas que comprometem o desempenho dos compressores, tais como: otimização do sistema de válvulas para diminuir a perda de energia do escoamento (PEREIRA *et al.*, 2008a), refluxos (TAO *et al.*, 2018) e vazamentos de gás (SILVA; DESCHAMPS, 2015; REZENDE *et al.*, 2018).

Em contrapartida, as ineficiências que elevam o consumo de potência podem ser divididas em perdas termodinâmicas, mecânicas e elétricas (DINIZ, 2018). As perdas termodinâmicas estão diretamente relacionadas com o ciclo de operação do compressor. Parte das perdas termodinâmicas é proveniente da transferência de calor para o gás dentro do cilindro e aquelas devido aos processos irreversíveis de expansão e compressão do ciclo. A outra parcela ocorre durante os processos de sucção e expansão, cujas principais fontes são: pulsação de pressão nas câmaras e nos filtros, atrito viscoso nos orifícios, inércia e

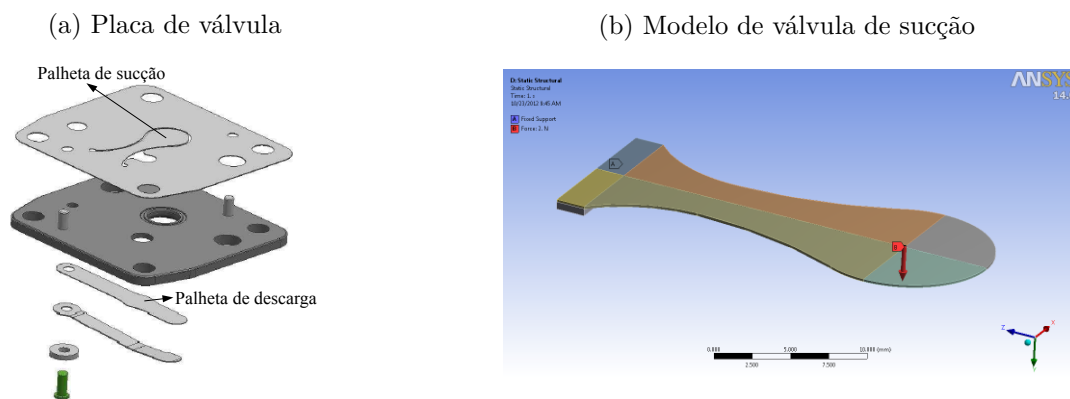
rigidez das válvulas, força de adesão provocada pelo óleo em contato com a válvula e o assento. As principais perdas mecânicas ocorrem nos rolamentos e mancais do sistema de transmissão de movimento, enquanto que, as perdas elétricas estão relacionadas às correntes parasitas e ao fenômeno de histerese no motor elétrico.

O estado da arte em compressores alternativos de refrigeradores domésticos na última década indicava uma eficiência termodinâmica de 80 a 83%, muito menor do que as eficiências elétricas (entre 87 e 88%) e mecânicas (92%) (RIBAS *et al.*, 2008). Segundo os mesmos autores, futuras melhorias de eficiência desses compressores estariam associadas com a redução das perdas termodinâmicas. Para um compressor de elevada eficiência com capacidade de 900 BTU/h (Ashrae/LBP), operando com refrigerante R134a, Ribas *et al.* (2008) reportaram a ocorrência da maior parcela das perdas termodinâmicas (47%) nos processos de sucção e descarga, tendo como origens os efeitos viscosos do escoamento de refrigerante da linha de sucção até o cilindro e do cilindro à linha de descarga nos processos de sucção e descarga, respectivamente. O superaquecimento (49%) e vazamentos de refrigerante (4%) contribuem para o restante das perdas termodinâmicas neste compressor (RIBAS *et al.*, 2008).

Esses dados mostram a importância de estudar o problema do escoamento em válvulas. Investigar o escoamento em detalhes para entender os mecanismos que produzem as perdas pode ajudar a aumentar a eficiência das válvulas e, conseqüentemente, a eficiência do compressor. Isso pode ser feito usando a metodologia experimental ou metodologias da Mecânica dos Fluidos Computacional (CFD - acrônimo de *Computational Fluid Dynamics*), por meio de simulações do escoamento. Fazer isso usando CFD é uma alternativa viável e pode fornecer resultados com um grau de precisão satisfatória desde que o modelo físico represente todos os efeitos importantes do problema e que seja validado por meio de resultados experimentais.

A Figura 1.4 apresenta um exemplo típico de válvulas utilizadas em compressores alternativos. Tais válvulas, conhecidas como válvulas do tipo palheta, são lâminas de pequena espessura engastadas em uma das extremidades, contribuindo para o seu funcionamento automático, como mostra a Figura 1.4a. A Figura 1.4b ilustra um modelo numérico usado para análise modal da estrutura de uma válvula de sucção, que possui geometria complexa na maioria dos casos.

Figura 1.4 – Exemplo típico de válvulas automáticas.



Fonte: Dados do próprio autor.

Calcular o escoamento em válvulas de compressores de refrigeração não é uma tarefa fácil, uma vez que requer a solução da dinâmica da válvula, que está associada a um problema complexo de interação fluido-estrutura (FSI - acrônimo de *Fluid Structure Interaction*). Nesse problema, o escoamento do refrigerante e o movimento e deformação da válvula são resolvidos simultaneamente ou por meio de um modelo simplificado quase-estático, no qual o escoamento do fluido é resolvido de maneira desacoplada do problema da dinâmica da válvula. A solução FSI (GASCHE *et al.*, 2016; HWANG *et al.*, 2017; TAO *et al.*, 2018) pode fornecer resultados bastante precisos para metodologias numéricas adequadamente validadas, o que não é uma tarefa trivial. As desvantagens da aplicação dessa metodologia para propósitos de simulação do compressor como um todo são o tempo elevado de obtenção da solução e os elevados recursos computacionais necessários, em termos de capacidade de processamento de dados. Embora simplificado, o modelo quase-estático ainda é atualmente utilizado (LINK; DESCHAMPS, 2011; DUTRA; DESCHAMPS, 2015; SILVA; DESCHAMPS, 2015; DINIZ, 2018) porque pode fornecer resultados em tempos de processamento menores e com precisão para o mesmo propósito. Para aplicar esse modelo, a vazão de refrigerante pela válvula é requerida para uma larga faixa de afastamento entre a válvula e o seu assento. Por outro lado, o afastamento depende da força exercida pelo escoamento sobre a superfície da válvula. Usualmente, um modelo simplificado de um grau de liberdade (MATOS *et al.*, 2006a; PEREIRA *et al.*, 2008b; LINK; DESCHAMPS, 2010; MYRRIA *et al.*, 2012; PEREIRA *et al.*, 2012) é usado para resolver o problema da dinâmica da válvula, procedimento que requer a força como parâmetro de entrada para determinar o seu deslocamento instantâneo.

A força resultante sobre a válvula pode ser determinada através do parâmetro global de desempenho da válvula denominado de área efetiva de força, A_{ef} , que é a razão entre a força resultante e a diferença de pressão do escoamento através da válvula. Uma vez que é conhecida, a força que atua sobre a válvula pode ser determinada através da variação de pressão ao longo da válvula, que é um resultado proveniente da solução dos processos de sucção e de descarga do compressor. A vazão mássica de refrigerante pela válvula pode ser obtida por outro parâmetro global denominado de coeficiente de descarga, C_d , que é a razão entre a vazão mássica real e a vazão mássica em condições ideais de escoamento isentrópico, ou por meio da área efetiva de escoamento (parâmetro dimensional associado ao coeficiente de descarga). Se o coeficiente de descarga é conhecido, a vazão mássica real de refrigerante do escoamento pela válvula pode ser determinada usando apenas a razão de pressão através da válvula (FERREIRA; GASCHE, 2019). O uso desses dois parâmetros simplifica e acelera a simulação do compressor. Por essas vantagens, esses parâmetros tem sido usados atualmente em trabalhos de simulação de compressores de refrigeração (PÉREZ-SEGARRA *et al.*, 2003; DAMLE *et al.*, 2011; DUTRA; DESCHAMPS, 2015; DINIZ, 2018). Alguns trabalhos utilizam estes modelos de compressor para estudar algum fenômeno em específico. Como exemplo, Link e Deschamps (2011) usou o modelo para estudar o processo transiente de acionamento e desligamento do compressor. Por outro lado, Silva e Deschamps (2015) usou o modelo para prever vazamentos em válvulas e o seu efeito no desempenho do compressor.

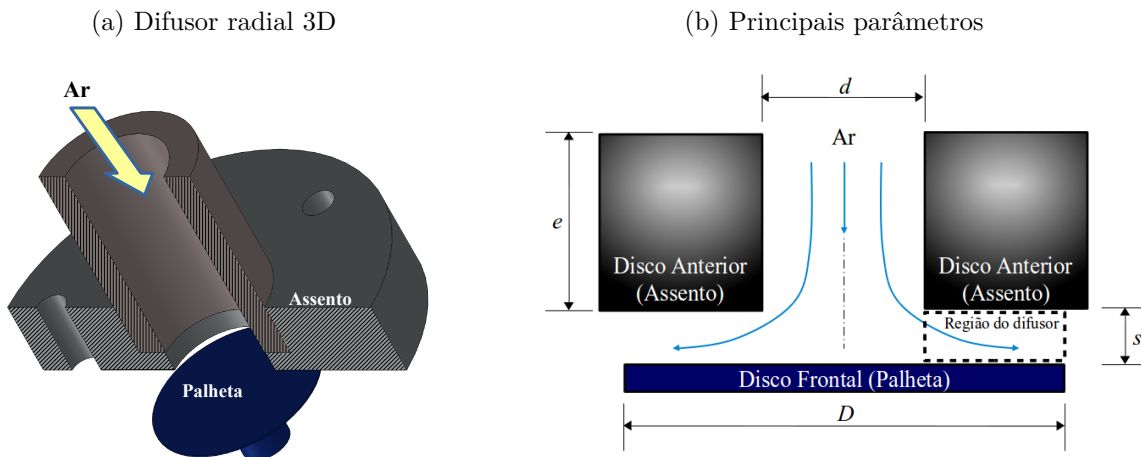
1.2 REVISÃO DA LITERATURA

Como já mencionado, o modelo quase-estático também pode ser usado para resolver o problema da dinâmica da válvula, principalmente quando o objetivo é simular o compressor como um todo. Nesse modelo, o problema do escoamento na geometria da válvula é resolvido para várias posições estáticas da válvula e várias vazões do escoamento, produzindo dados para calcular os parâmetros globais de área efetiva de força, A_{ef} , e de coeficiente de descarga, C_d . Os dados de área efetiva de força são usados para calcular a força exercida pelo escoamento sobre a válvula em cada posição estática. Essa força, por sua vez, é usada em um modelo de um grau de liberdade para determinar o deslocamento subsequente da válvula. Por outro lado, os dados de coeficiente de descarga são usados na simulação do compressor para calcular a vazão real do escoamento pela válvula quando a

diferença de pressão entre a entrada e a saída do escoamento - obtida durante a simulação dos processos de expansão e compressão do compressor - é conhecida. Na simulação do escoamento pela válvula para obtenção do C_d , a diferença de pressão é determinada pela solução numérica do escoamento para uma vazão especificada. Embora simplificado, este modelo é atualmente ainda usado pois fornece resultados suficientemente precisos para o propósito de simulação global do compressor, consumindo menor tempo computacional, quando comparado com modelos que resolvem o problema completo de interação fluido-estrutura.

Devido a complexidade geométrica das válvulas, geometrias mais simplificadas, como aquela conhecida como difusor radial (Figura 1.5), têm sido utilizadas desde a década de 70 para investigar o escoamento em válvulas de compressores alternativos. Nesse modelo, o fluido escoaxialmente pelo orifício de diâmetro d - modelo do orifício de alimentação do sistema de válvula -, o qual é defletido pelo disco frontal de diâmetro D - modelo da lâmina da válvula -, e escoaradialmente na região de altura s , denominada de difusor radial - região entre o disco anterior, que modela o assento da válvula, e o disco frontal - até a saída.

Figura 1.5 – Difusor Radial.



Fonte: Dados do próprio autor.

Com a intenção de simular o compressor como um todo, alguns trabalhos utilizaram o modelo físico do difusor radial. Nesse caso, o disco frontal deixa de ser fixo e a sua dinâmica passa a ser regida normalmente por um modelo de um grau de liberdade. Por exemplo, Matos *et al.* (2006b) simularam o ciclo de operação de um compressor alternativo de pequeno porte considerando uma metodologia diferencial bidimensional. Por

outro lado, Pereira *et al.* (2008b) comparam resultados de modelos unidimensional (1D), bidimensional (2D) e tridimensional (3D) para simulação do ciclo completo de compressores, incluindo todos os componentes principais do compressor. No entanto, esses trabalhos apenas usaram do difusor radial como modelo de válvula, sem analisar o escoamento nessa geometria com a intenção de obter dados para os parâmetros globais.

O difusor radial também tem sido bastante utilizado como modelo para determinar os parâmetros globais de válvulas tipo palheta usadas em compressores alternativos de refrigeração. Soluções numéricas para escoamentos laminares e incompressíveis foram obtidas por Hayashi *et al.* (1975), Raal (1978), Piechna e Meier (1986), Ferreira *et al.* (1987), Deschamps *et al.* (1988b), Ferreira *et al.* (1989) e Mariani *et al.* (2010). Como escoamentos em válvulas de compressores de refrigeração podem atingir números de Reynolds - baseados no diâmetro de orifício - maiores do que 100.000, estas soluções são inadequadas devido ao baixo número de Reynolds requerido nos modelos de escoamento em regime laminar.

Simulações numéricas para escoamentos turbulentos e incompressíveis foram realizadas por Deschamps *et al.* (1996) usando o código computacional FLUENT® para determinar a área efetiva de força e de escoamento em um difusor radial com $D/d = 1,5$, embora essa razão de diâmetro seja relevante para o projeto de válvulas, os autores investigaram o escoamento para apenas três afastamentos entre o disco anterior e o frontal - $s/d = 0,05$; $0,07$ e $0,1$ - e para apenas dois números de Reynolds - $Re = 10.000$ e 40.000 . Como o número de Reynolds é elevado, eles utilizaram o modelo de turbulência RNG k- ϵ (ORZAG *et al.*, 1993) para a solução do escoamento. As limitações do trabalho, quando o objetivo é aplicar os dados dos parâmetros globais em simulação de compressores, são as faixas limitadas de afastamento e número de Reynolds usadas nas simulações do problema.

Casanova (2001) resolveu o escoamento incompressível e turbulento utilizando um modelo de difusor radial bidimensional. Análises dos efeitos dos modelos de turbulência na solução numérica foram conduzidas, mostrando que o modelo RNG k- ϵ de Yakhot e Orszag (1986) prevê a distribuição de pressão na superfície do disco frontal com maior exatidão em relação aos modelos k- ϵ de Launder e Spalding (1974) e k- ω de Wilcox (1993). Utilizando dois diferentes tamanhos de válvula ($D/d = 1,66$ e $3,0$), três diferentes afastamentos ($s/d = 0,03$; $0,05$ e $0,07$) e apenas um número de Reynolds ($Re = 25.000$), Casanova investigou o efeito da inclinação da palheta (de 0 até $\alpha = 2^\circ$) sobre o escoamento. Nesta

análise, o autor observou uma variação significativa nos campos de pressão, velocidade e grandezas turbulentas. Os efeitos do número de Reynolds ($Re = 5.000$; 25.000 e 50.000) na distribuição de pressão sobre o disco frontal também foram estudados para os mesmos afastamentos e inclinações anteriores, mas apenas para uma razão de diâmetro, $D/d = 1,66$. Os resultados demonstraram que o campo de pressão sobre o disco frontal, quando escrito numa forma adimensional apropriada, é independente do número de Reynolds a partir de uma determinada vazão. Por fim, ainda simulando o escoamento em regime permanente, o autor estudou o efeito da inclinação do disco frontal sobre a força causada pelo escoamento utilizando as duas razões de diâmetro e os três afastamentos para $Re = 25.000$. A análise mostrou que a força aumenta com a inclinação do disco para as duas razões de diâmetro. Nesse contexto, os resultados mostraram que apenas a válvula com $D/d = 1,66$ apresentou força resultante estritamente positiva. Apesar de realizar um trabalho cuidadoso do ponto de vista de modelagem computacional, a relação $D/d = 3,0$ não é usualmente utilizada em válvulas de compressores, assim como a faixa de afastamento analisada também é limitada. Além disso, uma limitação importante deste trabalho para aplicações em simulação de compressores é a ausência de dados dos parâmetros globais.

Colaciti *et al.* (2007) também simulou numericamente o escoamento turbulento em um difusor radial com propósito de configurar um modelo capaz de fornecer resultados compatíveis com os dados experimentais de Tabatabai e Pollard (1987). Para encontrar a melhor configuração do modelo, os autores promoveram avaliações do domínio computacional, de condições de contorno e de quatro tipos de modelos de turbulência: k- ϵ padrão (YAKHOT; ORSZAG, 1986), RNG k- ϵ (YAKHOT *et al.*, 1992), k- ω SST (ANSYS-CFX®, 1996) e um modelo não-linear para o tensor de Reynolds denominado de BSL (ANSYS-CFX®, 1996). Os perfis de velocidades tomados em diferentes regiões do domínio numérico foram confrontados com os perfis experimentais mostrando que a configuração do domínio computacional e a correta adoção das condições de contorno são fundamentais na solução deste tipo de escoamento. Os autores recomendam o uso do modelo k- ω SST, visto que para escoamentos com número de Reynolds elevado o modelo BSL não atingiu a convergência. Além disso, o modelo SST consumiu menos tempo computacional do que o modelo BSL. Por outro lado, os autores não recomendaram o uso dos outros dois tipos de modelo k- ϵ . Entretanto, apesar das simulações contemplarem escoamentos para número de Reynolds elevado ($Re \approx 164.000$), a razão de diâmetro utilizada ($D/d = 16$) é bem

maior do que as razões de diâmetros aplicadas em válvulas de compressores alternativos de refrigeração. Além disso, o estudo foi baseado em apenas um afastamento entre os discos ($s/d = 0,13$).

Mais recentemente, a metodologia de simulação de grande escalas para modelamento da turbulência foi empregado para a solução do escoamento considerando três números de Reynolds ($Re = 600$; 3.000 e 6.000) através de um difusor radial com $D/d = 3,0$. No intuito de avaliar efeitos tridimensionais na solução, Rigola *et al.* (2008) comparou resultados do perfil de pressão sobre o disco frontal utilizando dois modelos: um modelo 2D e outro aplicando condição de contorno de periodicidade no mesmo domínio 2D. Os resultados mostraram que os efeitos tridimensionais são importantes apenas para os dois maiores números de Reynolds ($Re = 3.000$ e 6.000). Por fim, os autores apresentaram os comportamentos da área efetiva de força e de escoamento em função do espaçamento adimensional entre os discos para cada número de Reynolds simulado. Para aplicações em simulações globais de compressores de refrigeração, os resultados também são limitados, pois os autores investigaram os parâmetros globais apenas para três número de Reynolds e três afastamentos unidimensionais - $s/d = 0,1$; $0,3$ e $0,9$.

A influência de vários parâmetros geométricos nos valores de área efetiva de força e de escoamento foi estudada experimentalmente por Ferreira e Driessen (1986) para uma ampla faixa de razões de diâmetro - $D/d = 1,2$; $2,0$; $3,0$; $4,0$ e $5,0$ -, e para vários afastamentos adimensionais - s/d variando de quase zero até aproximadamente a unidade. Entretanto, para as razões de diâmetro usualmente empregadas em projeto de válvulas de compressores, os autores apresentaram resultados para um único número de Reynolds ($Re = 10.500$), o que não permite a aplicação adequada dos resultados em modelos de simulação de compressores.

Gasche *et al.* (2015) investigaram experimentalmente o escoamento em um difusor radial com razão de diâmetro de $D/d = 1,5$, para escoamentos com número de Reynolds variando de 3.000 até 20.000 , e afastamentos na faixa de $s/d = 0,01$ até $0,09$. Além das limitações dos valores de razão de diâmetro e de número de Reynolds investigados, apenas resultados para a distribuição de pressão na superfície do disco frontal foram apresentados. Esses dados, entretanto, foram usados aqui para a validação da metodologia numérica desenvolvida para analisar o escoamento em válvulas de compressores de refrigeração.

Conforme mostrado nesta revisão da literatura, dados experimentais e de simulação

numérica para os parâmetros globais de válvulas - área efetiva de força e coeficiente de descarga - foram reportados apenas para uma faixa limitada de operação, quando comparada àquelas usualmente empregadas em válvulas de compressores alternativos de refrigeração. Alguns dados foram reportados para razões de diâmetro não usuais em aplicações de válvulas de compressores ($D/d = 3,0$ e $D/d=16,0$). Em alguns trabalhos, o número de Reynolds investigados é muito pequeno (de $Re=500$ até 6.000), e, em outros casos, os afastamentos entre discos são pequenos ($s/d < 0,1$).

Atualmente, os compressores alternativos normalmente utilizam válvulas com razões de diâmetro de $1,15$ até $2,0$ e afastamentos atingindo $s/d = 1,0$. Em válvulas de descarga o número de Reynolds pode atingir valores maiores do que 100.000 . Portanto, as influências dos valores desses parâmetros necessitam ser conhecidos para as faixas típicas das condições de operação dos compressores, sendo esta a motivação maior para a realização deste trabalho.

1.3 OBJETIVOS

O objetivo geral da tese é apresentar uma metodologia numérica robusta para resolver o escoamento turbulento em difusores radiais com um grau de precisão satisfatório, que são geometrias extensivamente usadas como modelo para estudar o escoamento em válvulas de compressores alternativos de sistemas de refrigeração. Os objetivos específicos do trabalho são os seguintes:

- Usar o código computacional aberto e de licença gratuita, denominado de OpenFOAM®, para desenvolver a metodologia numérica, o que significa: caracterizar adequadamente o domínio computacional requerido, avaliar as condições de contorno apropriadas, aplicar as funções de interpolação mais adequadas, avaliar cuidadosamente a malha computacional necessária e indicar o modelo de turbulência mais apropriado para resolver o escoamento;
- Validar a metodologia numérica desenvolvida usando dados experimentais da distribuição de pressão sobre o disco frontal para diversas condições de operação;
- Investigar a influência do número de Reynolds, do espaçamento entre discos e da razão de diâmetro nos campos de velocidade e pressão do escoamento, para uma

ampla faixa de condições de operação aplicadas atualmente em projetos de válvulas de compressores alternativos de refrigeração;

- Determinar a área efetiva de força e o coeficiente de descarga, que são os parâmetros globais usados em códigos computacionais de simulação global de compressores, para uma ampla faixa de condições de operação aplicadas atualmente em projetos de válvulas de compressores alternativos de refrigeração.

1.4 CONTRIBUIÇÕES DA TESE

A contribuição mais importante do trabalho é reportar um conjunto de dados para a área efetiva de força e coeficiente de descarga, obtidos usando uma metodologia numérica validada experimentalmente. O comportamento desses parâmetros foram obtidos para quatro razões de diâmetro - $D/d = 1,15; 1,3; 1,5; \text{ e } 1,7$ -, para três números de Reynolds baseados nas condições de entrada do escoamento - $Re = 3.000; 20.000; \text{ e } 50.000$ - e para uma ampla faixa de espaçamento entre discos - s/d variando de 0,01 a 1,0. O artigo intitulado *Effective force area and discharge coefficient for reed type valves: A comprehensive data set from a numerical study* foi divulgado para avaliação da comunidade científica da área de refrigeração.

Uma contribuição adicional é avaliar a aplicabilidade, validar e disponibilizar uma metodologia numérica desenvolvida em um código aberto de licença gratuita para a solução numérica do escoamento em um difusor radial. Essa geometria, apesar de ser simples, impõe complexos desafios de ordem de solução numérica do escoamento, uma vez que o escoamento é turbulento, sofre grandes deformações causadas pela curvatura acentuada na região de entrada do difusor, apresenta regiões de descolamento e recolamento de camada limite e está sujeito a gradientes adversos de pressão na região do difusor.

1.5 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

A tese está organizada como segue:

- **Capítulo 1 - Introdução** - Exibe a motivação e relevância do tema do trabalho, revisão da literatura, os objetivos gerais e específicos, além da contribuição científica do trabalho.

- **Capítulo 2 - Metodologia de Solução** - Define o modelo físico e matemático do escoamento. Os esquemas de discretização das equações e os métodos de solução do sistema de equações algébricas, bem como o tipo de algoritmo de solução são especificados. Por fim, os parâmetro adimensionais usados para redução de dados são apresentados.
- **Capítulo 3 - Configuração e Validação do Modelo** - Apresenta as análises para configuração do modelo numérico para reprodução adequada do conceito físico do escoamento. Análises de independência de malhas e comparações entre resultados numéricos com dados experimentais são mostradas para efeito de validação da metodologia numérica.
- **Capítulo 4 - Resultados** - Reporta e discute o comportamento dos parâmetros globais do escoamento: área efetiva de força, coeficiente de descarga e coeficiente de perda.
- **Capítulo 5 - Conclusão** - Contextualiza o trabalho no âmbito do que foi proposto a desenvolver apresentando os objetivos que foram cumpridos e as principais contribuições do trabalho. Apresenta as conclusões de cada etapa de desenvolvimento do trabalho e propõe recomendações para trabalhos futuros.
- **Apêndice A** - Descreve a formulação matemática dos modelos de turbulência empregados para resolver o escoamento turbulento proposto no trabalho.

Capítulo 2

METODOLOGIA DE SOLUÇÃO

2.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

A metodologia para a solução do escoamento em difusores radiais é abordada neste capítulo. Para tanto, é necessário delinear a modelagem física e matemática do escoamento, o que inclui a definição do domínio geométrico, estabelecimento das equações governantes, abrangendo a modelagem da turbulência do escoamento. Descrições sobre a discretização do domínio e características gerais do código computacional também são apresentadas. Os esquemas para discretização das equações governantes e os métodos para a solução do sistemas de equações são especificados. Por fim, os parâmetros adimensionais relacionado com a redução de dados do trabalho são apresentados.

2.2 MODELAGEM FÍSICA E MATEMÁTICA DO ESCOAMENTO

Os principais parâmetros geométricos do difusor radial ilustrado na Figura 1.5b são a razão de diâmetro, D/d , e o afastamento entre o disco frontal e o anterior, s/d . Para grande parte das configurações de escoamento em difusor radial, o modelo de escoamento incompressível é válido. Entretanto, para escoamentos com elevada vazão mássica e pequenos afastamentos (s/d), o número de Mach na região de entrada do difusor ($r/d = 0,5$, onde r é o local da posição radial) pode atingir valores superiores a 0,3. Neste caso, é provável que os efeitos de compressibilidade ocorram, os quais devem ser investigados. Neste trabalho, a velocidade imposta na entrada do domínio e os afastamentos entre os discos foram adequadamente ajustados para simular o escoamento incompressível, garantindo números de Mach inferior a 0,3 no campo do escoamento. Além de incompressível,

o escoamento de ar através do difusor radial foi modelado como estacionário, isotérmico e turbulento.

Como se trata de modelagem de escoamento turbulento, as equações governantes apresentadas a seguir foram introduzidas considerando o conceito de média de Reynolds (REYNOLDS, 1895).

2.2.1 Equações Governantes

As equações governantes para o escoamento modelado com as características mencionadas para um fluido Newtoniano são as equações da continuidade e da conservação da quantidade de movimento linear, respectivamente, dadas por Moukalled *et al.* (2016):

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}} \bar{\mathbf{u}}) - \nabla \cdot [\nu_{\text{ef}} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T)] = -\frac{1}{\rho} \nabla \left(\bar{p} + \frac{2}{3} \rho k \right), \quad (2.2)$$

onde $\bar{\mathbf{u}}$ é o vetor de velocidade média (em relação ao tempo) do escoamento, $\bar{p}$ é a pressão média do fluido, ρ é a massa específica do fluido e ν_{ef} é a viscosidade cinemática efetiva do fluido (soma da viscosidade cinemática molecular, ν , com a viscosidade turbulenta, ν_t) e k é a energia cinética turbulenta, definida como:

$$k = \frac{1}{2} \overline{\mathbf{u}' \cdot \mathbf{u}'}, \quad (2.3)$$

onde $\mathbf{u}'$ é a parte flutuante do vetor velocidade ($\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} + \mathbf{u}'$) submetido à decomposição de Reynolds.

Nota-se na Equação (2.2) a existência de duas variáveis turbulentas, a viscosidade turbulenta (inserida na viscosidade efetiva) e a energia cinética turbulenta. Em virtude disso, para resolver o campo do escoamento apropriadamente, é necessário o cálculo destas duas variáveis dependentes por meio da modelagem da turbulência.

2.2.2 Modelagem da Turbulência

Segundo Fontoura Rodrigues (2003), no interior da região da camada limite turbulenta, especificamente na subcamada laminar (ou viscosa) e na região de transição, a dissipação

viscosa assume valores significativos, com ordem de grandeza igual ou superior à dissipação turbulenta de energia. Nestas regiões, alguns tipos de modelos concebidos para lidar com escoamentos totalmente turbulentos (*Fully Turbulent Flows*) - modelo k- ϵ padrão de Launder e Spalding (1974) em particular - são incapazes de modelar apropriadamente o escoamento, pois o número de Reynolds local turbulento ($Re_l = k^{1/2}l_s/\nu$, onde $l_s = k^{3/2}/\epsilon$) se torna muito pequeno (LAUNDER; SPALDING, 1974). Estes modelos são categorizados como modelos para altos número de Reynolds (HRN - Acrônimo de *High Reynolds Number*).

Para modelar o escoamento turbulento onde os efeitos viscosos são significativos duas maneiras são apresentadas na literatura: uso de modelos HRN juntamente com funções de parede ou adoção de modelos com formulações para baixos números de Reynolds (LAUNDER; SPALDING, 1974). No primeiro caso, a parte da camada limite onde o número de Reynolds local turbulento é suficientemente elevado o modelo resolve o escoamento, enquanto nas regiões onde os efeitos de dissipação viscosa se tornam importantes, a responsabilidade para modelar o escoamento passa para uma função de parede. Já no segundo caso, a formulação dos modelos para baixo número de Reynolds (LRN - Acrônimo de *Low Reynolds Number*) permitem a integração até a parede, ou seja, o modelo resolve a camada limite até a região da subcamada viscosa. Por outro lado, conforme destaca Fontoura Rodrigues (2003), os modelos LRN demandam um maior custo computacional provocado pela necessidade de malhas muito refinadas na proximidade imediata da parede.

Para o caso do difusor radial, em algumas configurações, dependendo do número de Reynolds (Re) e do afastamento entre os discos (s), é impossível empregar um modelo de turbulência do tipo HRN para resolver o escoamento. Isso se deve ao ajuste necessário para o uso adequado da função de parede, em que muitas vezes, a altura requerida da primeira célula adjacente à parede pode ser próximo ou superior ao valor do afastamento entre os discos. Além disso, trabalhos na literatura não recomendam o uso do modelo k- ϵ padrão (um modelo da categoria HRN) para resolver o escoamento em difusores radiais (DESCHAMPS *et al.*, 1988a; COLACITI *et al.*, 2007).

Em virtude ao que foi exposto, dois modelos de turbulência da categoria LRN, RNG k- ϵ (YAKHOT *et al.*, 1992) e k- ω SST (MENTER; ESCH, 2001), foram escolhidos para avaliação no âmbito deste trabalho. A descrição e a formulação matemática de cada um deles são apresentadas no Apêndice A.

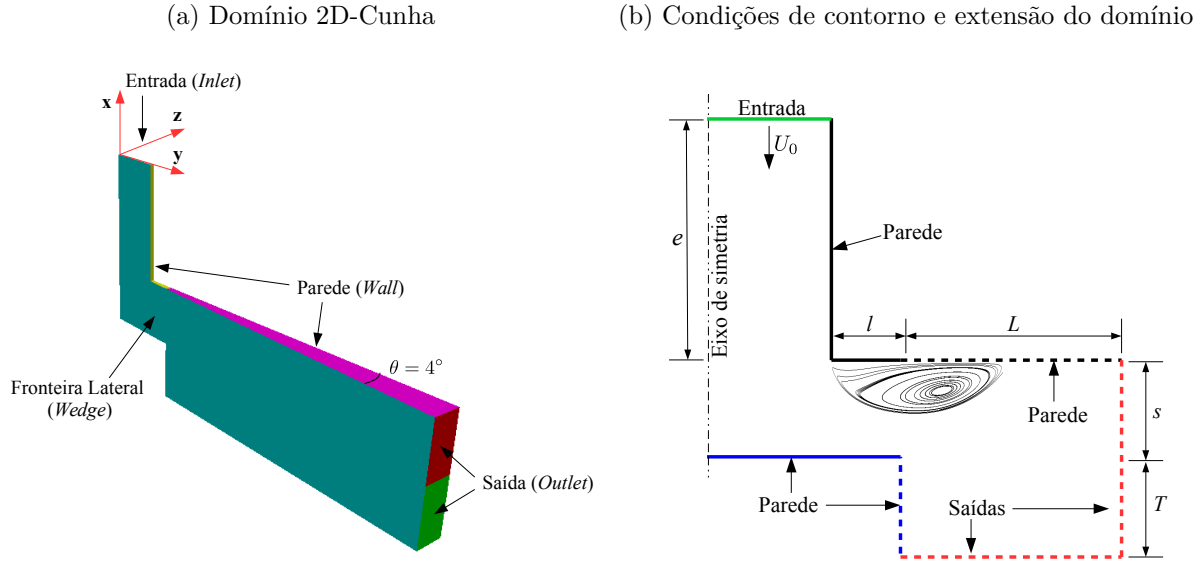
2.3 DOMÍNIO COMPUTACIONAL E CONDIÇÕES DE CONTORNO

O delimitação do domínio computacional levando em conta as condições de contorno empregadas nas fronteiras do domínio é uma das tarefas essenciais para obter resultados numéricos fisicamente coerentes. Tendo em mente este aspecto, estudos sobre domínio computacional, tais como tipo (2D e 3D) e tamanho do domínio foram desenvolvidos, os quais são apresentados no próximo capítulo concernente à configuração e validação do modelo numérico.

Devido a elevada demanda de recurso e tempo computacional o escoamento no difusor radial foi modelado como bidimensional e axissimétrico. Este tipo de modelagem é comum na literatura (DESHAMPS *et al.*, 1996; 2000; MATOS *et al.*, 2006b; COLACITI *et al.*, 2007). Mais discussões e justificativas a respeito da adoção desta modelagem são apresentadas no Capítulo 3. A Figura 2.1 mostra o domínio computacional e as condições de contorno empregadas para cada fronteira do domínio. O domínio 2D (chamado de 2D-Cunha na Figura 2.1a) consiste em uma geometria em forma de cunha com a base de um setor circular com ângulo (θ) igual a quatro graus e com apenas um volume na direção z . Este tipo de geometria é usado no OpenFOAM® para problemas 3D passíveis de simplificação para problemas bidimensionais com simetria de eixos, desde que usada a condição de contorno conhecida como *wedge* (denominação do OpenFOAM®) para cada fronteira lateral. Neste caso, a limitação do ângulo do setor circular (θ) é de cinco graus.

Conforme mostrado na Figura 2.1b, as fronteiras do domínio foram divididas em entrada, saídas e paredes. Além disso, a Figura 2.1b ilustra as fronteiras relacionadas com o prolongamento do domínio, as quais são identificados pelas linhas tracejadas. O contorno de entrada é aquele onde é especificada a velocidade de entrada do escoamento. Por outro lado, a região de saída simula a descarga do escoamento para a atmosfera. As paredes do domínio engloba as superfícies do orifício de alimentação, da extensão do domínio e dos discos, frontal e posterior. As condições de contorno associadas a cada uma destas fronteiras do domínio computacional são apresentadas na Tabela 2.1 para todas as variáveis dependentes do escoamento.

Figura 2.1 – Domínio computacional e condições de contorno.



Fonte: Dados do próprio autor.

No contorno de entrada do domínio é imposto um perfil uniforme de velocidade média, U_0 , e adotada a condição de derivada nula para a pressão estática do escoamento. As variáveis de turbulência ϵ e ω são calculadas na entrada do domínio baseadas no comprimento de mistura, l_m , adotado como 7% do valor do diâmetro do orifício de alimentação, d , (MOUKALLED *et al.*, 2016). A energia cinética turbulenta, k , é calculada com base na intensidade turbulenta, I . Testes numéricos de Deschamps *et al.* (1996) revelaram que não ocorre variação significativa na solução do escoamento quando o nível da intensidade de turbulência é modificado de 3% para 6%. Portanto, o valor de 5% foi adotado para a intensidade turbulenta para todas as simulações neste trabalho. Já a viscosidade cinemática turbulenta, ν_t , é calculada de acordo com o modelo de turbulência empregado.

Na saída do domínio foi imposta pressão estática nula, simulando a descarga do escoamento para o ambiente. Para as demais variáveis, o gradiente nulo na direção normal à fronteira de saída foi assumido.

Tabela 2.1 – Condições de contorno.

Variáveis	Entrada	Saída	Parede
$\bar{u}$	U_0	$\frac{\partial \bar{u}}{\partial n} = 0$	Não-Deslizamento
p	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$	$p = 0$	$\frac{\partial p}{\partial n} = 0$
k	$k = 1,5 (IU_0)^2$ $I = 0,05$	$\frac{\partial k}{\partial n} = 0$	Se $y^+ > y_{\text{lam}}^+$: $k = \left[\frac{-0,416}{k} \log(y^+) + 8,366 \right] u_\tau^2$ Senão: $k = \left[\frac{2400}{(1,9)^2} C_f \right] u_\tau^2$ $C_f = \frac{1}{(y^+ + 11)^2} + \frac{2y^+}{11^3} - \frac{1}{11^2}$
ϵ	$\epsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{l_m}$ $C_\mu = 0,09$ $l_m = 0,07 d$	$\frac{\partial \epsilon}{\partial n} = 0$	Se $y^+ > y_{\text{lam}}^+$: $\epsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k_i^{3/2}}{k y_i}$ Senão: $\epsilon = \frac{2k_i \nu_i}{y_i}$
ω	$\omega = \frac{k^{1/2}}{C_\mu^{1/4} l_m}$ $C_\mu = 0,09$ $l_m = 0,07 d$	$\frac{\partial \omega}{\partial n} = 0$	$\omega = \sqrt{\omega_{\text{vis}}^2 + \omega_{\text{log}}^2}$ $\omega_{\text{vis}} = \frac{6\nu_i}{\beta_1 y_i^2}$ $\omega_{\text{log}} = \frac{k_i^2}{C_\mu^{1/4} \kappa y_i}$
ν_t	$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \text{ (RNG k-}\epsilon\text{)}$ $\nu_t = \frac{k}{\epsilon} \text{ (k-}\omega \text{ SST)}$	$\frac{\partial \nu_t}{\partial n} = 0$	$\nu_t = 0$

k_i e ν_i são, respectivamente, a energia cinética turbulenta e a viscosidade cinemática da célula (i), y_i é a distância do centro da célula (i) até a parede, $\mathbf{n}$ é o vetor unitário normal à superfície da célula, U_0 é a velocidade média do fluido na entrada do domínio e l_m é o comprimento de mistura. A célula (i) é uma célula adjacente à parede.

$y_{\text{lam}}^+ = 11,067$; $\kappa = 0,41$; $C_\mu = 0,09$; $\beta_1 = 0,075$; y^+ e u_τ são definidos pelas Equações (2.4) e (2.5), respectivamente.

Fonte: Dados do próprio autor.

Nas regiões de parede foi aplicado gradiente nulo para a pressão e a condição de não deslizamento e impermeabilidade para a velocidade, implicando em velocidade nula na superfície sólida do domínio. Para determinar a condição de contorno das variáveis turbulentas na região parietal foram empregadas funções de parede automáticas, ou seja, a função de parede adequada é selecionada de acordo com o valor da distância adimensional (y^+) definida como:

$$y^+ = \frac{u_\tau y_i}{\nu_i}, \quad (2.4)$$

onde y_i é a distância da parede até o centroide da célula adjacente à superfície sólida, ν_i é a viscosidade cinemática molecular no interior da célula (i) conectada à parede e u_τ é a velocidade de atrito definida por:

$$u_\tau = C_\mu^{3/4} k_i^{1/2}, \quad (2.5)$$

onde C_μ é uma constante empírica igual a 0,09 e k_i é a energia cinética turbulenta calculada no interior da célula (i) adjacente à parede. Outra velocidade, comumente encontrada quando se trata deste assunto, é a velocidade adimensional, u^+ , que é a razão entre uma das componentes do vetor de velocidade média e a velocidade de atrito (u_τ).

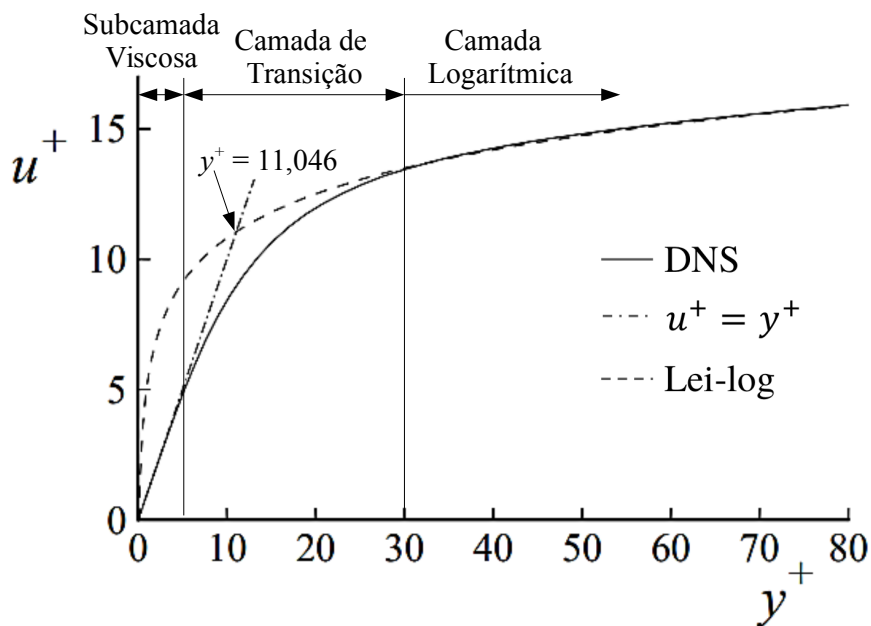
Normalmente, a camada limite turbulenta é dividida em várias subcamadas. A mais interna delas é a subcamada viscosa, onde os efeitos viscosos são importantes e significativos. A delimitação entre uma e outra camada é definida pelo valor do y^+ como pode ser notado na Figura 2.2, a qual mostra o comportamento linear e logarítmico dos perfis de velocidade próximos à parede comparados com a solução via DNS (acrônimo de *Direct Numerical Simulation*) de Kim *et al.* (1987). Na região da subcamada viscosa (y^+ até aproximadamente 5) a função linear ($u^+ = y^+$) representa muito bem o perfil de velocidades. Na literatura, para aplicações com modelos LRN, recomenda-se a utilização do valor do y^+ próximo da unidade de modo que garanta o posicionamento do centroide da célula na subcamada viscosa (KALITZIN *et al.*, 2005). Entretanto, o y^+ depende da distância entre o centroide da célula e de variáveis do escoamento simulado. Por conta disso, o ajuste do refinamento parietal da malha torna-se uma tarefa iterativa de tentativa e erro. Para algumas aplicações existem modelos baseados na teoria da camada limite de uma placa plana para estimar o tamanho da célula conectada à parede, dependendo do y^+ e de informações do escoamento como dados de entrada para o modelo.

Pela Figura 2.2, nota-se que existe uma outra camada entre a subcamada viscosa e a camada logarítmica, que é denominada de camada de transição. Os modelos de turbulência HRN são empregados com o auxílio da função de parede (logarítmica) para modelar o perfil de velocidade para a seguinte faixa: $30 < y^+ < 200$ (MOUKALLED *et al.*, 2016). Por outro lado, os modelos para baixos número de Reynolds podem resolver o perfil de velocidade até o interior da subcamada viscosa.

Conforme descreve Fontoura Rodrigues (2003), a forma mais empregada para o tratamento numérico da camada de transição é a sua divisão em parcelas laminar e turbulenta onde o ponto de intersecção ocorre em $y^+ = 11,046$. No OpenFoam® existem condições de contorno específicas para aplicações com modelos de turbulência para baixo número de Reynolds que automatizam a seleção destas duas funções (laminar ou logarítmica) dependendo do valor do y^+ calculado na célula. Embora exista esta possibilidade, as malhas numéricas deste trabalho foram refinadas nas regiões parietais para garantir um valor máximo de y^+ próximo da unidade, garantindo o uso da função linear ($u^+ = y^+$).

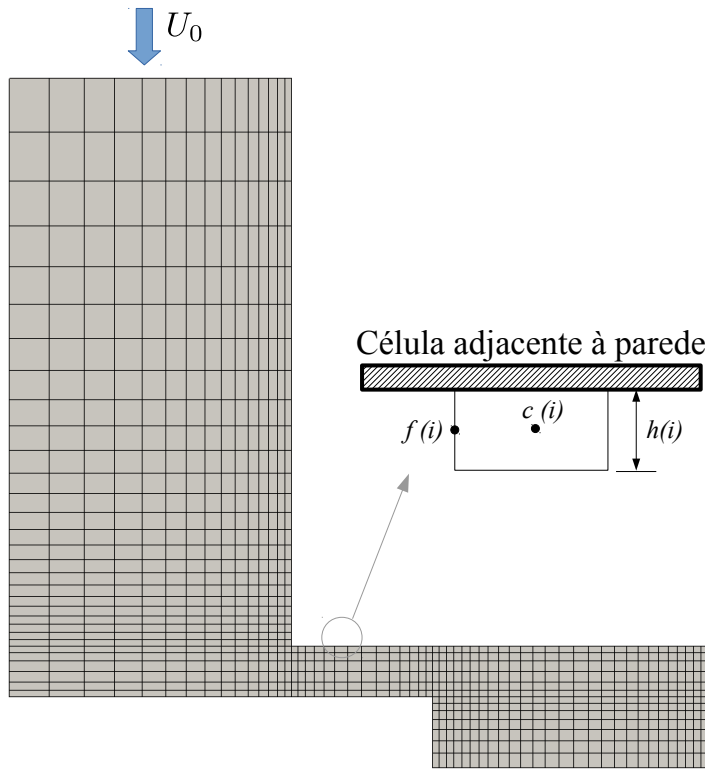
Para o ajuste do refinamento das malhas nas imediações das superfícies sólidas foi adotado a altura h_i da célula (i) conectada a uma determinada parede. A Figura 2.3 mostra um esquema de uma malha bastante refinada para ilustrar o parâmetro h_i em uma célula que possui um centroide $c(i)$ e uma face $f(i)$. No Capítulo 3 é abordado os estudos do refinamento da malha na região parietal para validação do modelo numérico.

Figura 2.2 – Perfis de velocidade média nas proximidades da parede.



Fonte: Adaptado de Pope (2000).

Figura 2.3 – Esquema representativo de uma célula adjacente à parede.



Fonte: Dados do próprio autor.

2.4 MODELAGEM NUMÉRICA

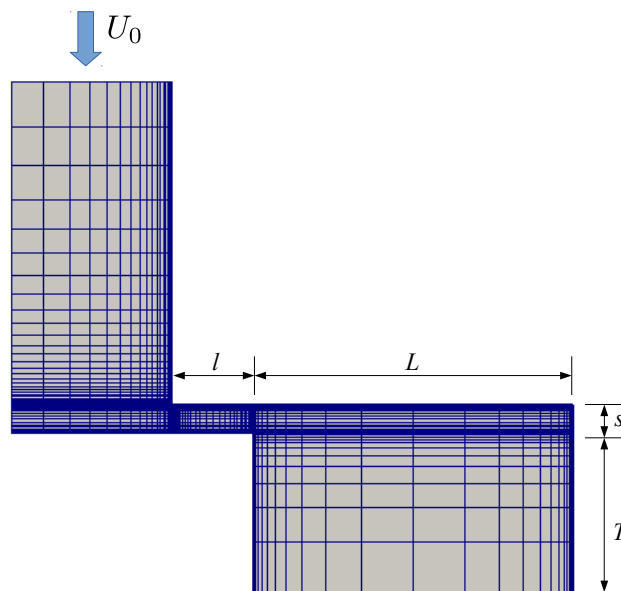
As equações governantes do escoamento, sujeitas às condições de contorno apresentadas na Tabela 2.1, foram resolvidas usando o Método de Volumes Finitos (FVM - acrônimo de *Finite Volume Method*) baseado no arranjo de variáveis centradas no centroide das células (ou volumes de controle), implementado no código computacional aberto e de licença gratuita denominado de OpenFOAM® (acrônimo de Open-source Field Operation and Manipulation), versão 4.1. O código OpenFOAM® combina utilitários de pré e pós-processamento e um conjunto de códigos dedicados à solução de problemas da Mecânica de Meios Contínuos, conhecidos como *solvers*. O *solver* simpleFoam foi utilizado para solução das equações governantes do problema. Este *solver* é dedicado à solução de escoamentos estacionários, incompressíveis e turbulentos, empregando o algoritmo SIMPLE (acrônimo de *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*) ou a versão consistente do SIMPLE (SIMPLEC) para solução do problema de acoplamento pressão-velocidade.

2.4.1 Discretização do Domínio Computacional

A discretização geométrica do domínio físico resulta em uma malha computacional com um número finito de células (ou volumes de controle), onde será avaliado as variáveis do escoamento. Neste trabalho, como o difusor radial se trata de uma geometria simples (Figura 1.5), a malha numérica foi confeccionada por meio de uma ferramenta do OpenFOAM® denominada de *blockMesh*. Considerado como um dos utilitários para geração de malhas disponíveis no OpenFOAM®, ele é capaz de gerar malhas paramétricas e estruturas com blocos tridimensionais de elementos hexaédricos. A Figura 2.4 mostra um esquema de uma malha bastante grosseira apenas para fins ilustrativos da configuração dos refinamentos da malha. Nota-se que as células próximas às superfícies sólidas são mais refinadas de modo a capturar adequadamente o gradiente de velocidade.

Para evitar problemas de ordem numérica na solução das equações de Navier-Stokes, preconizou-se que a variação entre duas células adjacentes da malha não ultrapasse 10% em relação ao menor comprimento da célula em uma dada direção. Este cuidado foi tomado na geração de todas as malhas deste trabalho.

Figura 2.4 – Esquema da malha computacional 2D.



Fonte: Dados do próprio autor.

2.4.2 Discretização das Equações Governantes

Um dos passos importante do Método de Volumes Finitos consiste em discretizar as equações governantes e as condições de contorno, o que significa transformar essas equações diferenciais em algébricas. Para isso, as equações diferenciais são integradas termo a termo em cada volume de controle, resultando em um conjunto de equações algébricas a serem resolvidas para cada variável de integração. Nesse processo, funções de interpolações devem ser adotadas para integrar os termos das equações governantes. Essas funções de interpolação são conhecidas como esquemas de interpolação.

Os termos convectivos das equações foram discretizados com o esquema LUD (acrônimo de *Linear Upwind Differencing*) de 2ª ordem. Os termos difusivos que compreendem os gradientes de pressão, velocidade e das grandezas turbulentas foram discretizados com o esquema CDS (acrônimo de *Central Differencing Scheme*). A discretização dos termos laplacianos deu-se pelo método do teorema da divergência de Gauss com interpolação linear entre os centros das células e das faces, utilizando limitadores de gradiente para aumentar a estabilidade do método e prevenir a divergência das soluções. Todos os esquemas utilizados são de 2ª ordem de acurácia.

A solução dos sistemas lineares de equações foi realizada por meio de *solvers* iterativos com fatores de relaxação para aumentar a estabilidade da solução. Para solução dos sistemas com matrizes de coeficientes simétricas (equação da pressão), foi utilizado o método PCG (acrônimo de *Preconditioned Conjugate Gradient*), usando os métodos DIC (acrônimo de *Diagonal Incomplete-Cholesky*) e Gauss-Seidel como pré-condicionadores. Os sistemas com matrizes assimétricas (equações de velocidade e de grandezas turbulentas) foram resolvidos com o método PBCG (acrônimo de *Preconditioned Bi-Conjugate Gradient*), usando o método DILU (acrônimo de *Diagonal Incomplete-LU*) como pré-condicionador.

Para solução do acoplamento pressão-velocidade, foi empregada a versão Consistente do algoritmo SIMPLE (SIMPLEC), detalhado em Moukalled *et al.* (2016). Os resultados numéricos foram obtidos com resíduo normalizado inferior a 10^{-8} para todas as variáveis do escoamento. Definições dos esquemas de discretização, do resíduo normalizado e dos métodos de solução dos sistemas de equações são apresentadas em Moukalled *et al.* (2016), Ferziger e Perić (2002) e em Oliveira (2017).

2.5 REDUÇÃO DE DADOS

O escoamento através do difusor radial é caracterizado pelo número de Reynolds, $Re = U_0 d/\nu$, em que U_0 é a velocidade média imposta na entrada do domínio e d é o diâmetro do tubo de alimentação, $d = 34,83 \pm 0,02$ mm.

A validação da metodologia numérica e muito resultados definitivos serão apresentados na forma de perfil adimensional de pressão na superfície do disco frontal, que é definida como:

$$p^*(r/d) = \frac{p(r/d)}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}. \quad (2.6)$$

Dois parâmetros globais que caracterizam o sistema de válvulas, os quais são empregados para projeto e simulação de compressores de refrigeração são a área efetiva de força - usadas para determinar a força atuante na válvula - e o coeficiente de descarga - usado para o cálculo da vazão mássica real de gás refrigerante escoando através da válvula. Tais parâmetros podem ser determinados por meio do campo de pressão obtido nos cálculos de CFD. A área efetiva de força adimensional é dada por SOEDEL (2007):

$$A_{\text{ef}}^* = \frac{F}{(p_u - p_v) A_t}, \quad (2.7)$$

onde F é a força atuante na válvula, p_u é a pressão de estagnação à montante - tomada na posição $r/d = 0$ na superfície do disco frontal -, p_v é a pressão estática de descarga - tomada na saída do domínio computacional -, e $A_t = \pi d^2/4$ é a área do orifício de alimentação do dispositivo. A força F foi obtida por meio de uma integração do campo de pressão atuante na válvula usando a regra de Simpson (CHAPRA; CANALE, 2010).

O coeficiente de descarga é calculado baseado no escoamento subsônico e isoentrópico através de um canal convergente-divergente como (SOEDEL, 2007):

$$C_d = \frac{\dot{m}_v}{A_t p_u \sqrt{\frac{2k_c}{(k_c-1)RT_u} \left(r^{\frac{2}{k_c}} - r^{\frac{k_c+1}{k_c}} \right)}}, \quad (2.8)$$

onde $\dot{m}_v$ é a vazão mássica, T_u é a temperatura absoluta à montante, R é a constante de gás ideal para o ar, k_c é a razão de calores específicos, e r é a razão de pressão na escala absoluta ($p_v^{\text{abs}}/p_u^{\text{abs}}$). Para obtenção dos resultados numéricos para comparar com dados experimentais (etapa de validação do modelo numérico), os valores experimentais

de p_v , p_u e T_u medidos em cada teste foram usados. Por outro lado, para a obtenção dos resultados numéricos usados para determinar a área efetiva de força e o coeficiente de descarga (apresentados no Capítulo 4) foi assumido o escoamento de ar atmosférico com $p_v = 97.500$ Pa, $\rho_u = 1,16$ kg/m³, $T_u = 293,15$ K.

Outro parâmetro global avaliado foi o coeficiente de perda, ξ (%), descrito em Ninković *et al.* (2013). Não é comum o uso deste parâmetro em projetos de sistemas de válvulas de compressores. O coeficiente de perda é determinado por:

$$\xi = \frac{p_u^{tot} - p_v^{tot}}{p_v^{tot}} \times 100, \quad (2.9)$$

onde p_u^{tot} e p_v^{tot} é a pressão total determinada na região de estagnação do disco frontal e na saída do domínio, respectivamente.

Capítulo 3

CONFIGURAÇÃO E VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

3.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

O escoamento em difusores radiais com alimentação axial apresenta fenômenos físicos que dificultam e, na maioria das vezes, retardam a convergência da solução numérica. A aceleração do fluido devido a restrição da área de passagem do escoamento, a formação de zonas de recirculação produzidas pela elevada curvatura do escoamento na entrada do difusor e a expansão com gradientes adversos de pressão na região do difusor são os principais efeitos físicos que exigem cuidados na configuração do modelo numérico. Assim, o delineamento de um domínio computacional e o emprego de condições de contorno adequadas são essenciais para simular o escoamento apropriadamente. Além disso, a solução numérica também é fortemente afetada pela qualidade da malha e pelo emprego de modelos de turbulência, os quais necessitam ser investigados, pois são de fundamental importância para produzir resultados confiáveis. Todos esses aspectos são tratados neste capítulo com o objetivo de estabelecer a metodologia numérica mais apropriada para simular o escoamento em difusores radiais, a qual foi usada para gerar os dados dos parâmetros globais do escoamento apresentados no próximo capítulo.

3.2 DOMÍNIOS 2D e 3D

A rigor, simulações numéricas de escoamentos de fluidos deveriam passar pela solução completa das equações de Navier-Stokes. Entretanto, em razão do elevado tempo de

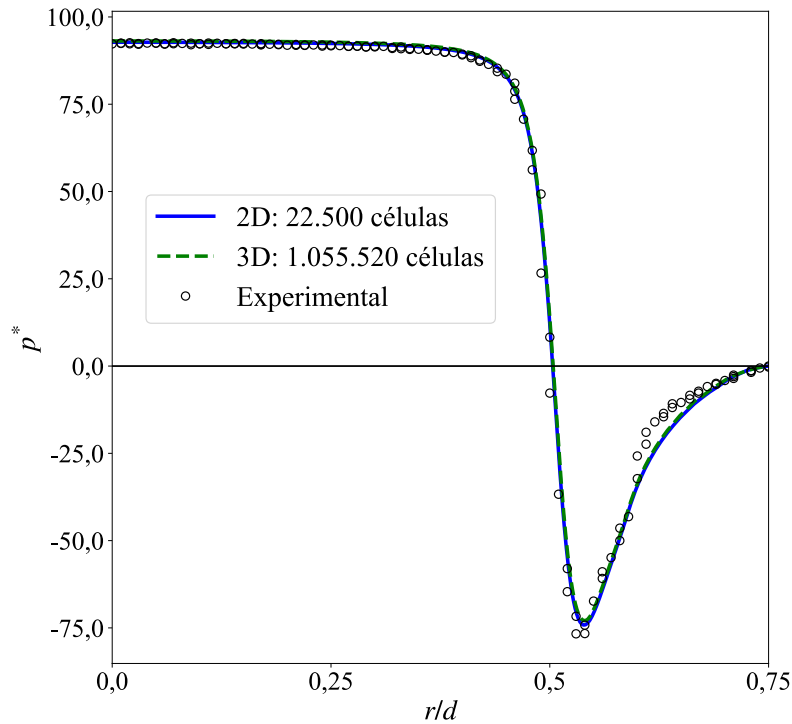
processamento ou mesmo por inviabilidade de recursos computacionais, muito modelos são construídos apoiados em hipóteses simplificadoras. Assim, é importante uma análise sólida para que previsão usando a ferramenta numérica não seja afetada por premissas demasiadamente restritivas a ponto de comprometer a física do problema investigado.

À primeira vista, olhando para o difusor radial, instintivamente pode-se visualizar a possibilidade de simplificar o problema considerando simetria de eixos, pois existem fortes tendências em tratar como simétricos escoamentos associadas a geometrias simétricas (PETERS, 1994). Assumindo que o escoamento no difusor radial pode ser modelado como axissimétrico, o problema real 3D pode ser modelado geometricamente como 2D, o que reduz significativamente os recursos computacionais necessários, assim como o tempo computacional para obtenção da solução do problema. Entretanto, dependendo da natureza das equações governantes aliada às metodologias de solução numérica, é possível captar instabilidades que promovem padrões assimétricos ao escoamento em difusores radiais, tais como as obtidas por Peters (1994) sem o emprego de modelagem para turbulência.

Quando se trata de escoamentos turbulentos simulados adotando a metodologia de equações médias de Reynolds (RANS), todas instabilidades são separadas do que é resolvido pelas equações de Navier-Stokes e tornam-se responsabilidade dos modelos de turbulência (FERZIGER; PERIĆ, 2002). Sendo assim, as perturbações promotoras de instabilidades oriundas do escoamento turbulento em difusores radiais com alimentação axial devido ao gradiente adverso de pressão e a camada cisalhante de separação associada a brusca mudança na direção do escoamento (PETERS, 1994), não são capturadas com a solução das equações médias de Reynolds. Por fim, resta verificar se o modelo de turbulência utilizado para modelar o tensor de Reynolds produz efeitos de instabilidades no escoamento que impossibilita a adoção de um domínio bidimensional.

A Figura 3.1 exibe os resultados da distribuição de pressão na superfície do disco frontal obtidos usando os modelos 2D e 3D para efeito de comparação e avaliação das influências entre os dois modelos. As malhas do domínio 2D e 3D nas direções x e y foram confeccionadas com as mesmas quantidades e tamanhos de volumes (2D: 170x170x1 e 3D: 170x170x48). As configurações geométricas do difusor radial impostas nestes cálculos foram: razão de diâmetro, $D/d = 1,5$, afastamento adimensional, $s/d = 0,03$, comprimento de entrada do tubo de alimentação, $e = d$, sendo $d = 34,83$ mm. O modelo de turbulência $k-\omega$ SST foi utilizado para um escoamento com número de Reynolds igual a 20.066, prescrito

Figura 3.1 – Distribuição de pressão na superfície do disco frontal utilizando domínios 2D e 3D.



Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

por meio de um perfil de velocidade uniforme na entrada do domínio. Como os perfis de pressão obtidos com os dois modelos são praticamente idênticos, a adoção do modelo 2D é justificável, uma vez que o tempo computacional foi 76% menor com a utilização de uma mesma máquina.

A rigor, resultados dos modelo 2D e 3D para outras diferentes condições de operação do escoamento deveriam ser comparados. Entretanto, devido ao elevado custo computacional requerido para o cálculo do modelo tridimensional, optou-se em assumir o modelo 2D para as simulações do restante do trabalho visto que é comum na literatura o uso desse tipo de modelo. Por exemplo, Colaciti *et al.* (2007) simulou o escoamento bidimensional em um difusor radial com número de Reynolds elevado ($Re \approx 164.000$) para afastamento adimensional igual a 0,13.

Além disso, os resultados experimentais obtidos por Arantes (2013) mostraram que o escoamento em um difusor radial com $D/d = 1,5$ pode ser modelado como axissimétrico para uma ampla faixa de operação (número de Reynolds e afastamento adimensional variando de 3.000 até 20.000 e 0,01 até 0,09, respectivamente), uma vez que os perfis de pressão medidos mostraram perfeita simetria radial.

3.3 CONFIGURAÇÃO DO DOMÍNIO COMPUTACIONAL

A delimitação do domínio de cálculo é uma tarefa importante na solução numérica de escoamentos para preservação da física do problema. O delineamento adequado dos contornos do domínio computacional evita erros numéricos associados a não consistência física das condições de contorno aplicadas nas fronteiras do domínio.

3.3.1 Comprimento do Orifício de Alimentação

O comprimento do orifício de alimentação, e , corresponde à distância que o escoamento percorre até atingir a entrada do difusor. Análises desse comprimento na forma adimensional, (e/d) , foram abordados por Deschamps (1987) para o escoamento laminar em um difusor radial com razão de diâmetro, $D/d = 3,0$. Inicialmente Deschamps constatou que a imposição de um perfil uniforme ou parabólico na entrada do orifício de alimentação produzia perfis de pressão idênticos na superfície do disco frontal quando o escoamento foi simulado para $Re = 1800$ e $s/d = 0,02$. O autor plotou perfis de velocidade ao longo do difusor para mostrar que na entrada do difusor ($r/d = 0,5$) forma-se um pico de velocidade devido a grande aceleração do escoamento, uma vez que o afastamento adimensional entre os discos é muito pequeno ($s/d = 0,02$). Portanto, segundo o autor, os perfis plano e parabólico na entrada do domínio não afetam a distribuição de pressão sobre o disco frontal, pois a grande aceleração do escoamento na entrada do difusor deforma o perfil de velocidade à montante, anulando qualquer efeito da condição de contorno na entrada.

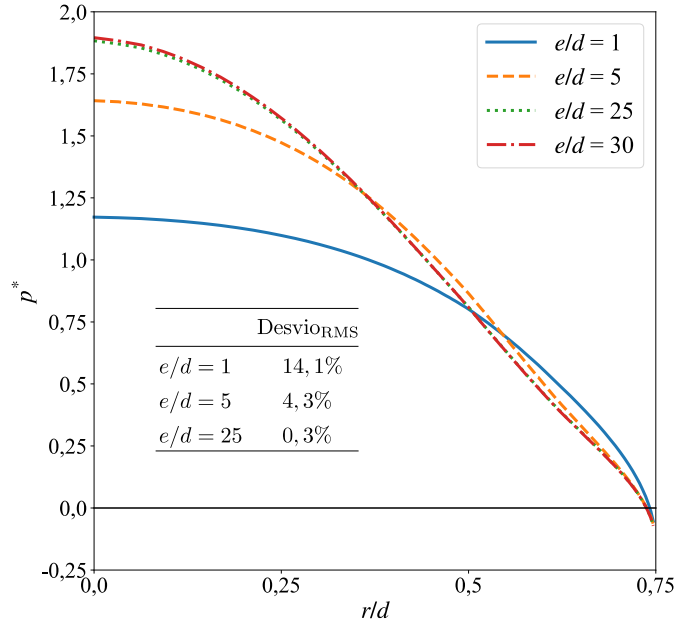
Posteriormente, com intuito de avaliar a influência do comprimento do orifício de alimentação (ou espessura da placa da válvula, no caso real do compressor), Deschamps simulou o escoamento laminar utilizando a técnica dos domínios sobrepostos com a inclusão de um tubo à montante do orifício de alimentação. Segundo o autor, o comprimento adotado para o tubo foi suficientemente grande para evitar efeitos na região do orifício de alimentação provocados pela prescrição da condição de contorno na entrada do domínio. Assim, um perfil parabólico foi imposto na entrada do domínio para todas simulações, as quais foram realizadas para três números de Reynolds - $Re = 200$; 1000 e 2000 - e para três afastamentos entre os discos - $s/d = 0,05$; $0,1$ e $0,2$. O autor concluiu que comprimentos do orifício de alimentação entre $e/d = 0,1$ até $0,93$, não produzem alteração significativa na força resultante e na distribuição de pressão sobre o disco frontal. Contudo, o autor afirma que a influência deste comprimento pode ser importante para maiores afastamentos

entre os discos.

Com objetivo de avaliar a influência do comprimento do orifício de alimentação neste trabalho, o escoamento foi simulado para os três números de Reynolds ($Re = 3.000$; 20.000 e 50.000) considerando o pior caso - afastamento adimensional $s/d = 1,0$ -, uma vez que as deformações do escoamento na entrada do difusor são menores, podendo amplificar a influência do comprimento de entrada. As malha utilizadas neste estudo e nos demais estudos a seguir para configuração e validação do modelo são aquelas avaliadas no teste de independência de malha realizada na Seção 3.4.2. As Figuras 3.2 a 3.4 mostram os perfis de pressão na superfície do disco frontal para diferentes comprimentos do orifício de alimentação, para os três número de Reynolds investigados. O desvio médio quadrático (desvio_{RMS}) foi calculado para cada caso, considerando o perfil de pressão para $e/d = 30$ como valor de referência. O desvio médio quadrático percentual foi obtido pela razão do desvio_{RMS} pelo valor da pressão de estagnação no disco frontal do caso usado como referência ($e/d = 30$). Observa-se que a distribuição de pressão na superfície do disco frontal deixa de ser influenciada pelo comprimento do orifício de alimentação $e/d = 25$, considerando os três números de Reynolds avaliados. Desta forma, o valor $e = 25d$ foi usado em todas as simulações realizadas para obtenção dos parâmetros globais do escoamento nos difusores radiais (apresentados no Capítulo 4), independentemente do afastamento entres discos.

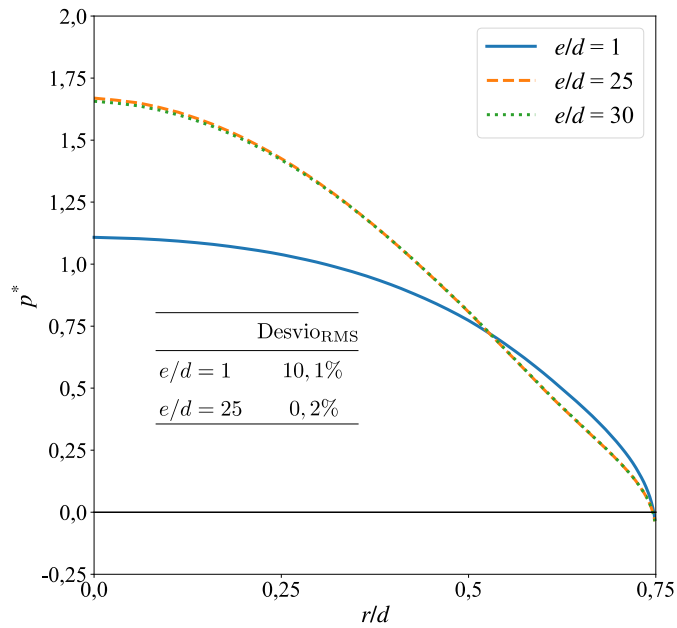
Conforme apresentado nas análises numéricas do trabalho de Deschamps (1987), os escoamentos com menores números de Reynolds tendem a ser mais afetados pelo comprimento do orifício de alimentação com imposição de um perfil uniforme de velocidade na entrada do domínio, uma vez que a aceleração do escoamento na entrada do difusor tende a ser menor. Por conta disso, com o intuito de auxiliar na investigação do grau de influência do comprimento de entrada nos resultados numéricos, a distribuição de pressão sobre o disco frontal para $Re \approx 3.000$ e afastamentos adimensionais iguais a $s/d = 0,05$ e $0,07$ foram comparados com dados experimentais de Arantes (2013), como mostra a Figura 3.5. Observa-se que a pressão na região de estagnação diminui 5% para $s/d = 0,05$ e 9% para $s/d = 0,07$ com o aumento do comprimento do orifício de alimentação.

Figura 3.2 – Influência do comprimento do orifício de alimentação no perfil de pressão sobre o disco frontal para $Re = 3.000$.



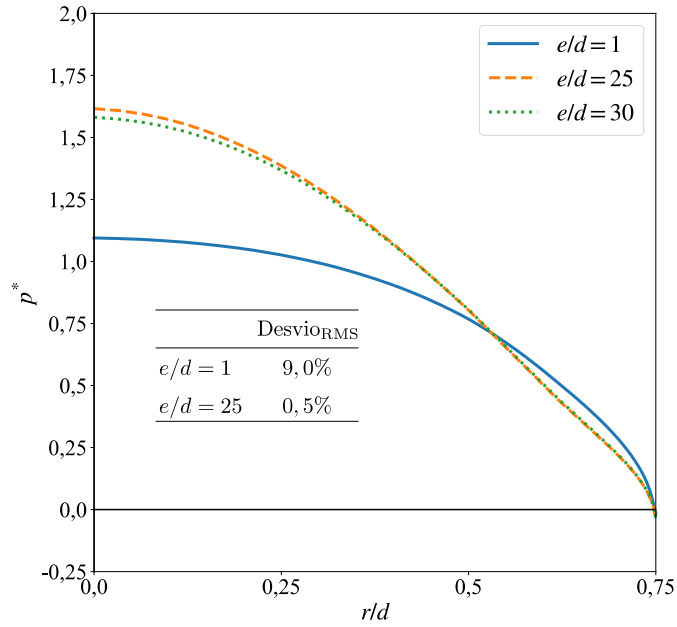
Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 3.3 – Influência do comprimento do orifício de alimentação no perfil de pressão sobre o disco frontal para $Re = 20.000$.



Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 3.4 – Influência do comprimento do orifício de alimentação no perfil de pressão sobre o disco frontal para $Re = 50.000$.

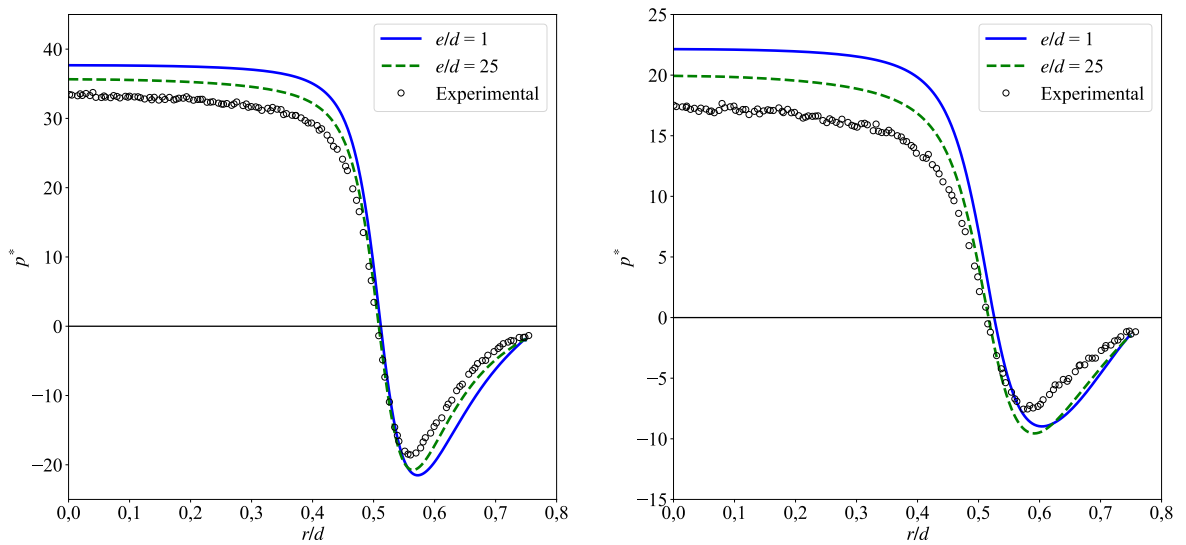


Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 3.5 – Distribuição de pressão sobre o disco frontal para diferentes números de Reynolds e afastamentos adimensionais.

(a) $Re = 2982 - s/d = 0,05$

(b) $Re = 3020 - s/d = 0,07$



Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

3.3.2 Saída do Domínio Computacional

Para diversas configurações do escoamento e geométricas do difusor radial, forma-se uma zona de recirculação (ou bolha de recirculação) após a entrada do difusor ($r/d > 0,5$). O seu desenvolvimento está relacionado a efeitos inerciais pela mudança de direção do escoamento (axial para radial) e intensificada pela presença da quina na entrada do difusor.

Um dos parâmetros geométricos que contribui para o crescimento da bolha de recirculação é o afastamento entre os discos. Para pequenos afastamentos, a bolha fica confinada no interior do difusor radial. Nesse caso, existe um ponto de recolamento do escoamento na superfície do disco anterior. Quando o ponto de recolamento não está próximo à saída do difusor, não há necessidade de prolongamento do domínio computacional nesta região para efeito de aplicação da condição de contorno de derivada nula para a velocidade na saída do domínio. Por outro lado, quando o ponto de recolamento está próximo à saída do difusor, o escoamento pode apresentar regiões de curvatura. Nesse caso, o uso da condição de contorno de derivada nula na saída do domínio pode influenciar os campos de velocidade e de pressão no interior do domínio. Uma maneira de resolver esse problema é usar um domínio estendido para que a condição de contorno de derivada nula possa ser adequadamente usada.

Conforme aponta o trabalho de Colaciti *et al.* (2007), resultados de simulações de escoamentos em difusores radiais são bastante influenciados pela configuração do domínio computacional e pelas condições de contorno empregadas na saída do domínio. Segundo eles, a maioria dos trabalhos adotam uma extensão de domínio apenas na direção de saída do escoamento. Além de avaliar esse tipo de extensão, os autores testaram outro tipo de domínio na saída do difusor, com prolongamentos tanto na direção de saída do escoamento, como também na direção perpendicular. Segundo os autores, o modelo com os dois tipos de extensão de domínio na saída do difusor mostrou-se mais confiável e eficaz na solução do escoamento, quando comparado com resultados experimentais. O estudo foi efetuado empregando um difusor radial com $D/d = 16$ para as seguintes configurações: apenas um afastamento adimensional ($s/d = 0,13$) e para três diferentes números de Reynolds, $Re = (19.096; 32.804 \text{ e } 164.441)$.

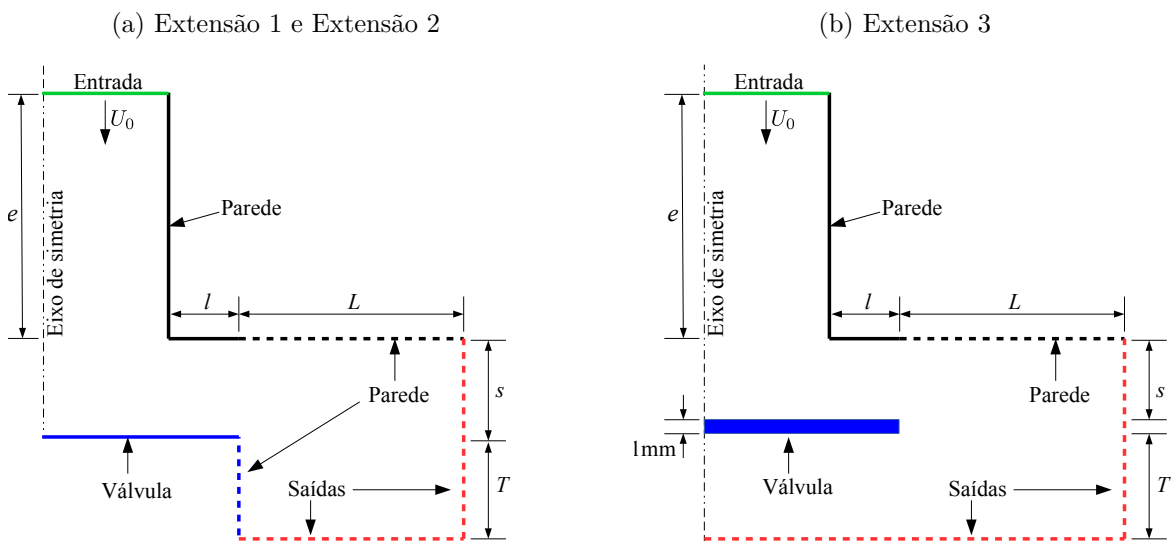
Mediante ao que foi exposto por Colaciti *et al.* (2007), optou-se, nesse trabalho, avaliar três tipos de extensões na saída do difusor radial. A Figura 3.6a mostra o esquema dos

dois primeiros tipos de extensão. A “Extensão 1” é aquela que possui prolongamentos apenas na direção de saída do escoamento no difusor, com $L > 0$ e $T = 0$. A “Extensão 2” possui prolongamentos tanto na direção longitudinal quanto na direção transversal do difusor, de tal modo que $L > 0$ e $T > 0$. Por último, a “Extensão 3” considera um disco frontal de 1 mm de espessura em conjunto com uma extensão de domínio na região inferior do disco.

A Figura 3.7 mostra a distribuição do perfil adimensional de pressão na superfície do disco frontal para os três diferentes tipos de extensão adotadas para a saída do domínio computacional, considerando três afastamentos adimensionais ($s/d = 0,05; 0,5$ e $1,0$), para um escoamento com $Re = 20.000$. Na Figura 3.7a, os perfis de pressão demonstram que o tipo de extensão do domínio computacional não influencia na distribuição de pressão sobre o disco frontal. Para melhor verificação da insensibilidade do tipo de extensão do domínio na distribuição de pressão sobre o disco frontal, a Figura 3.8 mostra as linhas de corrente do escoamento e o campo da magnitude do vetor velocidade. Nota-se que o comprimento da bolha de recirculação no interior do domínio é praticamente a mesma, justificando os resultados da Figura 3.7a.

Da mesma forma, os domínios com as extensões do tipo 2 e 3 também não influenciam na obtenção do perfil de pressão sobre o disco frontal para maiores afastamentos entre os discos (Figuras 3.7b e 3.7c). A “Extensão 1” não foi aplicada nas configurações geométricas do difusor radial para $s/d > 0,05$ pois, com o crescimento da bolha de recir-

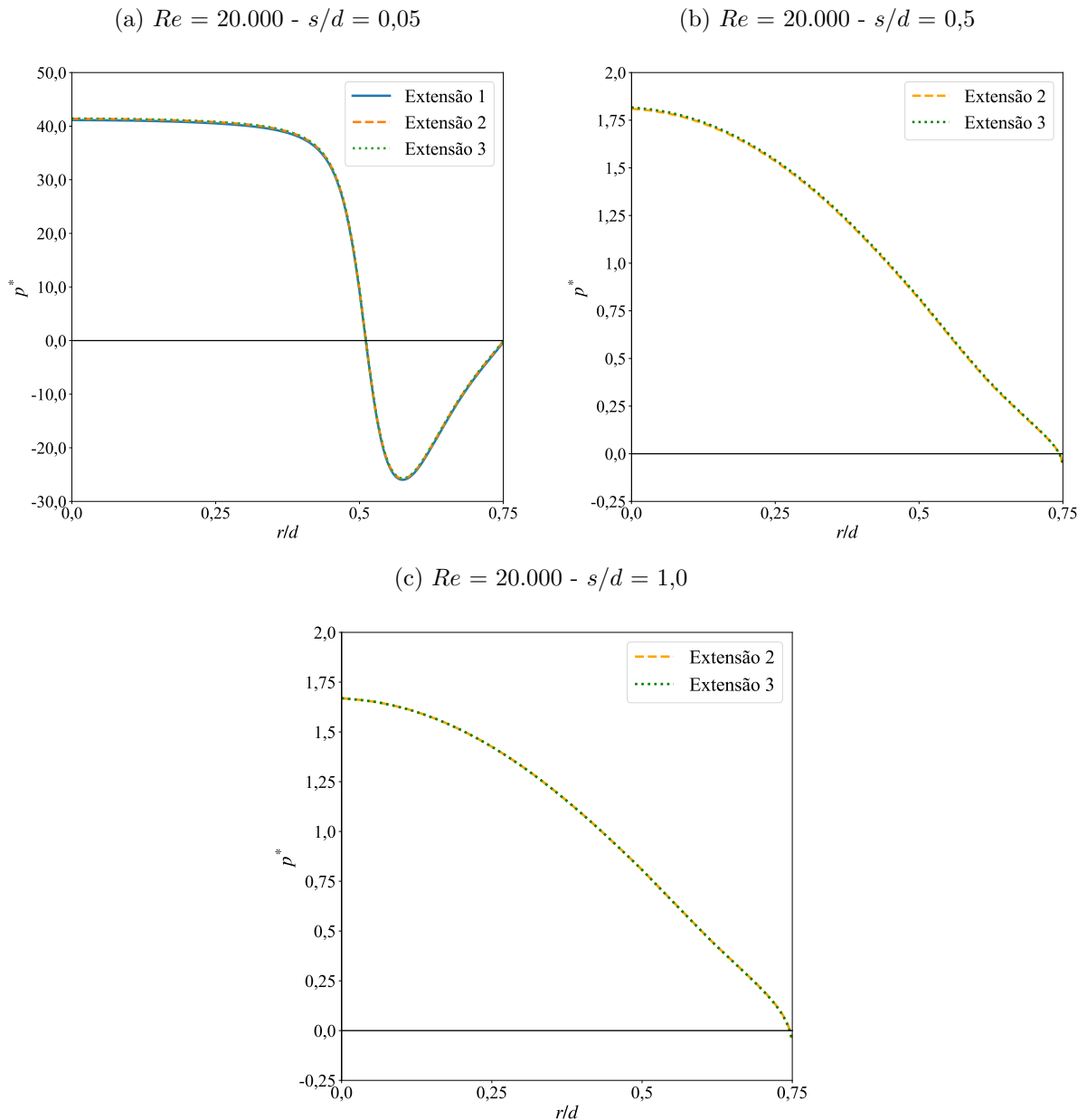
Figura 3.6 – Esquema dos modelos de domínios numéricos abordados para a saída do difusor radial.



Fonte: Dados do próprio autor.

culação, a sua espessura provoca curvaturas no escoamento próximo ao contorno inferior da extensão do domínio de saída (Figura 3.9). Problemas desse tipo causam dificuldades de convergência na solução ou produzem resultados fisicamente incoerentes. Em virtude do que foi exposto, com o objetivo de padronizar o tipo de domínio computacional, a “Extensão 2” foi usada em todas simulações.

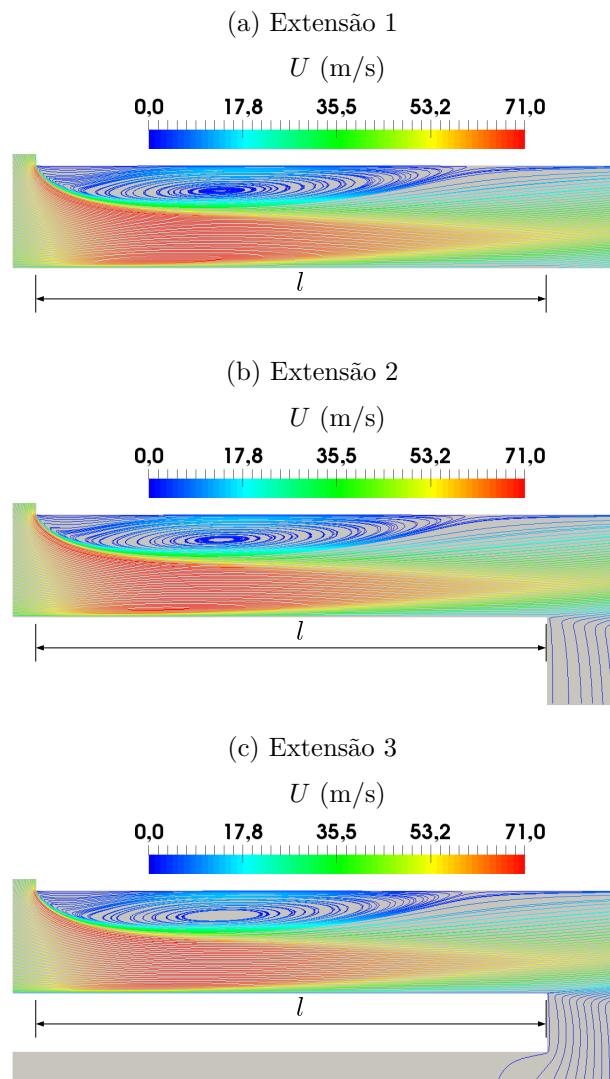
Figura 3.7 – Perfil de pressão adimensional sobre o disco frontal para os três tipos de extensão do domínio computacional.



Fonte: Dados do próprio autor.

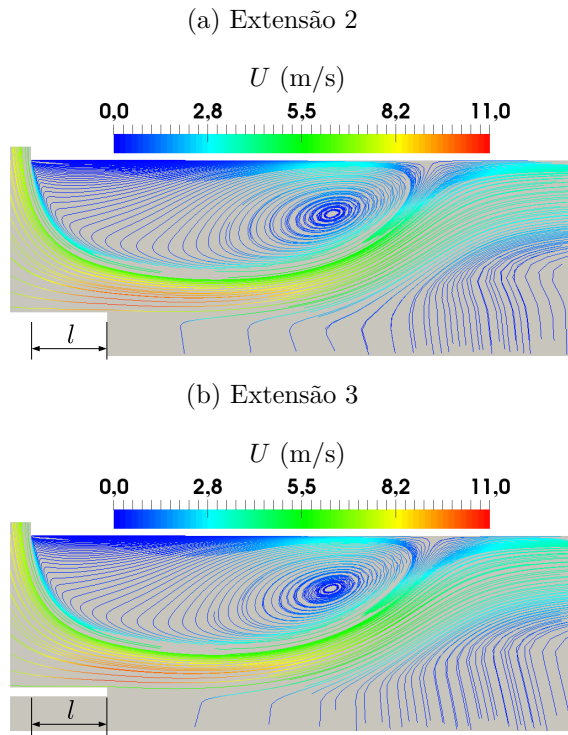
A Tabela 3.1 mostra o tamanho do domínio computacional utilizado em função do afastamento adimensional entre os discos. É importante ressaltar que o tamanho da zona

Figura 3.8 – Linhas de corrente do escoamento para $Re = 20.000$ e $s/d = 0,05$.



Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 3.9 – Linhas de corrente do escoamento para $Re = 20.000$ e $s/d = 0,5$.



Fonte: Dados do próprio autor.

de recirculação também é influenciada pela razão de diâmetro e pelo número de Reynolds do escoamento. Em função disso, os comprimentos L e T foram cuidadosamente definidos de modo a cobrir todas as configurações de escoamento investigadas.

Tabela 3.1 – Comprimento do domínio computacional.

s/d	L	T
0,01 - 0,09	$2d$	$2d$
0,1 - 0,6	$3d$	$3d$
0,7	$5d$	$5d$
0,8 - 1,0	$7d$	$5d$

Fonte: Dados do próprio autor.

3.4 VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO

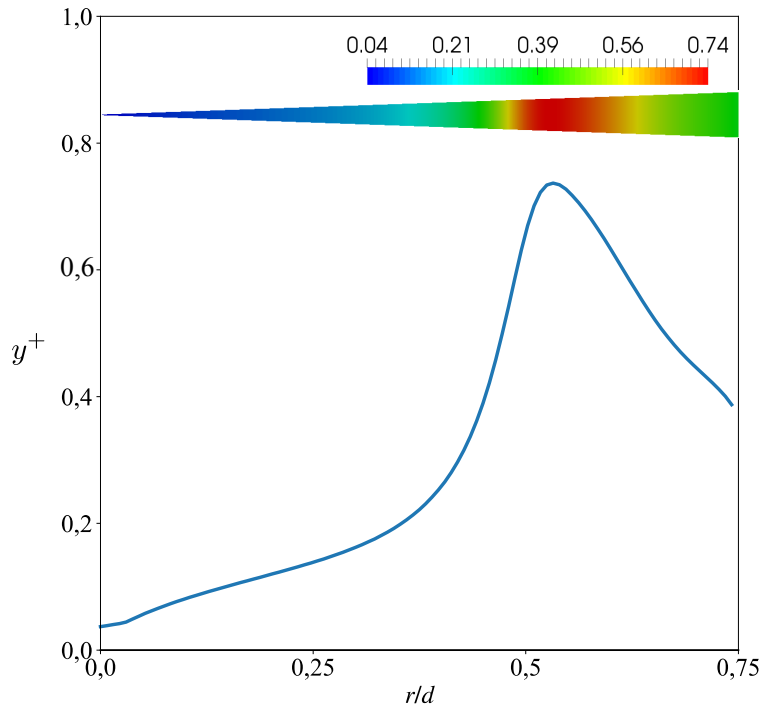
Antes que um modelo numérico seja empregado para a simulação de escoamentos é necessária sua validação para que os resultados sejam confiáveis. Para a realização desta tarefa, é de fundamental importância a avaliação de erros numéricos do processo de discretização espacial e pelo emprego da modelagem da turbulência. No estudo da validação do modelo numérico, foi abordada a questão do refinamento da malha na região parietal,

o qual está relacionado com os modelos de turbulência empregados. Em seguida, foi realizada uma análise de sensibilidade dos resultados de parâmetros globais do escoamento em relação ao refinamento global da malha numérica (refinamento da malha em todo domínio computacional). Finalmente, os resultados numéricos dos parâmetros globais do escoamento e dos perfis de pressão sobre o disco frontal foram confrontando com dados experimentais. A qualidade dos resultados numéricos com o emprego dos modelos de turbulência foi verificada nesta última etapa.

3.4.1 Refinamento Parietal

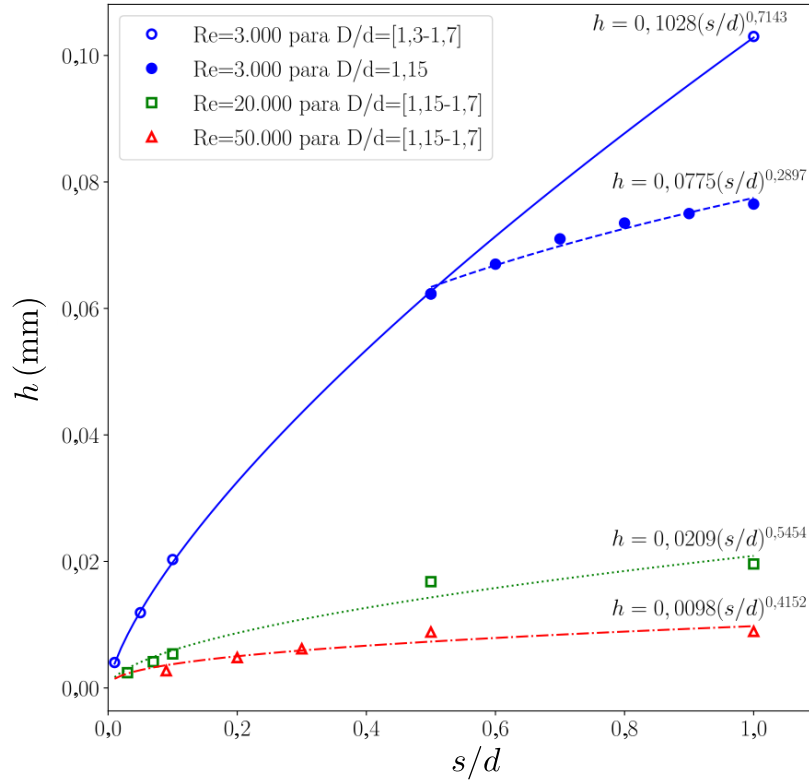
Conforme exposto na Seção 2.3, o ajuste correto da altura (h) das células adjacentes às paredes da malha numérica é essencial para produzir resultados mais confiáveis. Como y^+ depende da solução do problema para a malha confeccionada, um processo iterativo de tentativa e erro deve ser usado para determinar a malha adequada. Com o objetivo de ajustar a altura h necessária para garantir valores máximos de y^+ na superfície do disco frontal próximos da unidade, o escoamento em um difusor com razão de diâmetros de $D/d = 1,5$ foi simulado usando esse processo iterativo para três números de Reynolds (20.000, 30.000 e 50.000), considerando afastamentos adimensionais, s/d , variando de 0 a 1. Para esse estudo, as simulações foram realizadas com o modelo geométrico 2D, modelo de turbulência $k-\omega$ SST e comprimento do orifício de alimentação igual a $e/d = 25$. Como exemplo, a Figura 3.10 mostra o perfil radial e o campo (em paleta de cores) de y^+ na superfície do disco frontal para um caso simulado com a malha 2D-cunha (2.220x671x1) com $Re = 20.000$ e $s/d = 0,05$. Observa-se que o valor máximo de y^+ ocorre em $r/d = 0,55$, o que também se traduz no ponto de maior tensão de cisalhamento na superfície do disco frontal.

Figura 3.10 – Distribuição de y^+ na superfície do disco frontal - $Re = 20.000$ e $s/d = 0,05$.



Fonte: Dados do próprio autor.

O gráfico da Figura 3.11 mostra o comportamento da altura dimensional da primeira célula adjacente à superfície do disco frontal, h , em função do afastamento adimensional para cada número de Reynolds ($Re = 20.000$, 30.000 e 50.000) e para todas as razões de diâmetro investigadas (D/d variando de 1,15 a 1,7). O valor de h apresentado para cada caso já é o resultado do processo iterativo de refinamento da malha na região próxima à parede, na busca por y^+ próximo da unidade. As equações apresentadas para cada configuração de escoamento são resultados de ajuste realizado pela linearização de uma função geométrica usando o método dos mínimos quadrados para os dados de h obtidos nesse processo. Essas equações foram usadas para automatizar o processo de geração de malhas.

Figura 3.11 – Altura (h) em função dos parâmetros geométricos e do escoamento

Fonte: Dados do próprio autor.

3.4.2 Refinamento Global

O testes de independência de malha foram realizados usando-se o índice de convergência de malha (GCI - acrônimo de *Grid Convergence Index*) apresentado por Roache (2009) para estimar o erro de discretização da malha. O procedimento é baseado no método de extrapolação de Richardson (RICHARDSON; GAUNT, 1927). Para obtenção do GCI foram usados três diferentes níveis de refinamento de malha: uma malha padrão (malha 2), uma malha mais refinada em relação à malha padrão (malha 1) e uma malha mais grosseira em relação à malha padrão (malha 3). As malhas 2 e 3 foram construídas multiplicando o número de divisões de cada bloco da malha padrão por um fator de refinamento (Ref), considerando $Ref > 1,0$ para a malha 1 e $Ref < 1,0$ para a malha 3. Portanto, os índices 1, 2 e 3 nessa seção são referentes às malhas 1, 2 e 3, respectivamente.

Para o cálculo do GCI é necessário definir um parâmetro representativo da dimensão da malha, h_i . Para simulações bidimensionais esse parâmetro é dado por:

$$h_i = \left[\frac{1}{N_i} \sum_{i=1}^{N_i} (\Delta A_i) \right]^{1/2}, \quad (3.1)$$

onde A_i é a área de cada célula (i) e N_i é o número total de células da malha i ($i = 1, 2$ e 3). A razão entre os parâmetros representativos da dimensão da malha define a razão de refinamento da malha. Assim, considerando os casos desse trabalho, têm-se:

$$r_{21} = \frac{h_2}{h_1} \quad \text{e} \quad r_{32} = \frac{h_3}{h_2}. \quad (3.2)$$

Para as abordagens considerando o fator de refinamento de malha constante, a metodologia para cálculo do GCI é apresentado por Roache (2009). Entretanto, para situações mais gerais em que o fator de refinamento não é constante, o GCI pode ser calculado seguindo o procedimento apresentado por Celik *et al.* (2008). Como os valores das razões de refinamento de malha são ligeiramente diferentes (em alguns casos após a terceira casa depois da vírgula), em função do procedimento de cálculo do parâmetro representativo da dimensão da malha, h_i , adotou-se o procedimento recomendado por Celik *et al.* (2008).

Para cálculo do GCI é necessário definir os parâmetros do escoamento para serem avaliados. Neste trabalho, a queda de pressão total (ΔP_{tot}) obtida entre a entrada e saída do domínio, a área efetiva de força adimensional (A_{ef}^*) e o coeficiente de descarga (C_d) foram escolhidos para calcular o GCI . Esses parâmetros são denominados aqui de parâmetros globais do escoamento e nesta seção eles são genericamente denominado por ϕ .

O próximo passo do método GCI é determinar a ordem aparente de convergência (P). A ordem teórica de convergência dos esquemas de discretização empregadas para a solução do escoamento é $P_{\text{th}} = 2$. Entretanto, devido às condições de contorno utilizadas, modelos de turbulência empregados e não-linearidades na solução, a ordem teórica de convergência dos métodos implementados no código não se mantém. Segundo Celik *et al.* (2008), a ordem aparente de convergência é calculada usando um processo iterativo dado por:

$$P = \frac{1}{\ln(r_{21})} \left| \ln \left| \frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right| + \ln \left(\frac{r_{21}^P - S}{r_{32}^P - S} \right) \right| \quad (3.3a)$$

$$S = 1 \cdot \text{sgn} \left(\frac{\epsilon_{32}}{\epsilon_{21}} \right), \quad (3.3b)$$

onde $\epsilon_{32} = \phi_3 - \phi_2$, $\epsilon_{21} = \phi_2 - \phi_1$, ϕ_1 , ϕ_2 e ϕ_3 denotam a solução do parâmetro global do escoamento para a malha 1, 2 e 3, respectivamente.

A função $\text{sgn}(\)$ retorna o valor nulo se seu argumento for nulo, -1 se seu argumento

for menor do que zero e 1 se seu argumento for maior do que zero. Para todos os casos avaliados, o argumento da função apresentou valores maiores do que zero. A solução da Equação (3.3) foi iniciada com um valor de P igual a 10 e o processo iterativo foi finalizado quando P atingiu um valor com tolerância de 10^{-11} em relação ao valor da iteração anterior.

Após obter a ordem de convergência, pode-se calcular o GCI_{21} pela Equação (3.4a), que fornece uma estimativa para a incerteza de discretização quando a malha mais refinada (malha 1) é usada na obtenção da solução. Por outro lado, quando muitas simulações são necessárias, como é o caso deste trabalho, pode-se empregar a malha padrão (malha 2), porém a incerteza de discretização torna-se um pouco maior e pode ser estimada pela Equação (3.4b).

$$GCI_{21} = \frac{1,25e^{21}}{r_{21}^P - 1} \quad (3.4a)$$

$$GCI_{32} = \frac{1,25e^{32}}{r_{32}^P - 1}, \quad (3.4b)$$

onde e^{21} e e^{32} são os erros relativos para o parâmetro global ϕ , avaliado usando as soluções das malhas 1 e 2 e das malhas 3 e 2, respectivamente. Tais erros relativos são calculados pelas seguintes equações:

$$e^{21} = \left| \frac{\phi_1 - \phi_2}{\phi_1} \right| \quad (3.5a)$$

$$e^{32} = \left| \frac{\phi_2 - \phi_3}{\phi_2} \right| \quad (3.5b)$$

Os testes de independência de malha foram realizados empregando um difusor com razão de diâmetro igual a 1,5, combinando o número de Reynolds e afastamentos adimensionais, resultando nas seguintes configurações: $Re = 3.000$, $s/d = 0,01$; $Re = 3.000$, $s/d = 0,09$; $Re = 20.000$, $s/d = 0,03$; $Re = 20.000$, $s/d = 0,09$ e $Re = 50.000$, $s/d = 1,0$. Tais configurações foram empregadas de modo a representar, da melhor forma possível, todas as configurações de escoamento investigadas.

Os resultados do índice de convergência de malha são apresentados na Tabelas 3.2 a 3.4 para escoamentos com $Re = 3.000$, $Re = 20.000$ e $Re = 50.000$, respectivamente. Nessas tabelas, os valores de GCI_{21} , GCI_{32} , P , r_{21} e r_{32} são apresentados. Como a malha 2 foi usada na obtenção das soluções, o índice de convergência de malha GCI_{32} deve ser

considerado na análise dos resultados.

As Figuras 3.12 a 3.14 ilustram os perfis de pressão adimensional sobre a superfície do disco frontal considerando os três tipos de malhas adotadas nas simulações para $Re = 3.000$, $Re = 20.000$ e $Re = 50.000$, respectivamente. Em cada gráfico apresenta-se o índice de convergência de malha, GCI_{32} , mostrando que a malha 2 é suficiente para prever os parâmetros globais do escoamento com uma incerteza numérica menor ou igual a 4,1%.

Tabela 3.2 – Resultados dos testes de independência de malha para $Re = 3.000$.

Par. Globais	$s/d = 0,01$			$s/d = 0,09$		
	ΔP_{tot}	A_{ef}^*	C_d	ΔP_{tot}	A_{ef}^*	C_d
GCI_{21} (%)	0,4	0,3	0,2	0,1	0,4	<0,1
GCI_{32} (%)	0,8	0,9	0,4	0,3	0,7	0,1
P	1,0	1,5	1,0	1,4	1,6	1,6
r_{21}	2,0	2,0	2,0	1,5	1,5	1,5
r_{32}	2,0	2,0	2,0	1,5	1,5	1,5

Fonte: Dados do próprio autor.

Tabela 3.3 – Resultados dos testes de independência de malha para $Re = 20.000$.

Par. Globais	$s/d = 0,03$			$s/d = 0,09$		
	ΔP_{tot}	A_{ef}^*	C_d	ΔP_{tot}	A_{ef}^*	C_d
GCI_{21} (%)	<0,1	2,1	<0,1	0,2	1,0	0,2
GCI_{32} (%)	0,1	3,0	0,1	0,3	1,4	0,3
P	1,9	1,0	1,7	1,2	1,0	1,0
r_{21}	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5
r_{32}	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5	1,5

Fonte: Dados do próprio autor.

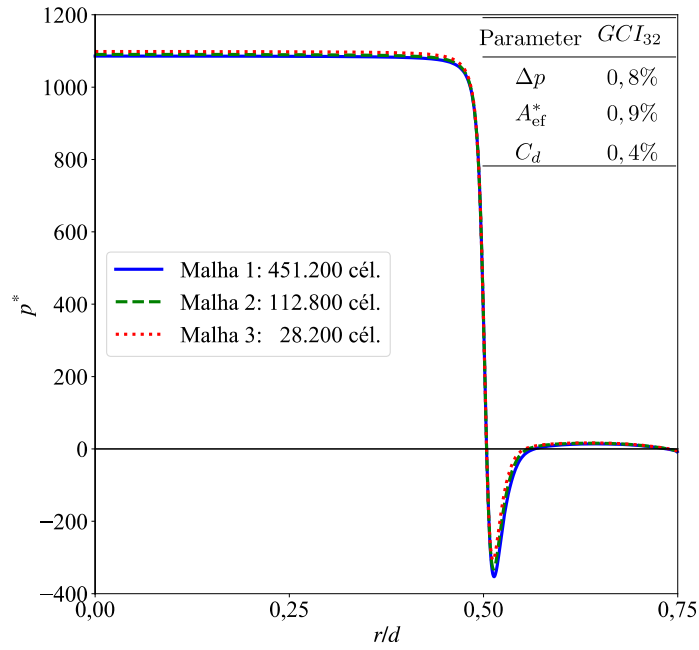
Tabela 3.4 – Resultados dos testes de independência de malha para $Re = 50.000$.

Par. Globais	$s/d = 1,0$		
	ΔP_{tot}	A_{ef}^*	C_d
GCI_{21} (%)	3,3	0,5	0,3
GCI_{32} (%)	4,1	0,7	0,4
P	1,0	1,0	1,0
r_{21}	1,5	1,5	1,5
r_{32}	1,5	1,5	1,5

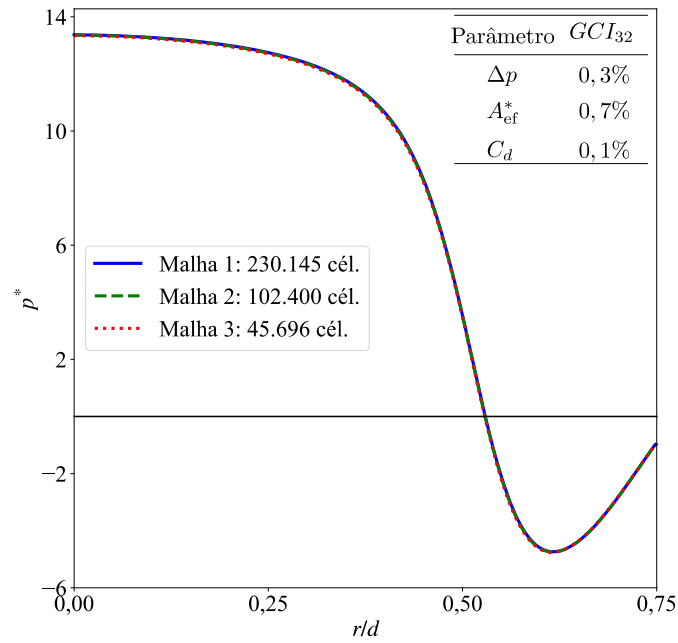
Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 3.12 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal, obtidos com as três malhas para o escoamento com $Re = 3.000$.

(a) $s/d = 0,01$



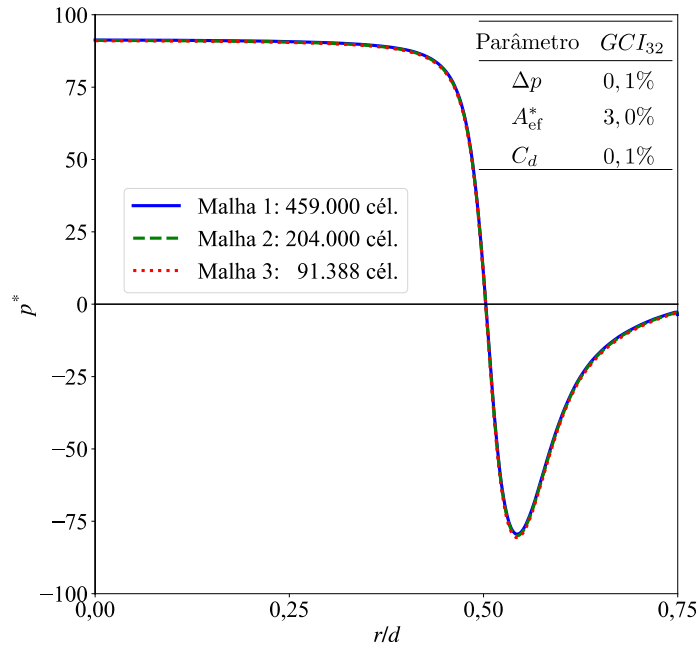
(b) $s/d = 0,09$



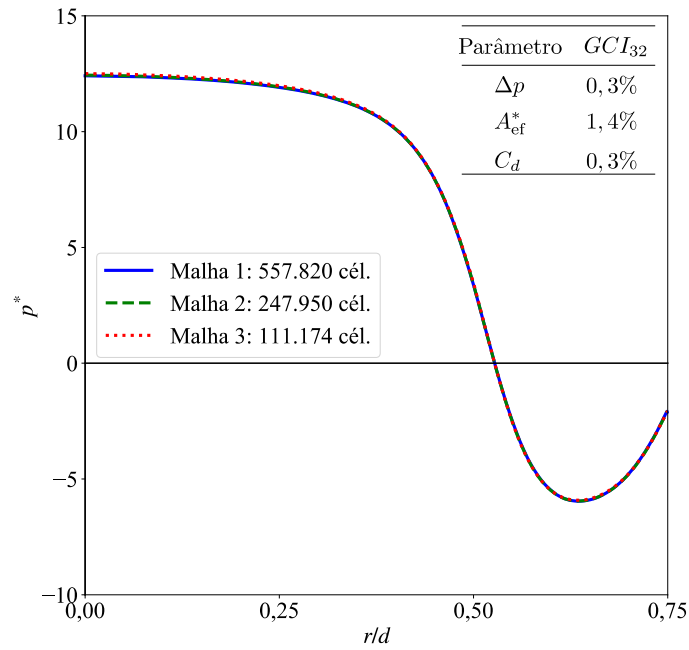
Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 3.13 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal, obtidos com as três malhas para o escoamento com $Re = 20.000$.

(a) $s/d = 0,03$

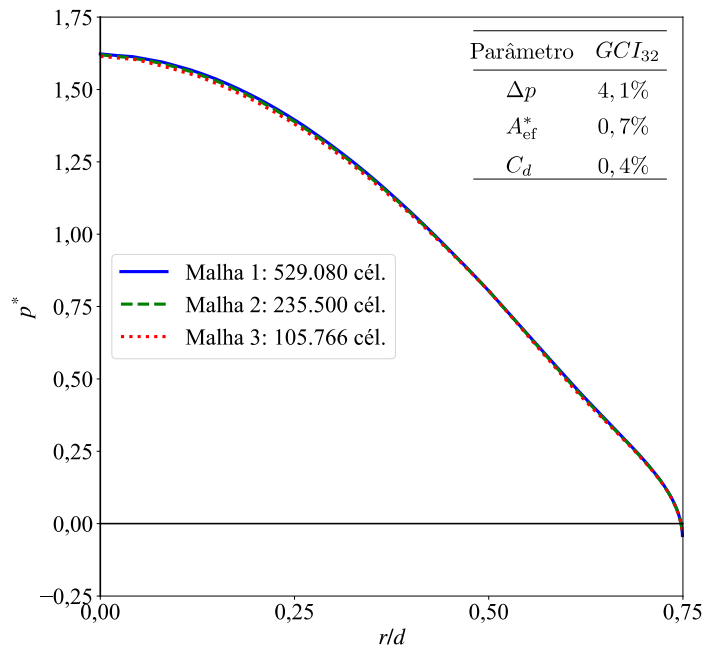


(b) $s/d = 0,09$



Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 3.14 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal, obtidos com as três malhas para o escoamento com $Re = 50.000$ e $s/d = 1,0$.



Fonte: Dados do próprio autor.

3.4.3 Modelagem da Turbulência

A metodologia numérica foi validada usando os perfis de pressão na superfície do disco frontal obtidos experimentalmente por Arantes (2013) para o difusor radial com $D/d = 1,5$. As incertezas experimentais para os principais parâmetros reportadas pelo autor foram $\pm 0,25\%$ para s/d , $\pm 0,185\%$ para Re , e $\pm 0,25\%$ para p , todas as porcentagens calculadas com base em cada valor medido (GASCHE *et al.*, 2015).

Como os modelos de turbulência têm um papel importante nos resultados numéricos, dois modelos anteriormente usados em simulações de escoamentos em difusores radiais foram testados: o modelo RNG k- ϵ , usado por Deschamps *et al.* (2000) e Colaciti *et al.* (2007) e o modelo k- ω SST, usado por Colaciti *et al.* (2007). Em função da dependência das características do escoamento em relação ao afastamento entre discos, s/d , doze configurações típicas de escoamento foram escolhidas para validar a metodologia numérica: sete configurações para escoamentos com $Re = 3.000$ e cinco configurações para escoamentos com $Re = 20.000$.

Perfis de pressão sobre a superfície do disco frontal para escoamento com $Re \approx 3.000$ e $s/d = 0,01$ são apresentados na Figura 3.15. Os campos de viscosidade turbulenta determinados pelos dois modelos de turbulência e o perfil de pressão calculado sem modelo

de turbulência (denominado de modelo laminar na figura) também foram inseridos no gráfico. Além disso, foram incluídos os erros relativos entre o resultado experimental e numérico para a área efetiva de força, A_{ef}^* , e o coeficiente de descarga, C_d . Observa-se que o modelo k- ω SST fornece melhores resultados do que o modelo RNG k- ϵ , assim como os resultados do escoamento obtidos com o modelo laminar. Nota-se que as pressões na região de entrada do escoamento (região de estagnação plana do gráfico, definida para r/d entre zero e 0,5), calculadas com o uso do modelo RNG k- ϵ , são mais elevadas devido aos maiores valores de viscosidade turbulenta na região do difusor. Como os efeitos viscosos são importantes para escoamentos em pequenos afastamentos entre discos, os efeitos da modelagem da viscosidade turbulenta são mais pronunciados, o que aumenta o gradiente de pressão ao longo do escoamento (aumento da pressão de entrada). Os valores de erro menores para A_{ef}^* e C_d obtidos usando o modelos k- ω SST (+4% para A_{ef}^* e -5% para C_d) e laminar (-1% para A_{ef}^* e -5% para C_d) comprovam essa análise qualitativa.

As Figuras 3.16 e 3.17 apresentam comparações similares para o mesmo número de Reynolds ($Re \approx 3.000$), porém para maiores valores de afastamentos entre discos, $s/d = 0,02$ e $s/d = 0,03$, respectivamente. Observa-se novamente que o modelo k- ω SST fornece melhores resultados do que o modelo RNG k- ϵ , tanto qualitativamente, por meio da observação do comportamento dos perfis de pressão, como quantitativamente, por meio dos menores erros relativos dos parâmetros globais (A_{ef}^* e C_d). Nota-se que os dois modelos preveem praticamente a mesma pressão na região de estagnação para $s/d = 0,03$, porém o modelo RNG k- ϵ fornece maiores pressões na maior parte da região do difusor ($r/d > 0,5$). Por esse motivo, como os valores de pressão são negativos nessa região, a força atuante na válvula é superestimada pelo modelo RNG k- ϵ , proporcionando um erro relativo maior no cálculo da área efetiva de força (erro = +14%) em relação ao modelo k- ω SST (erro = -2%). Entretanto, o modelo RNG k- ϵ fornece praticamente o mesmo valor para o coeficiente de descarga (erro = 0 para o modelo RNG k- ϵ e erro = +1% para o modelo k- ω SST), pois depende apenas da pressão na entrada e do gradiente total de pressão ao longo do escoamento. O modelo laminar apresenta maiores erros em relação àquele obtido no caso de $s/d = 0,01$, apesar do baixo valor do número de Reynolds do escoamento (erro = +13% para A_{ef}^* e erro = -8% para C_d).

Resultados numéricos para os perfis de pressão para $Re \approx 3.000$ e afastamentos adimensionais maiores que 0,03 são apresentados apenas para os modelos RNG k- ϵ e k- ω

SST (Figuras 3.18 a 3.21), uma vez que o critério de convergência estabelecido não foi atingido quando o modelo laminar foi usado, possivelmente devido ao aumento dos efeitos inerciais com o aumento do afastamento entre discos. Os perfis de pressão para $s/d = 0,04$ e $0,05$, apresentados nas Figuras 3.18 e 3.19, mostram que o modelo RNG k- ϵ captura os perfis de pressão com melhor precisão em relação ao modelo k- ω SST por toda extensão do escoamento. Os menores erros para A_{ef}^* e C_d obtidos com o uso do modelo RNG k- ϵ comprovam quantitativamente essa análise qualitativa. Entretanto, para os casos de $s/d = 0,07$ e $0,09$ (Figuras 3.20 e 3.21), embora o modelo RNG k- ϵ forneça pressões de entrada mais próximas dos dados experimentais, o modelo k- ω SST prevê melhor as pressões na região do difusor radial. De uma forma geral, entretanto, o modelo RNG k- ϵ resulta em menores erros para os dois parâmetros globais de interesse.

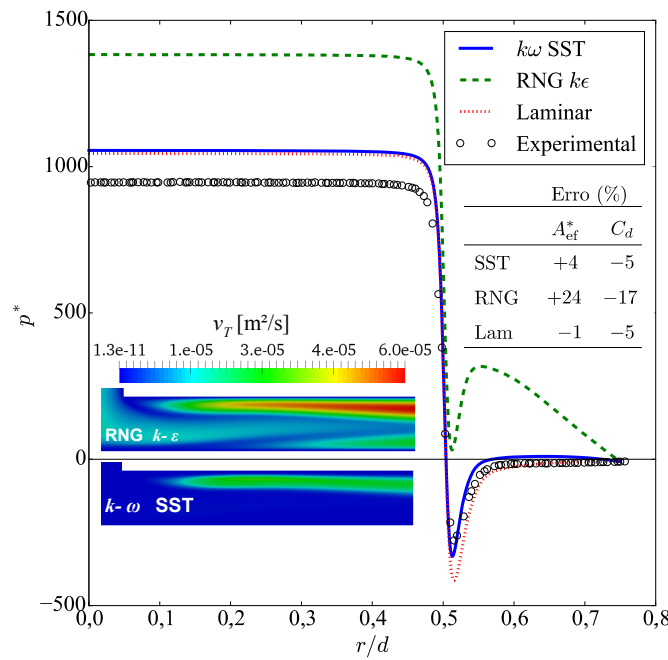
As distribuições de pressão sobre o disco frontal previstas por ambos os modelos apresentaram boa concordância com os resultados experimentais para escoamentos com $Re \approx 20.000$, como mostram as Figuras 3.24 a 3.26. Entretanto, os erros relativos de A_{ef}^* e C_d foram menores com o uso do modelo RNG k- ϵ .

A Tabela 3.5 resume todos os valores dos erros relativos para a área efetiva de força adimensional e o coeficiente de descarga obtidos com ambos os modelos de turbulência. Os dados apresentados mostram que o modelo k- ω SST é recomendado para a simulação de escoamentos com baixos números de Reynolds ($Re \approx 3.000$) e pequenos afastamentos entre discos ($s/d = 0,01$, $s/d = 0,02$ e $s/d = 0,03$). Embora o modelo k- ω SST tenha fornecido menores erros relativos para o caso de $s/d = 0,03$, recomenda-se o uso do modelo RNG k- ϵ para essa configuração de escoamento, em função da área efetiva de força ter apresentado uma descontinuidade na curva plotada de A_{ef}^* em função do afastamento entre discos, s/d (apresentada no Capítulo 4). Possivelmente, trata-se de uma região de transição entre os modelos. Então, para garantir um comportamento contínuo da área efetiva de força, optou-se por obter os resultados finais de simulação do escoamento com o modelo RNG k- ϵ para $s/d = 0,03$ e $Re = 3.000$. Para todas as demais configurações avaliadas, recomenda-se o uso do modelo RNG k- ϵ para simular o escoamento.

No geral, é importante ressaltar que o modelo k- ω apresentou convergência mais lenta do que o modelo RNG k- ϵ para este tipo de escoamento, pois produz grandes instabilidades numéricas comprometendo o campo do escoamento quando utilizando fatores de relaxação maiores do que 0,5 para as variáveis do escoamentos ($\bar{u}$, $\bar{p}$) e da turbulência (k , ω). No

entanto, os cálculos apresentaram estabilidade com o uso do modelo RNG $k-\epsilon$ utilizando fatores de relaxação iguais a 0,7 para todas variáveis. Para iniciar os cálculos é importante começar com fatores de relação pequenos e aumentá-los a medida que aumenta o número de iterações na solução numérica. Por exemplo, simulação de escoamentos com $Re = 50.000$ requereu inicialização dos cálculos com fatores de relaxação iguais a 0,1 para todas as variáveis para evitar divergência na solução.

Figura 3.15 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 2.984$ e $s/d = 0,01$.



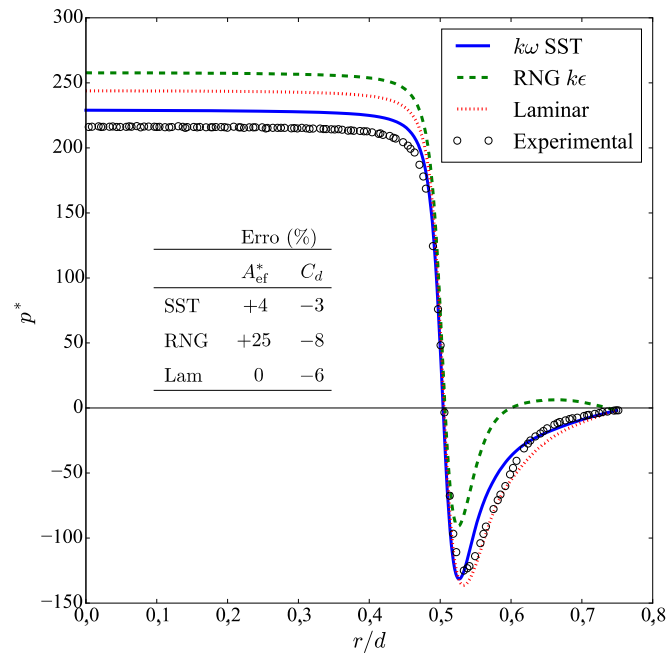
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Tabela 3.5 – Erro relativo (%) entre os resultados numéricos e experimentais de A_{ef}^* e C_d para $D/d = 1,5$.

s/d	$Re \approx 3000$				$Re \approx 20000$			
	k- ω SST		RNG k- ϵ		k- ω SST		RNG k- ϵ	
	A_{ef}^*	C_d	A_{ef}^*	C_d	A_{ef}^*	C_d	A_{ef}^*	C_d
0.01	+4	-5	+24	-17	-	-	-	-
0.02	+4	-3	+25	-8	-	-	-	-
0.03	-2	+1	+14	0	-14	+1	-1	-2
0.04	+12	-6	+5	-2	-6	0	-5	0
0.05	+32	-10	-1	-3	+4	-3	+2	-3
0.07	+34	-13	-1	-7	+5	-3	+1	-3
0.09	+23	-9	0	-5	0	-3	-7	0

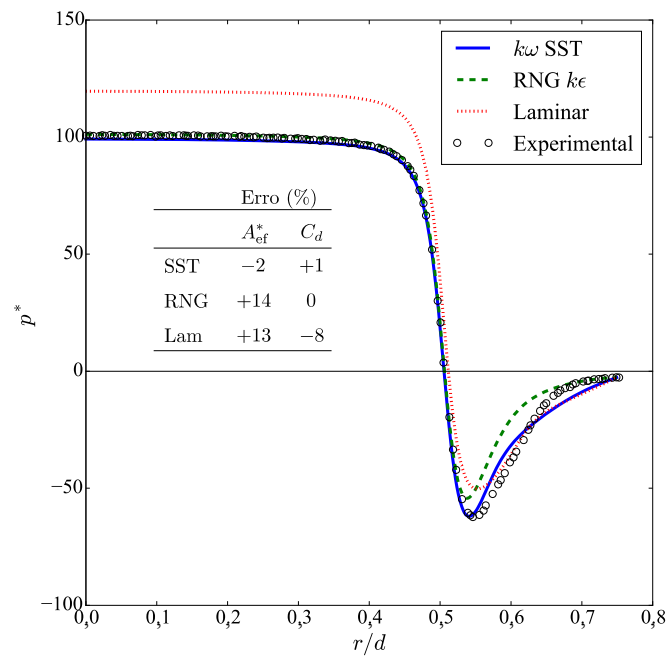
Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 3.16 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 3.015$ e $s/d = 0,02$.



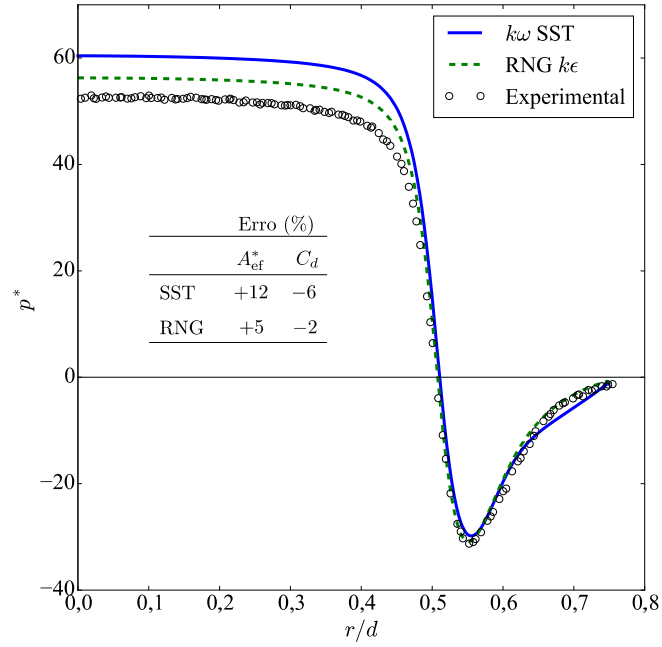
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.17 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 2.987$ e $s/d = 0,03$.



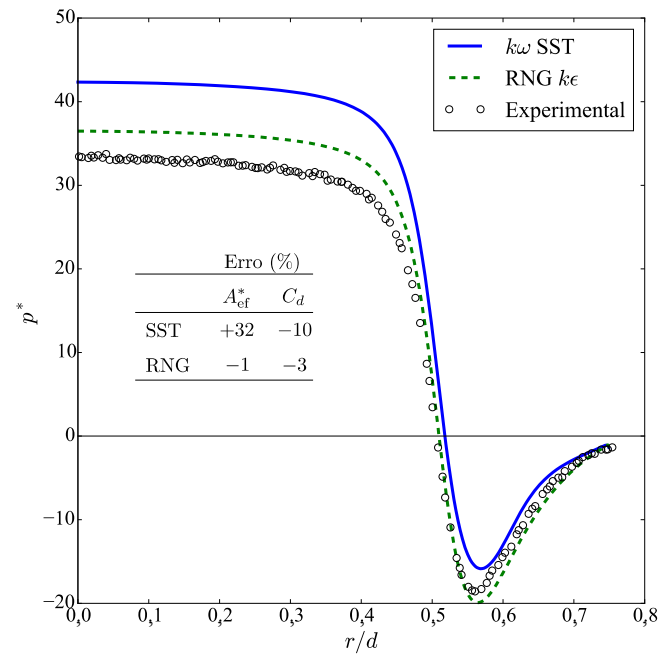
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.18 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 2.978$ e $s/d = 0,04$.



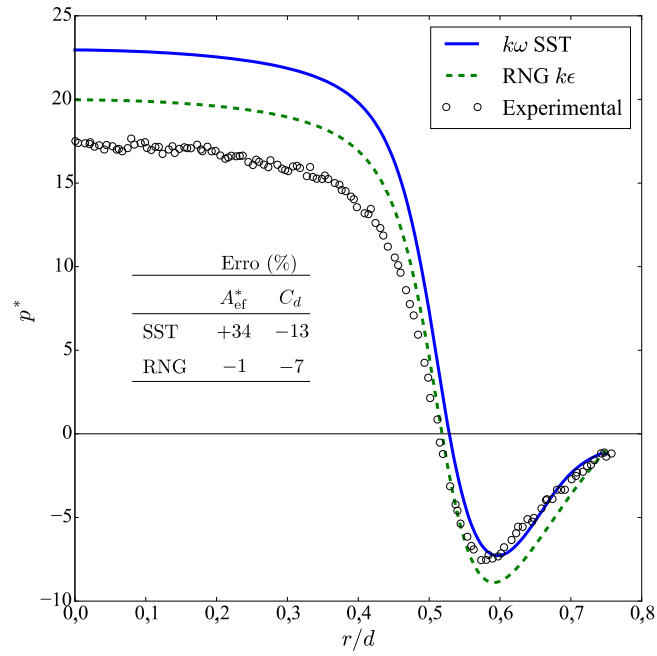
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.19 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 2982$ e $s/d = 0,05$.



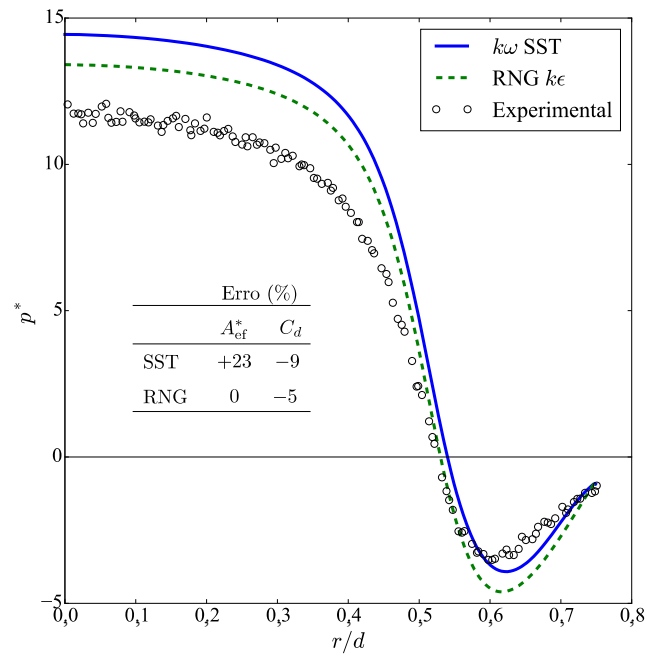
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.20 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 3020$ e $s/d = 0,07$.



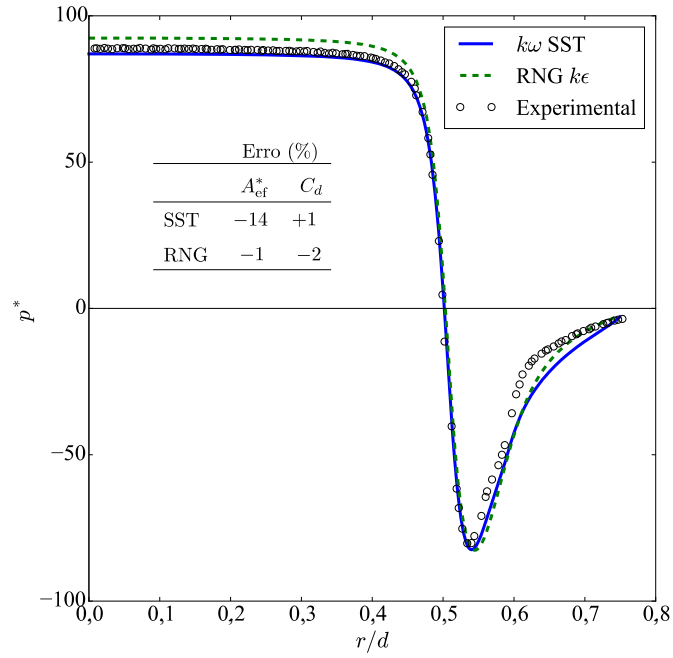
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.21 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 3015$ e $s/d = 0,09$.



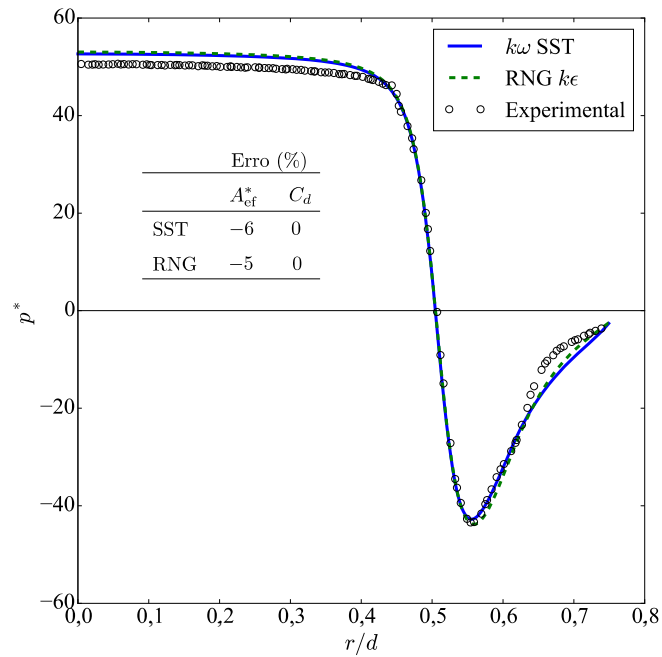
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.22 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 20.066$ e $s/d = 0,03$.



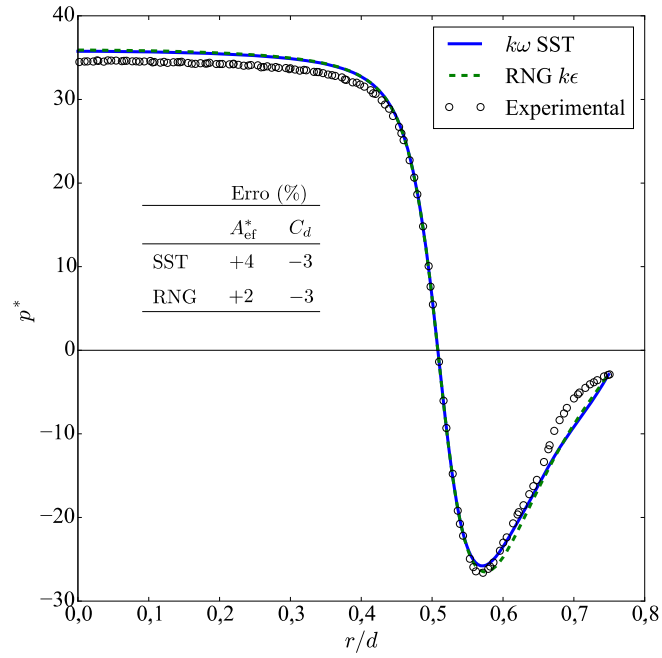
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.23 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 19.953$ e $s/d = 0,04$.



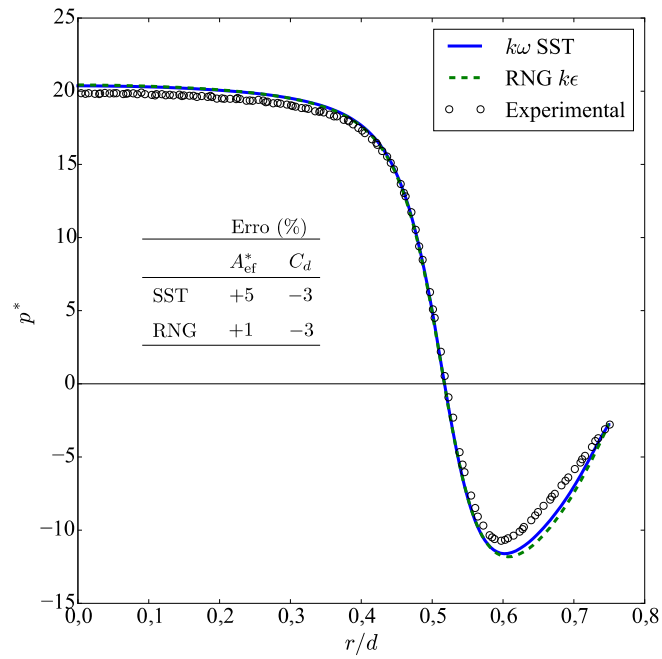
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.24 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 20.154$ e $s/d = 0,05$.



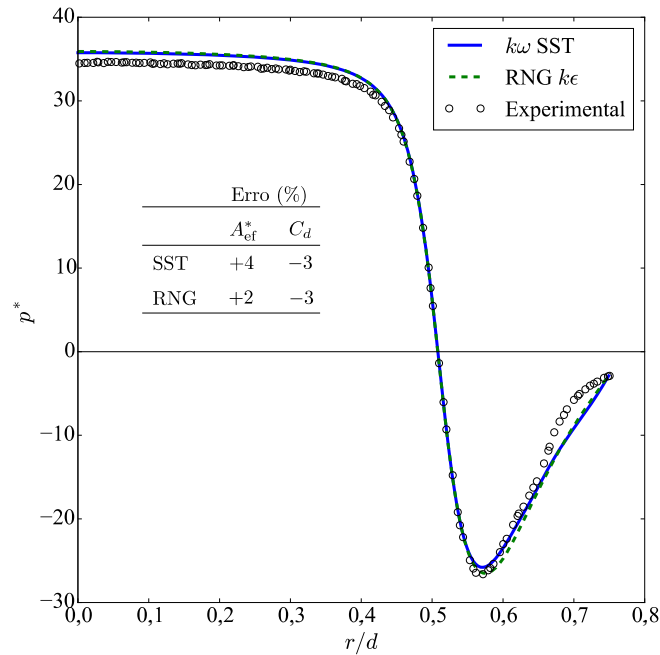
Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.25 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 19.998$ e $s/d = 0,07$.



Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

Figura 3.26 – Perfis de pressão adimensional, p^* , sobre a superfície do disco frontal para o escoamento com $Re = 19.952$ e $s/d = 0,09$.



Fonte: Dados experimentais de Arantes (2013) e numéricos do próprio autor.

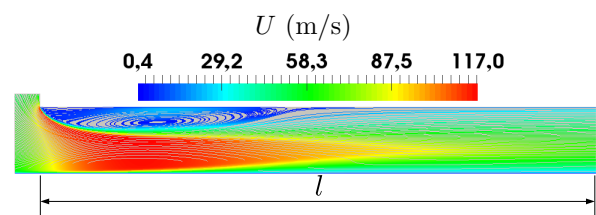
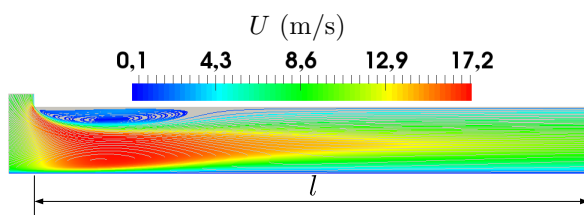
3.4.4 Análise da Distribuição de Pressão na Palleta

As formas dos perfis de pressão na superfície do disco frontal são conhecidos na literatura. Basicamente, a pressão na região de entrada do escoamento (região de pressão praticamente constante) é devido à estagnação do fluido que escoar pelo orifício de alimentação. À medida que o fluido entra na região do difusor - r/d maior do que 0,5 - ocorre uma queda de pressão devido a aceleração do escoamento causada pela redução da área de passagem do escoamento. Nota-se que, dependendo do número de Reynolds, e do afastamento, a pressão pode atingir valores negativos. A mudança repentina na direção do escoamento e a presença da quina na entrada do difusor proporciona o surgimento de uma zona de recirculação que aumenta de tamanho com o aumento do número de Reynolds e do afastamento entre os discos. A Figura 3.27 mostra o efeito de crescimento da zona de recirculação com aumento do número de Reynolds e do afastamento s/d , por meio de linhas de corrente e de campos de magnitude do vetor velocidade, U . A zona de recirculação é de fundamental importância na previsão dos perfis de pressão sobre superfície do disco frontal. Todas as imagens da Figura 3.27 possui o mesmo comprimento dimensional, ou seja, mostra toda a extensão do difusor radial, desde sua entrada até a saída.

Figura 3.27 – Linhas de corrente do escoamento no difusor radial com $D/d = 1,5$.

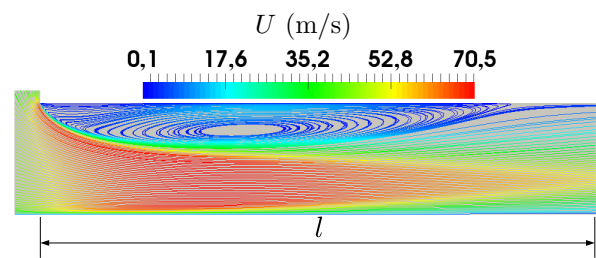
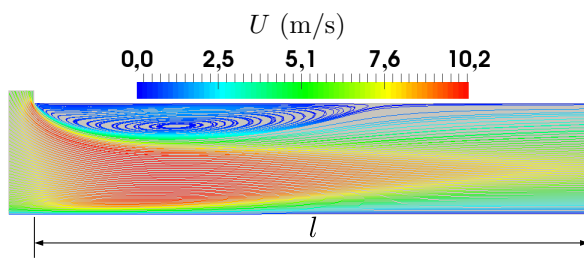
(a) $Re = 3.000 - s/d = 0,03$

(b) $Re = 20.000 - s/d = 0,03$



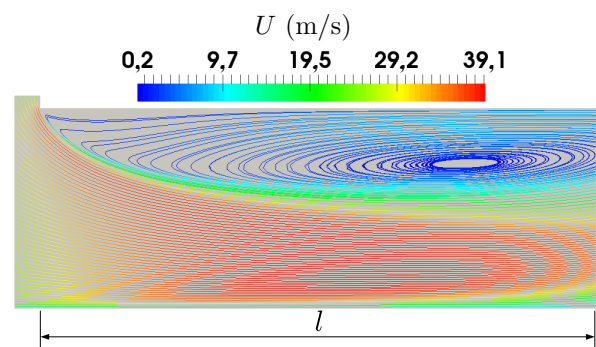
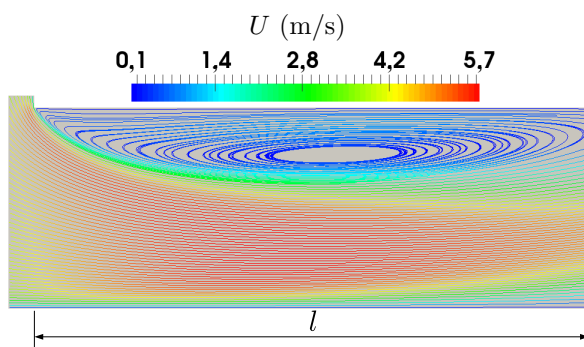
(c) $Re = 3.000 - s/d = 0,05$

(d) $Re = 20.000 - s/d = 0,05$



(e) $Re = 3.000 - s/d = 0,09$

(f) $Re = 20.000 - s/d = 0,09$



Fonte: Dados do próprio autor.

Após o fluido atingir o ponto máximo de restrição no difusor, inicia-se a recuperação de pressão à medida que ocorre a desaceleração do fluido devido ao aumento de área de passagem. Entretanto, em determinadas configurações (Re , s/d), o escoamento não recola na superfície do disco frontal, ou seja em alguma posição com $r/d < 0,5$ (Figuras 3.27e e 3.27f). A queda de pressão total do escoamento ao longo do difusor radial é controlada por meio de dois principais efeitos. Um deles é o efeito das forças viscosas na região do difusor, que aumentam com a elevação do número de Reynolds e com a redução do afastamento entre os discos. O outro está relacionado com o tamanho da zona de recirculação, a qual é controlada pelas forças inerciais e parâmetros geométricos do difusor (s/d e D/d). O trabalho de Ferreira e Driessen (1986) apresenta uma boa descrição e caracterização dos padrões deste tipo de escoamento.

3.4.5 Resumo

As análises apresentadas nas seções anteriores possibilitam estabelecer as seguintes diretrizes para a simulação de escoamentos em difusores radiais com $D/d = 1,5$:

- O modelo geométrico 2D pode ser utilizado;
- Um comprimento de orifício de alimentação igual a $e/d = 25$ é suficiente para produzir perfis de pressão sobre o disco frontal independentes de e/d ;
- As dimensões do domínio computacional apresentadas na Tabela 3.1 são recomendadas para simular o escoamento;
- Malhas com número de volumes iguais aos especificados para a malha 2 são suficientes para fornecer resultados com incertezas de discretização menores ou iguais a 4,1%;
- O modelo $k-\omega$ SST é recomendado para simular escoamentos com $Re = 3.000$ e $s/d = 0,01$ e $0,02$, e o modelo RNG $k-\epsilon$ é recomendado para as demais configurações de afastamentos para $Re = 3.000$ e para todos os afastamentos entre discos para escoamentos com $Re = 20.000$. Considerando essas recomendações, 63% dos escoamentos simulados produzem erros relativos de A_{ef}^* e C_d , em relação aos dados experimentais, menores do que 3%.

Embora essas análises sejam rigorosamente válidas apenas para as configurações de escoamento avaliadas, as recomendações apresentadas serão extrapoladas para as demais configurações de escoamento que serão avaliadas no próximo capítulo.

Capítulo 4

RESULTADOS

4.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

Neste capítulo são apresentados resultados de área efetiva de força adimensional, coeficiente de descarga e coeficiente de perda de energia para escoamentos com números de Reynolds variando entre 3.000 e 50.000, considerando afastamentos na faixa de 0,01 até 1,0, para difusores radiais com razão de diâmetro de 1,15; 1,3; 1,5 e 1,7.

Todos os resultados das simulações apresentados aqui foram obtidos utilizando as seguintes condições para escoamento de ar: $p_v = 97.500$ Pa, $\rho_u = 1,16$ kg/m³, $T_u = 293,15$ K.

4.2 ÁREA EFETIVA DE FORÇA

As Tabelas 4.1 a 4.4 contém os valores de áreas efetivas de força adimensional em função do afastamento adimensional, s/d , e número de Reynolds, Re , para difusores radiais com razões de diâmetro iguais a $D/d = 1,15$; 1,3; 1,5 e 1,7, respectivamente.

Simulações envolvendo efeitos de compressibilidade no escoamento não foram realizadas. Portanto, o trabalho não contempla análises para escoamentos com: $Re = 20.000$ e $s/d < 0,03$ e para $Re = 50.000$ e $s/d < 0,09$. Adicionalmente, resultados de simulações para escoamento com $Re = 3.000$ para o difusor radial com $D/d = 1,5$ e $s/d = 0,03$, e para o difusor radial com $D/d = 1,7$ e $s/d = 0,03$ e 0,04 não foram apresentados por produzirem descontinuidades aparentemente não físicas. Possivelmente, essa descontinuidade é devida à mudança de utilização do modelo de turbulência de $k-\omega$ SST para o modelo RNG $k-\epsilon$ nesta pequena faixa de operação.

Na próxima seção, os dados das Tabelas 4.1 a 4.4 também estão plotados na forma gráfica para uma melhor avaliação do comportamento da área efetiva de força adimensional.

Tabela 4.1 – Área efetiva de força adimensional para $D/d = 1,15$.

s/d	A_{ef}^*		
	$Re = 3.000$	$Re = 20.000$	$Re = 50.000$
0,010	0,945	-	-
0,015	0,926	-	-
0,020	0,909	-	-
0,030	0,912	0,906	-
0,040	0,917	0,921	-
0,050	0,915	0,926	-
0,070	0,900	0,921	-
0,090	0,876	0,905	0,909
0,100	0,862	0,894	0,901
0,150	0,800	0,849	0,856
0,200	0,756	0,810	0,821
0,250	0,730	0,787	0,798
0,300	0,719	0,776	0,790
0,400	0,716	0,771	0,785
0,500	0,722	0,775	0,789
0,600	0,727	0,780	0,793
0,700	0,731	0,783	0,796
0,800	0,734	0,785	0,798
0,900	0,737	0,787	0,800
1,000	0,738	0,789	0,802

Fonte: Dados do próprio autor.

Tabela 4.2 – Área efetiva de força adimensional para $D/d = 1,3$.

s/d	A_{ef}^*		
	$Re = 3.000$	$Re = 20.000$	$Re = 50.000$
0,01	0,941	-	-
0,02	0,836	-	-
0,03	0,797	0,715	-
0,04	0,776	0,745	-
0,05	0,787	0,787	-
0,07	0,814	0,837	-
0,09	0,826	0,858	0,853
0,10	0,827	0,869	0,866
0,15	0,816	0,870	0,880
0,20	0,799	0,863	0,879
0,30	0,785	0,857	0,876
0,40	0,794	0,866	0,884
0,50	0,807	0,878	0,897
0,60	0,819	0,889	0,907
0,70	0,827	0,896	0,914
0,80	0,833	0,902	0,919
0,90	0,838	0,906	0,923
1,00	0,842	0,909	0,927

Fonte: Dados do próprio autor.

Tabela 4.3 – Área efetiva de força adimensional para $D/d = 1,5$.

s/d	A_{ef}^*		
	$Re = 3.000$	$Re = 20.000$	$Re = 50.000$
0,01	0,960	-	-
0,02	0,754	-	-
0,03	-	0,554	-
0,04	0,628	0,490	-
0,05	0,569	0,478	-
0,07	0,575	0,593	-
0,09	0,628	0,683	0,664
0,10	0,651	0,699	0,697
0,15	0,720	0,795	0,812
0,20	0,758	0,843	0,860
0,30	0,803	0,897	0,920
0,40	0,840	0,933	0,958
0,50	0,865	0,957	0,986
0,60	0,887	0,982	1,007
0,70	0,903	0,999	1,023
0,80	0,916	1,010	1,034
0,90	0,925	1,018	1,041
1,00	0,932	1,026	1,047

Fonte: Dados do próprio autor.

Tabela 4.4 – Área efetiva de força adimensional para $D/d = 1,7$.

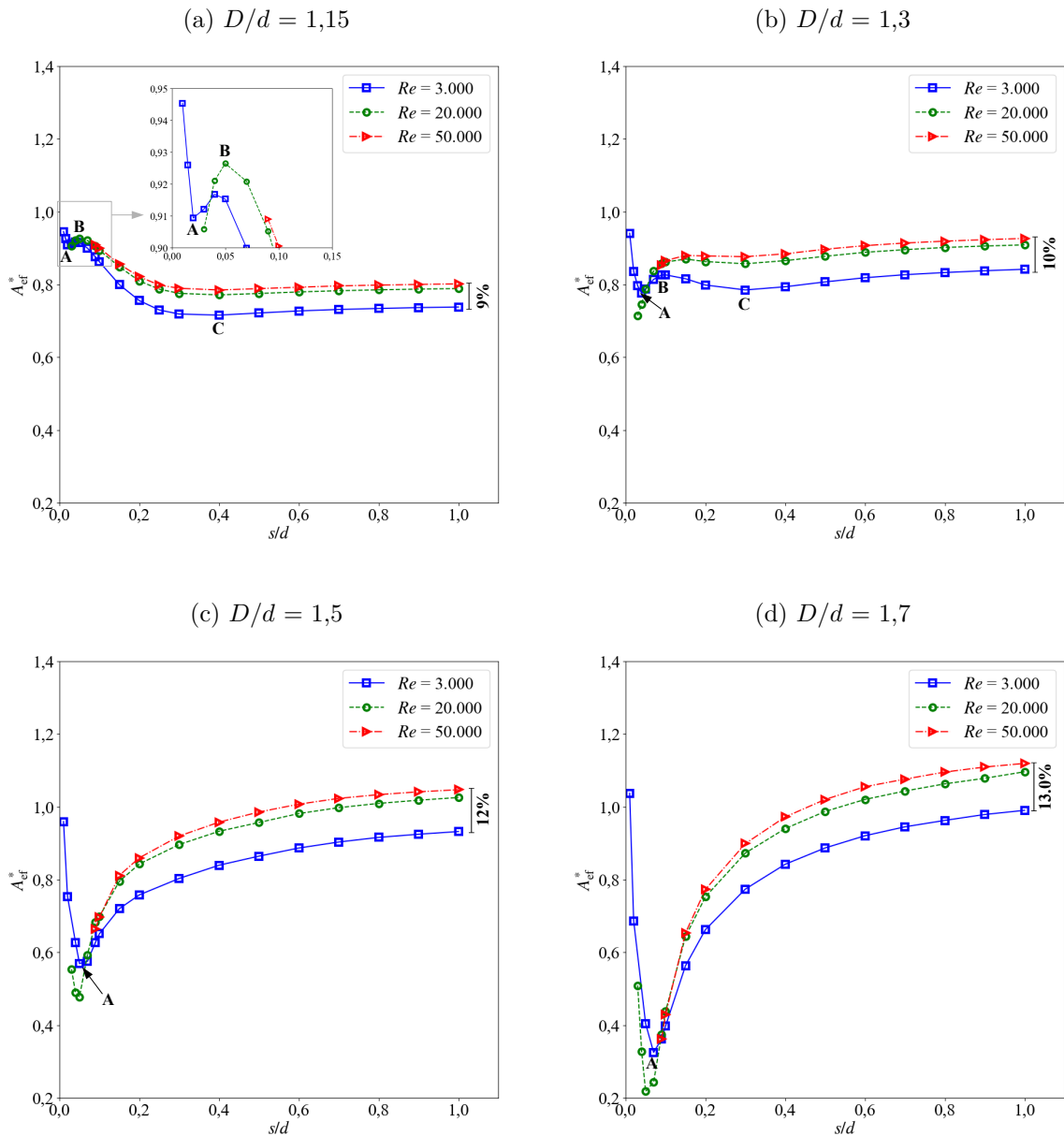
s/d	A_{ef}^*		
	$Re = 3.000$	$Re = 20.000$	$Re = 50.000$
0,01	1,037	-	-
0,02	0,687	-	-
0,03	-	0,509	-
0,04	-	0,327	-
0,05	0,404	0,218	-
0,07	0,325	0,243	-
0,09	0,362	0,374	0,361
0,10	0,398	0,438	0,430
0,15	0,563	0,644	0,653
0,20	0,663	0,753	0,773
0,30	0,774	0,873	0,899
0,40	0,842	0,940	0,972
0,50	0,887	0,987	1,020
0,60	0,921	1,020	1,055
0,70	0,945	1,043	1,076
0,80	0,963	1,063	1,096
0,90	0,979	1,079	1,110
1,00	0,990	1,096	1,119

Fonte: Dados do próprio autor.

4.2.1 Influência do Afastamento e do Número de Reynolds

Inicialmente, os valores de A_{ef}^* são plotados em função do afastamento adimensional e do número de Reynolds para cada razão de diâmetro. A Figura 4.1 mostra o comportamento de A_{ef}^* para os difusores radiais com razões de diâmetro iguais a $D/d = 1,15$; 1,3; 1,5 e 1,7.

Figura 4.1 – Área efetiva de força adimensional em função de s/d para diversas razões de diâmetro.



Fonte: Dados do próprio autor.

Inicialmente, pode-se observar comportamentos distintos para A_{ef}^* , dependendo da razão de diâmetro do difusor. Para $D/d = 1,15$ e 1,3 a área efetiva de força apresenta

dois pontos de mínimo locais (A e C), enquanto que para $D/d = 1,5$ e $1,7$, apenas um único ponto de mínimo (A) é observado. Estes comportamentos podem ser justificados analisando a distribuição de pressão na superfície do disco frontal e as linhas de corrente do campo de escoamento.

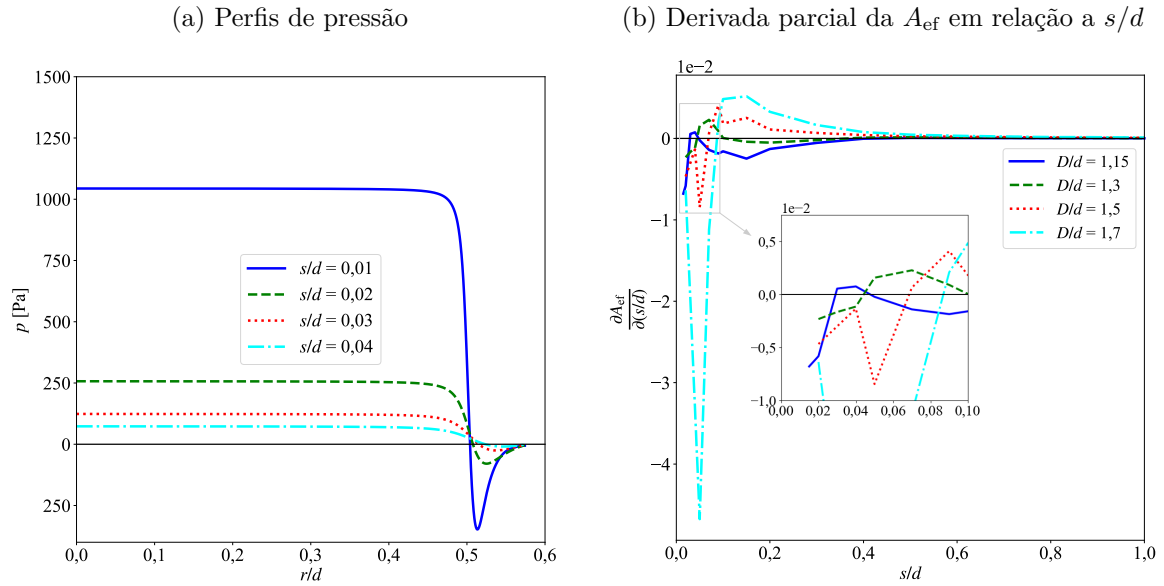
Na Figura 4.2 são mostradas as distribuições de pressão sobre a superfície do disco frontal e a derivada da área efetiva de força em relação ao afastamento adimensional entre os discos para $Re = 3.000$. Na Figura 4.2a nota-se uma queda repentina da pressão na região de estagnação do fluido (região de pressão constante entre $r/d = 0$ e $0,5$) à medida em que aumenta-se o afastamento adimensional de $0,01$ para $0,02$. Consequentemente, a força e a queda de pressão no disco frontal diminuem. Portanto, o comportamento resultante depende da razão de ambas variáveis em decaimento. Com o apoio da Figura 4.2b pode-se investigar o comportamento da derivada parcial da área efetiva de força em relação ao afastamento adimensional do disco frontal, calculada por meio da diferenciação parcial da área efetiva de força (A_{ef}), dada pela Equação (4.1). As derivadas parciais da força (F) e da queda de pressão (Δp) com relação ao afastamento adimensional são calculadas usando os dados oriundos das soluções numéricas. Através da Figura 4.2b nota-se que a derivada é negativa para os primeiros afastamentos adimensionais ($0,01$ - $0,02$). O sinal da derivada muda quando $s/d = 0,03$, demonstrando matematicamente a queda da área efetiva de força até $s/d = 0,02$ e o seu aumento entre os afastamentos adimensionais subsequentes, $s/d = 0,03$ e $0,04$.

$$\frac{\partial A_{ef}}{\partial (s/d)} = \frac{1}{\Delta p} \frac{\partial F}{\partial (s/d)} - \frac{F}{\Delta p^2} \frac{\partial \Delta p}{\partial (s/d)} \quad (4.1)$$

O mecanismo físico que justifica a maior queda da força em relação à queda de pressão entre $s/d = 0,01$ e $0,02$ é a pressão negativa na região de entrada do difusor ($r/d > 0,5$), causada pela redução da área de passagem do escoamento no difusor. Além da redução de força na região de estagnação, a força negativa adicional na entrada do difusor contribui ainda mais para o decréscimo da força, sem afetar a redução da queda de pressão nesta região, conforme indicam os perfis de pressão relativa (razão entre a pressão local e a pressão de estagnação) apresentados na Figura 4.3. Consequentemente, o gradiente de força é maior do que o gradiente da queda de pressão, reduzindo a área efetiva de força. Para $s/d = 0,03$ e $0,04$, os respectivos perfis de pressão relativa mostrados na Figura 4.3 indicam que a contribuição da parcela negativa de força na região de entrada do difusor

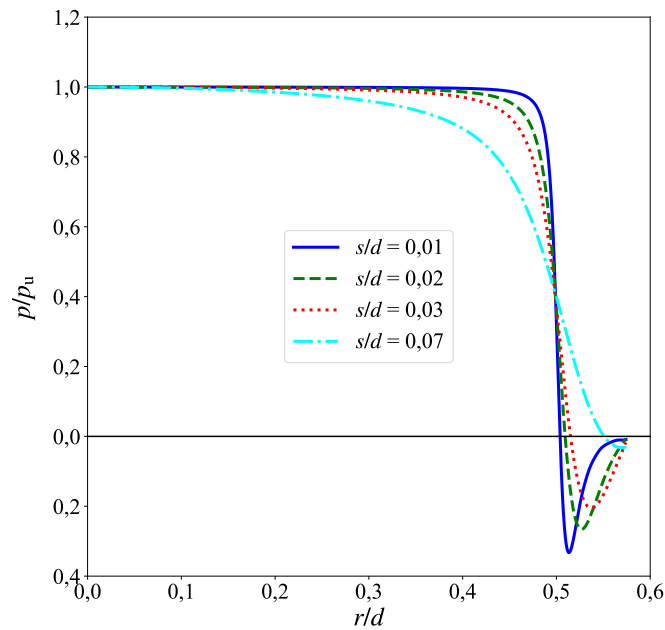
para a força total sobre o disco frontal é menor. Por esse motivo, a área efetiva de força aumenta nessa estreita faixa de afastamentos entre os discos.

Figura 4.2 – Distribuição de pressão sobre o disco frontal e derivada parcial da área efetiva de força em relação ao afastamento adimensional para $D/d = 1,15$ e $Re = 3.000$.



Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 4.3 – Distribuição de pressão relativa sobre o disco frontal para $Re = 3.000$ e $D/d = 1,15$.



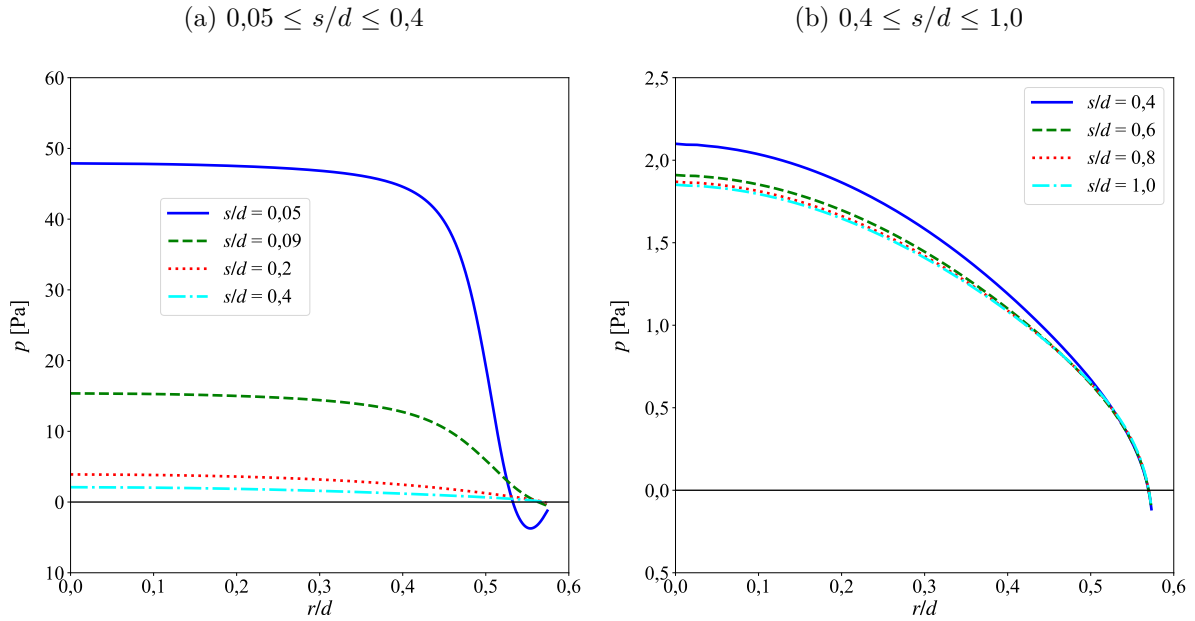
Fonte: Dados do próprio autor.

Após alcançar um valor máximo para $s/d = 0,04$ (ponto B na Figura 4.1a para $Re = 3.000$), a área efetiva de força começa a diminuir. Do ponto de vista matemático, essa redução pode ser explicada pela derivada negativa da área efetiva de força mostrada pela Figura 4.2b. Para $s/d = 0,4$ nota-se outro valor mínimo para A_{ef}^* (ponto C na Figura 4.1a) e uma mudança no sinal da derivada na Figura 4.2b. Do ponto B até o ponto C ($0,04 < s/d < 0,4$), a região de pressão negativa dentro do difusor é pequena. Portanto, a explicação física para a redução da área efetiva de força é diferente.

Nas Figuras 4.3 e 4.4a observa-se que os perfis de pressão na região do orifício de alimentação ($r/d < 0,5$) não é plano como nos afastamentos anteriores devido à menor curvatura do escoamento. Quando o afastamento é pequeno, o fluido acelera na entrada do difusor ($r/d = 0,5$), enquanto que para afastamentos maiores a aceleração do escoamento inicia antes da entrada do difusor ($r/d < 0,5$), gerando menores curvaturas no escoamento. Consequentemente, a queda de pressão no disco frontal inicia para $r/d < 0,5$. Este novo comportamento é responsável por diminuir a força sobre o disco, sem interferir proporcionalmente na queda de pressão. Portanto, o gradiente de força é mais elevado em relação ao gradiente de queda de pressão, reduzindo a área efetiva de força. A Figura 4.4b mostra os perfis de pressão sobre a superfície do disco frontal com s/d variando de 0,4 até 1,0, para $Re = 3.000$ e $D/d = 1,15$. Nota-se que a variação de distribuição de pressão é muito pequena, proporcionando um aumento suave e gradativo da área efetiva de força para s/d maiores do que 0,4, como mostrado na Figura 4.1a.

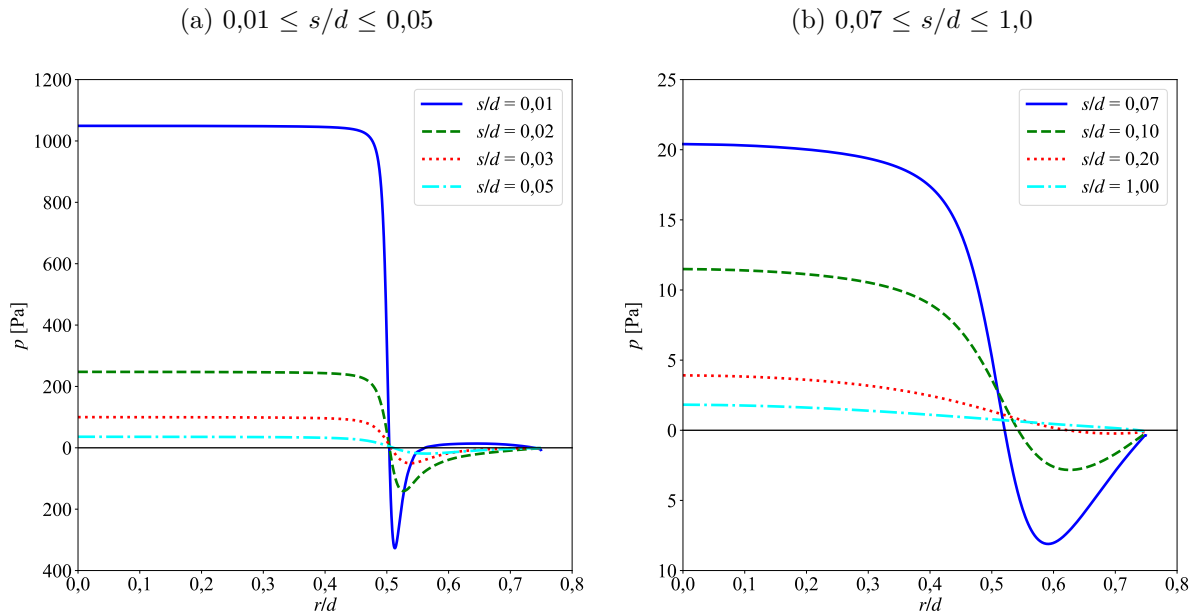
Para escoamentos com número de Reynolds maiores ($Re = 20.000$ e 50.000), o comportamento qualitativo da área efetiva de força adimensional, para o difusor com razão de diâmetro igual a $D/d = 1,15$, é similar, porém os valores são maiores. Para a maior variação do número de Reynolds (de $Re = 3.000$ para 50.000), observa-se um aumento de 9% para o maior afastamento entre os discos ($s/d = 1,0$), conforme mostrado na Figura 4.1a. Além disso, observa-se o mesmo comportamento qualitativo da A_{ef}^* para a razão de diâmetro igual a 1,3 (Figura 4.1b), com uma queda mais pronunciada da A_{ef}^* (similar a região do ponto A indicada na curva para $Re = 3.000$). Isso ocorre devido aos efeitos viscosos visto que o difusor com $D/d = 1,3$ é maior.

Figura 4.4 – Distribuição de pressão sobre o disco frontal para $D/d = 1,15$ e $Re = 3.000$.



Fonte: Dados do próprio autor.

Figura 4.5 – Distribuição de pressão sobre o disco frontal para $D/d = 1,5$ e $Re = 3.000$.



Fonte: Dados do próprio autor.

Para os difusores radiais com razões de diâmetro iguais a 1,5 e 1,7, observa-se a existência de apenas um valor mínimo de área efetiva de força para $s/d = 0,05$, como pode ser visto nas Figuras 4.1c e 4.1d, respectivamente. Na Figura 4.5a nota-se que o comportamento da distribuição de pressão para $D/d = 1,5$ e $0,01 < s/d < 0,05$ é qualitativamente similar ao comportamento obtido para $D/d = 1,15$ e $0,01 < s/d < 0,02$ (faixa de afasta-

mento em que ocorre a queda de A_{ef}^*). Portanto, a explicação física é a mesma: os valores negativos de pressão na região do difusor causam maiores reduções da força quando comparada com a redução da queda de pressão, justificando a redução da área efetiva de força. Entretanto, o fenômeno ocorre para uma maior faixa de afastamentos, uma vez que o comprimento do difusor (região de recobrimento entre os discos frontal e anterior) é maior. Isto pode ser melhor compreendido comparando a dimensão e a posição da zona de recirculação, formada na região do difusor, para escoamentos em difusores com razões de diâmetro diferentes.

Na coluna do lado esquerdo da Figura 4.6 são apresentadas as linhas de corrente para $D/d = 1,15$ e para vários afastamentos, enquanto que a coluna do lado direito mostra as linhas de corrente para $D/d = 1,5$ e para os mesmos afastamentos. Assim, pode-se observar o tamanho e a posição das zonas de recirculação no domínio de cálculo. Para $D/d = 1,15$, nota-se que a separação do escoamento na entrada do difusor e o seu posterior recolamento dentro do comprimento do difusor, para afastamentos adimensionais variando de 0,01 até 0,03 (Figuras 4.6a e 4.6b). Para $s/d = 0,03$, a bolha de recirculação preenche todo comprimento do difusor (l), conforme mostrado pela Figura 4.6b. Como o comprimento do difusor é maior para $D/d = 1,5$, o mesmo comportamento ocorre, mas para afastamentos adimensionais variando de 0,01 até 0,07, conforme é mostrado nas Figuras 4.6h a 4.6k. Para essa razão de diâmetro ($D/d = 1,5$), a zona de recirculação preenche completamente o difusor apenas quando o afastamento adimensional atinge aproximadamente o valor de 0,07.

Para o difusor com $D/d = 1,15$ e afastamentos adimensionais maiores do que 0,03 o escoamento recola em uma região fora do difusor, caracterizando um jato radial em colisão com a superfície do disco frontal (Figuras 4.6c a 4.6g). Entretanto, para $D/d = 1,5$, o escoamento tipo jato radial ocorre apenas para afastamentos adimensionais maiores do que 0,07 (Figuras 4.6l a 4.6n). Para essas configurações, a influência da região de pressão negativa no cálculo da força atuante no disco frontal diminui, conforme pode ser observado nos perfis de pressão apresentados na Figura 4.5b. Por esse motivo, a área efetiva de força adimensional começa a aumentar monotonicamente a partir do ponto A na Figura 4.1c, para $D/d = 1,5$, e na Figura 4.1d, para $D/d = 1,7$.

Para os difusores com razões de diâmetro iguais a 1,5 e 1,7, observa-se nas Figuras 4.1c e 4.1d que a área efetiva de força também aumenta com o número de Reynolds para a

Figura 4.6 – Linhas de corrente do escoamento para $Re = 3.000$.

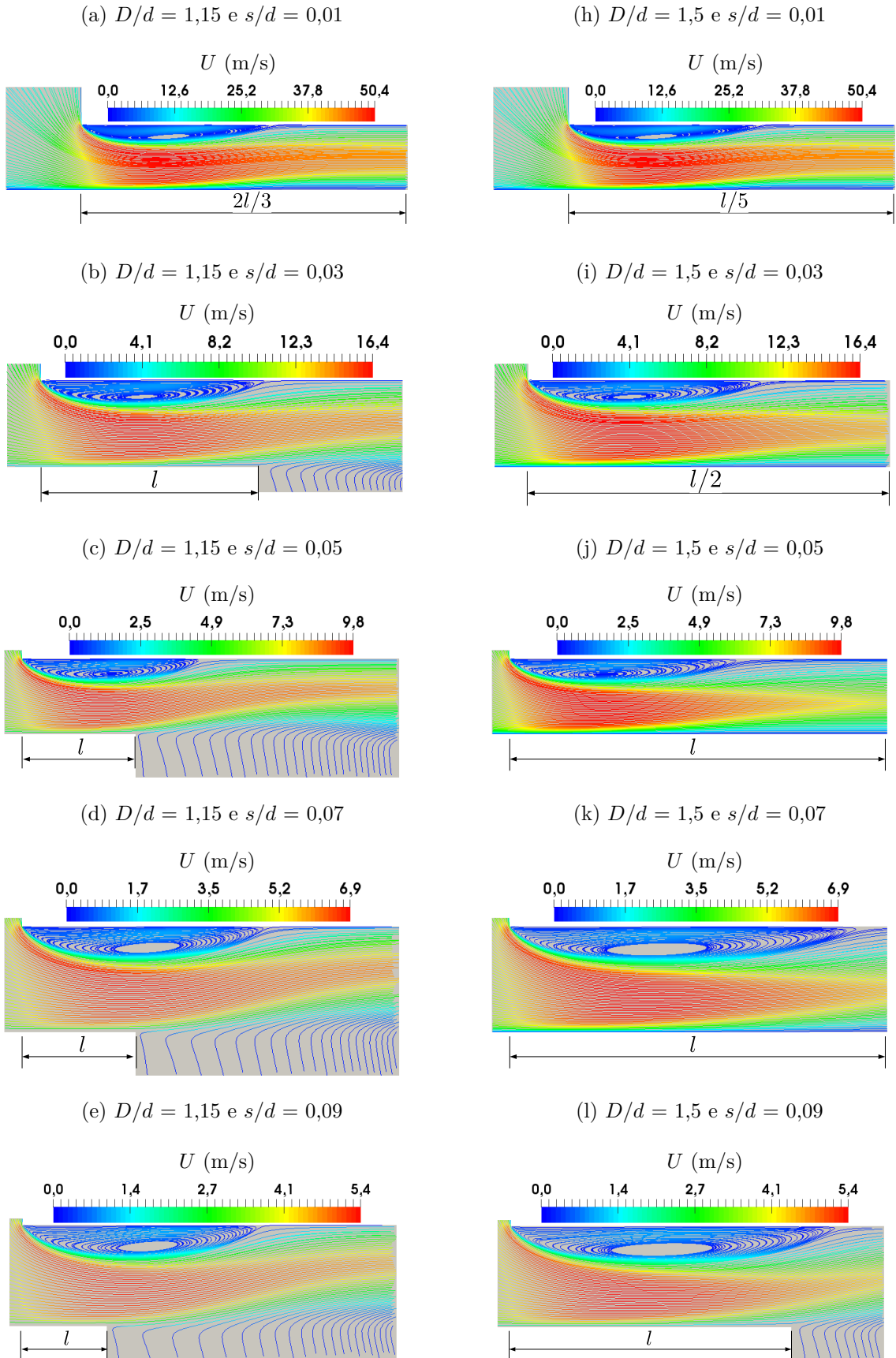
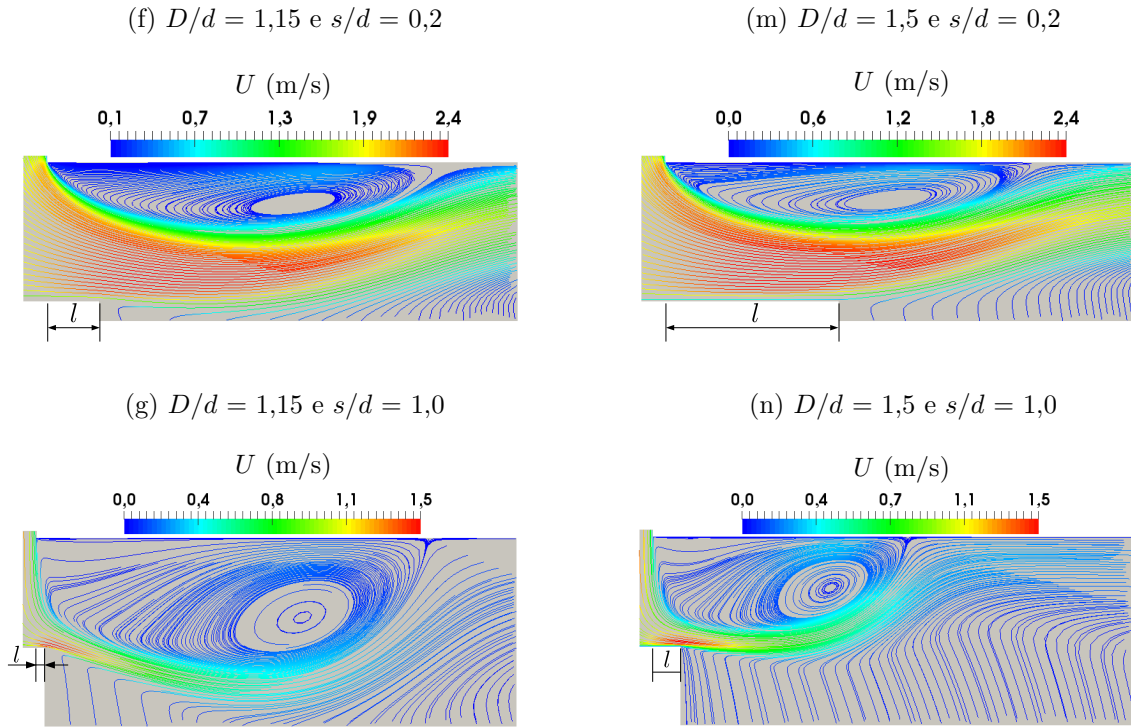


Figura 4.6 – Continuação.



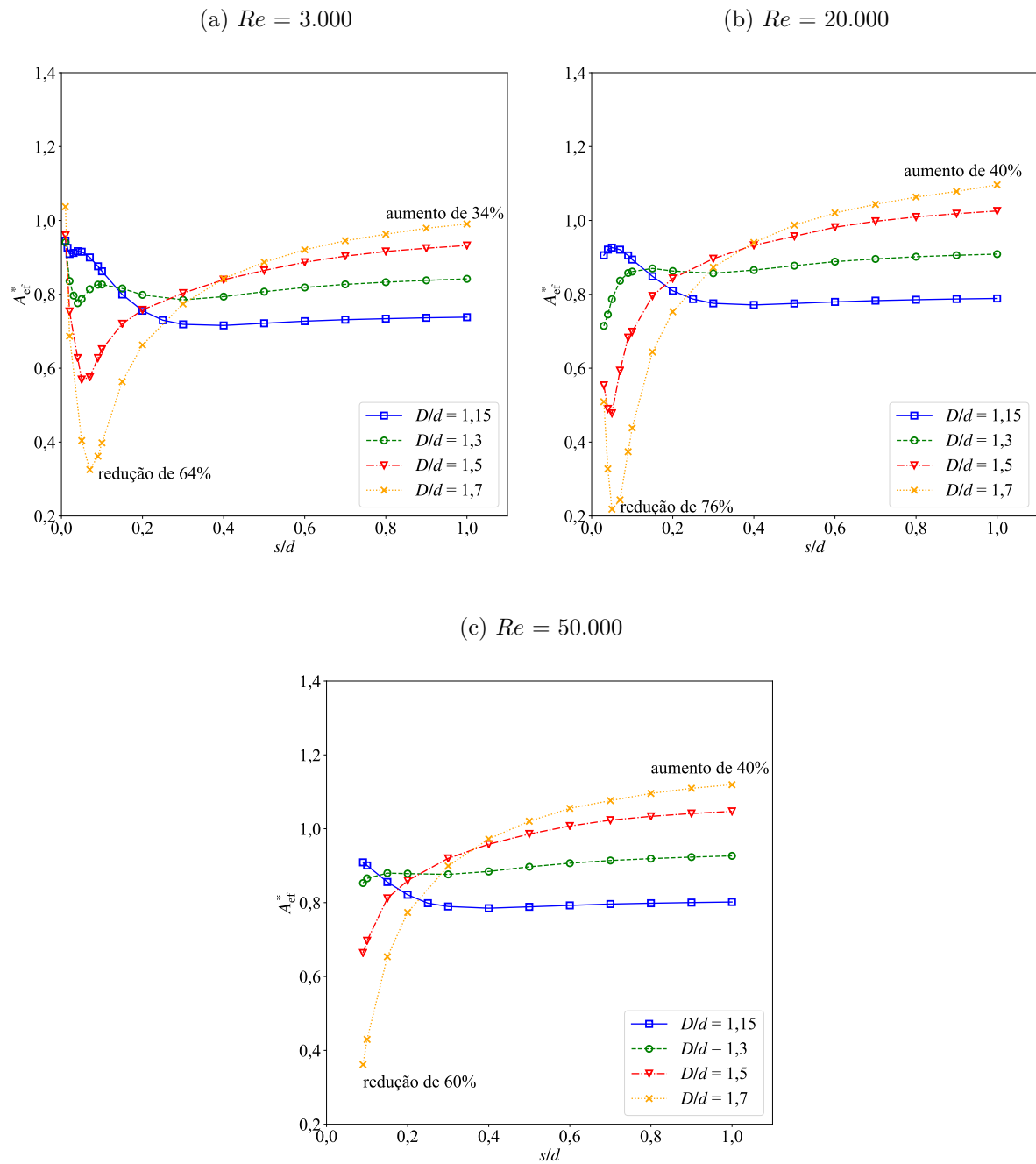
Fonte: Dados do próprio autor.

maioria dos afastamentos, assim como ocorre para os demais difusores ($D/d = 1,15$ e $1,3$). Apenas para afastamentos variando de 0,01 a 0,05 uma redução da área efetiva de força é observada com o aumento do número de Reynolds de 3.000 para 20.000. Considerando o maior afastamento entre os discos, o aumento da área efetiva de força é de 12% para o difusor com $D/d = 1,5$ (Figura 4.1c) e 13% para o difusor com $D/d = 1,7$ (Figura 4.1d), quando o número de Reynolds aumenta de $Re = 3.000$ para $Re = 50.000$.

4.2.2 Influência da Razão de Diâmetro

A Figura 4.7 apresenta os mesmos dados de área efetiva de força adimensional, mas agora para mostrar o seu comportamento em relação à razão de diâmetro dos difusores. Para melhor visualização, os dados são plotados separadamente para cada número de Reynolds investigado.

Figura 4.7 – Área efetiva de força adimensional em função de s/d e D/d , para $Re = 3.000$ (a), 20.000 (b) e 50.000 (c).



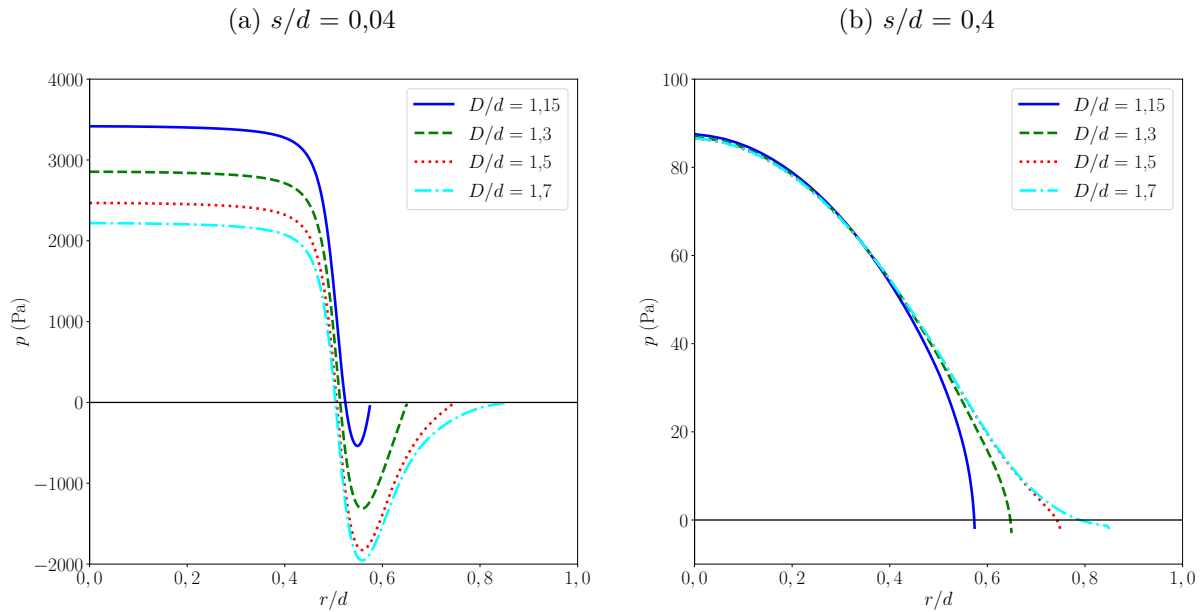
Fonte: Dados do próprio autor.

Inicialmente, observa-se que a influência da razão de diâmetro na área efetiva de força é mais acentuada do que a influência do número de Reynolds. De fato, para $Re = 20.000$ e $s/d = 0,05$, ocorre uma redução de 76% da área efetiva de força adimensional (Figura 4.7b). Por outro lado, para o maior afastamento simulado, observa-se um aumento de 40% da área efetiva de força adimensional para os dois maiores números de Reynolds (Figuras 4.7b e 4.7c).

Analisando os dados da Figura 4.7, nota-se que a inversão de comportamento da área efetiva de força com o aumento da razão de diâmetro ocorre em uma faixa de afastamento de aproximadamente 0,1 a 0,4, dependendo do número de Reynolds. Novamente, a força negativa na superfície do disco frontal na região do difusor é responsável por esse comportamento. A Figura 4.8a mostra o perfil de pressão sobre o disco frontal para $Re = 20.000$ e $s/d = 0,04$, com intuito de esclarecer a influência da força negativa presente na região do difusor. Nota-se que tanto a pressão de estagnação como a pressão negativa na região do difusor diminuem com o aumento da razão de diâmetro. Além disso, a área de atuação da pressão negativa também aumenta com o aumento da razão de diâmetro. Com isso, a redução da força total é o resultado da contribuição desses dois fatores. Em contrapartida, a redução da queda de pressão é resultado apenas da diminuição da pressão de estagnação. O resultado final é a diminuição da área efetiva de força devido ao seu maior gradiente em relação à força total do que em relação à queda de pressão. Dependendo da razão de diâmetro, a força resultante na válvula até atinge valores negativos, ocorrendo uma atração da válvula em direção ao seu assento (FERREIRA; DRIESSEN, 1986).

Por outro lado, quando se analisa maiores afastamentos adimensionais ($s/d > 0,4$), os dados da Figura 4.7 mostram que a área efetiva de força aumenta com o aumento da razão de diâmetro. Entre os afastamentos adimensionais 0,1 e 0,4 ocorre a faixa de transição para as inversões de comportamento da área efetiva de força. Quando se compara razões de diâmetros menores, a inversão ocorre mais próximo do limitante inferior da transição ($s/d = 0,1$), enquanto que para maiores razões de diâmetro, a mudança de comportamento ocorre para afastamentos mais próximos de 0,4. Nestes casos, a força positiva na região de estagnação ($r/d < 0,5$) é a responsável pelo aumento da área efetiva de força, uma vez que a região de pressão negativa não é significativa, como mostram os perfis de pressão da Figura 4.8b.

Figura 4.8 – Distribuição de pressão sobre o disco frontal para $Re = 20.000$.



Fonte: Dados do próprio autor.

4.3 COEFICIENTE DE DESCARGA

As Tabelas 4.5 a 4.8 contêm os valores do coeficiente de descarga em função do afastamento adimensional, s/d , e número de Reynolds, Re , para difusores radiais com razões de diâmetro iguais a $D/d = 1,15$; 1,3; 1,5 e 1,7, respectivamente.

Na seção seguinte, os dados das Tabelas 4.5 a 4.8 também estão plotados na forma gráfica para uma melhor avaliação do comportamento do coeficiente de descarga.

Tabela 4.5 – Coeficiente de descarga para $D/d = 1,15$.

s/d	C_d		
	$Re = 3.000$	$Re = 20.000$	$Re = 50.000$
0,010	0,031	-	-
0,015	0,046	-	-
0,020	0,062	-	-
0,030	0,089	0,092	-
0,040	0,115	0,116	-
0,050	0,142	0,142	-
0,070	0,197	0,194	-
0,090	0,251	0,245	0,254
0,100	0,278	0,271	0,279
0,150	0,399	0,390	0,396
0,200	0,498	0,491	0,495
0,250	0,572	0,571	0,575
0,300	0,623	0,630	0,635
0,400	0,679	0,702	0,710
0,500	0,702	0,735	0,746
0,600	0,712	0,752	0,765
0,700	0,716	0,760	0,774
0,800	0,719	0,765	0,780
0,900	0,721	0,768	0,783
1,000	0,723	0,769	0,785

Fonte: Dados do próprio autor.

Tabela 4.6 – Coeficiente de descarga para $D/d = 1,3$.

s/d	C_d		
	$Re = 3.000$	$Re = 20.000$	$Re = 50.000$
0,01	0,031	-	-
0,02	0,064	-	-
0,03	0,096	0,101	-
0,04	0,125	0,125	-
0,05	0,152	0,148	-
0,07	0,203	0,196	-
0,09	0,254	0,245	0,258
0,10	0,280	0,272	0,280
0,15	0,398	0,389	0,393
0,20	0,495	0,489	0,492
0,30	0,623	0,630	0,634
0,40	0,681	0,704	0,712
0,50	0,705	0,740	0,750
0,60	0,716	0,756	0,769
0,70	0,720	0,764	0,778
0,80	0,722	0,768	0,783
0,90	0,724	0,770	0,786
1,00	0,726	0,772	0,788

Fonte: Dados do próprio autor.

Tabela 4.7 – Coeficiente de descarga para $D/d = 1,5$.

s/d	C_d		
	$Re = 3.000$	$Re = 20.000$	$Re = 50.000$
0,01	0,031	-	-
0,02	0,063	-	-
0,03	-	0,108	-
0,04	0,133	0,137	-
0,05	0,164	0,164	-
0,07	0,218	0,210	-
0,09	0,267	0,255	0,265
0,10	0,290	0,279	0,287
0,15	0,402	0,391	0,395
0,20	0,497	0,489	0,492
0,30	0,623	0,629	0,633
0,40	0,682	0,705	0,713
0,50	0,708	0,743	0,753
0,60	0,718	0,759	0,772
0,70	0,723	0,767	0,781
0,80	0,725	0,771	0,785
0,90	0,727	0,773	0,788
1,00	0,728	0,774	0,789

Fonte: Dados do próprio autor.

Tabela 4.8 – Coeficiente de descarga para $D/d = 1,7$.

s/d	C_d		
	$Re = 3.000$	$Re = 20.000$	$Re = 50.000$
0,01	0,030	-	-
0,02	0,067	-	-
0,03	-	0,109	-
0,04	-	0,143	-
0,05	0,169	0,173	-
0,07	0,229	0,224	-
0,09	0,280	0,268	0,276
0,10	0,303	0,289	0,297
0,15	0,409	0,396	0,400
0,20	0,500	0,491	0,494
0,30	0,623	0,629	0,634
0,40	0,682	0,705	0,713
0,50	0,708	0,742	0,753
0,60	0,718	0,759	0,772
0,70	0,723	0,768	0,781
0,80	0,725	0,771	0,786
0,90	0,727	0,773	0,788
1,00	0,728	0,772	0,790

Fonte: Dados do próprio autor.

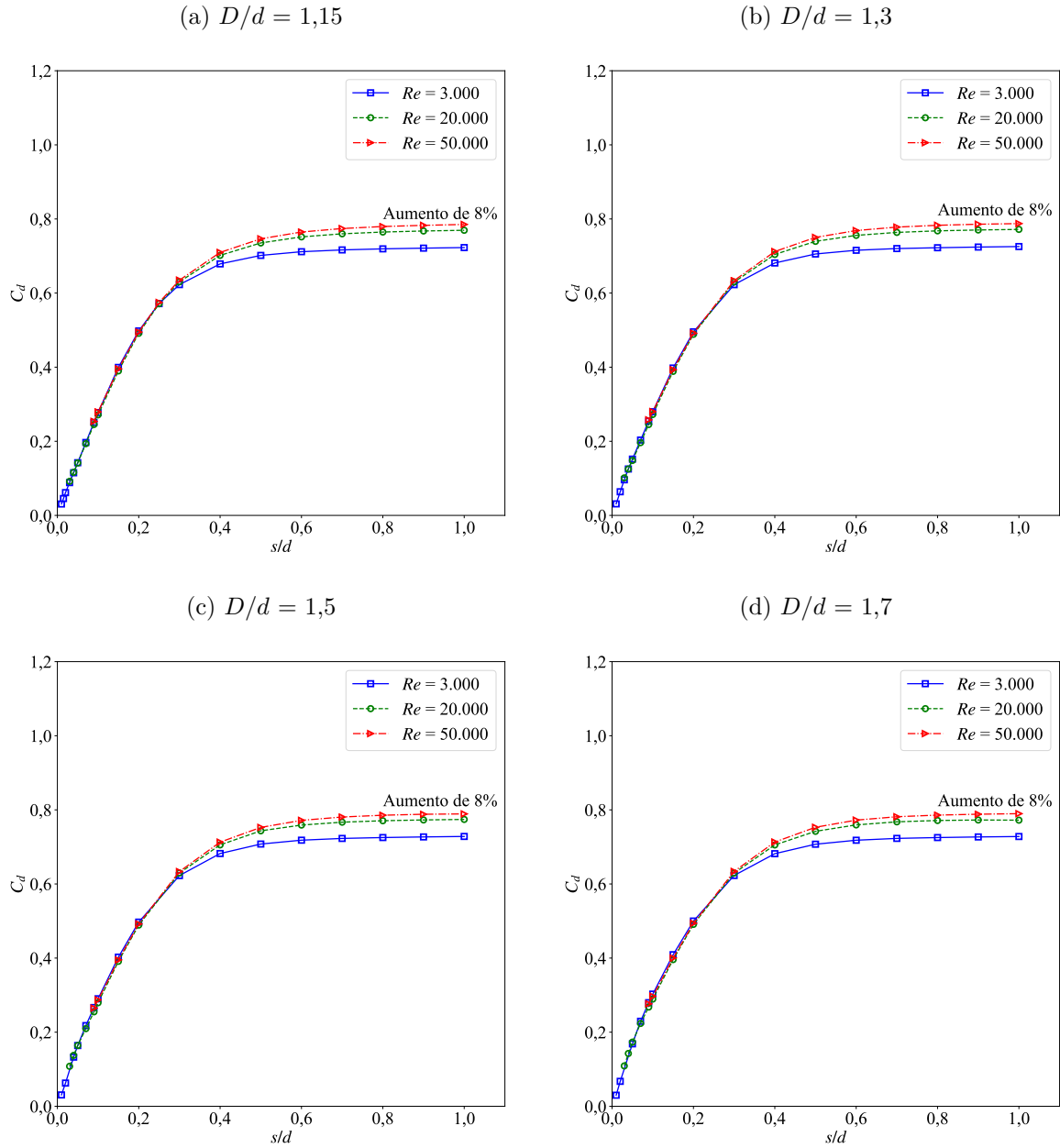
4.3.1 Influência do Afastamento e do Número de Reynolds

A Figura 4.9 mostra o comportamento do coeficiente de descarga em função do afastamento adimensional (s/d variando entre 0,0 e 1,0) para três números de Reynolds ($Re = 3.000; 20.000; 50.000$) e para razões de diâmetro iguais a $D/d = 1,15; 1,3; 1,5; 1,7$. Para todas razões de diâmetro, o coeficiente de descarga possui o mesmo comportamento de crescimento monotônico a partir de zero, quando o afastamento tende a zero, para um valor entre 0,7 e 0,8, para os maiores afastamentos. O comportamento assintótico para maiores afastamentos é justificado pela diminuição dos efeitos viscosos do escoamento, conforme o disco frontal se afasta do disco anterior, tendendo a uma condição idealizada de escoamento invíscido na região do difusor radial.

Examinando o comportamento do coeficiente de descarga da Figura 4.9 para s/d constante, nota-se um pequeno aumento do número de Reynolds apenas para maiores afastamentos adimensionais ($s/d > 0,4$). De fato, considerando todas razões de diâmetro simuladas, o coeficiente de descarga aumenta aproximadamente apenas 8% para o maior afastamento adimensional, para um aumento expressivo do número de Reynolds de 3.000 para 50.000. Pela tendência do coeficiente de descarga para $s/d = 1,0$, pode-se inferir que o seu valor permanece praticamente constante para números de Reynolds maiores do que aqueles simulados. Além disso, observa-se que a influência da razão de diâmetro no coeficiente de descarga é desprezível.

Outro parâmetro global menos usado em projetos e simulações de válvulas do tipo palheta de compressores de refrigeração é o coeficiente de perda apresentado no trabalho de Ninković *et al.* (2013). A próxima seção apresenta os resultados obtidos para esse parâmetro.

Figura 4.9 – Coeficiente de descarga em função de s/d para difusores com $D/d = 1,15; 1,3; 1,5$ e $1,7$.



Fonte: Dados do próprio autor.

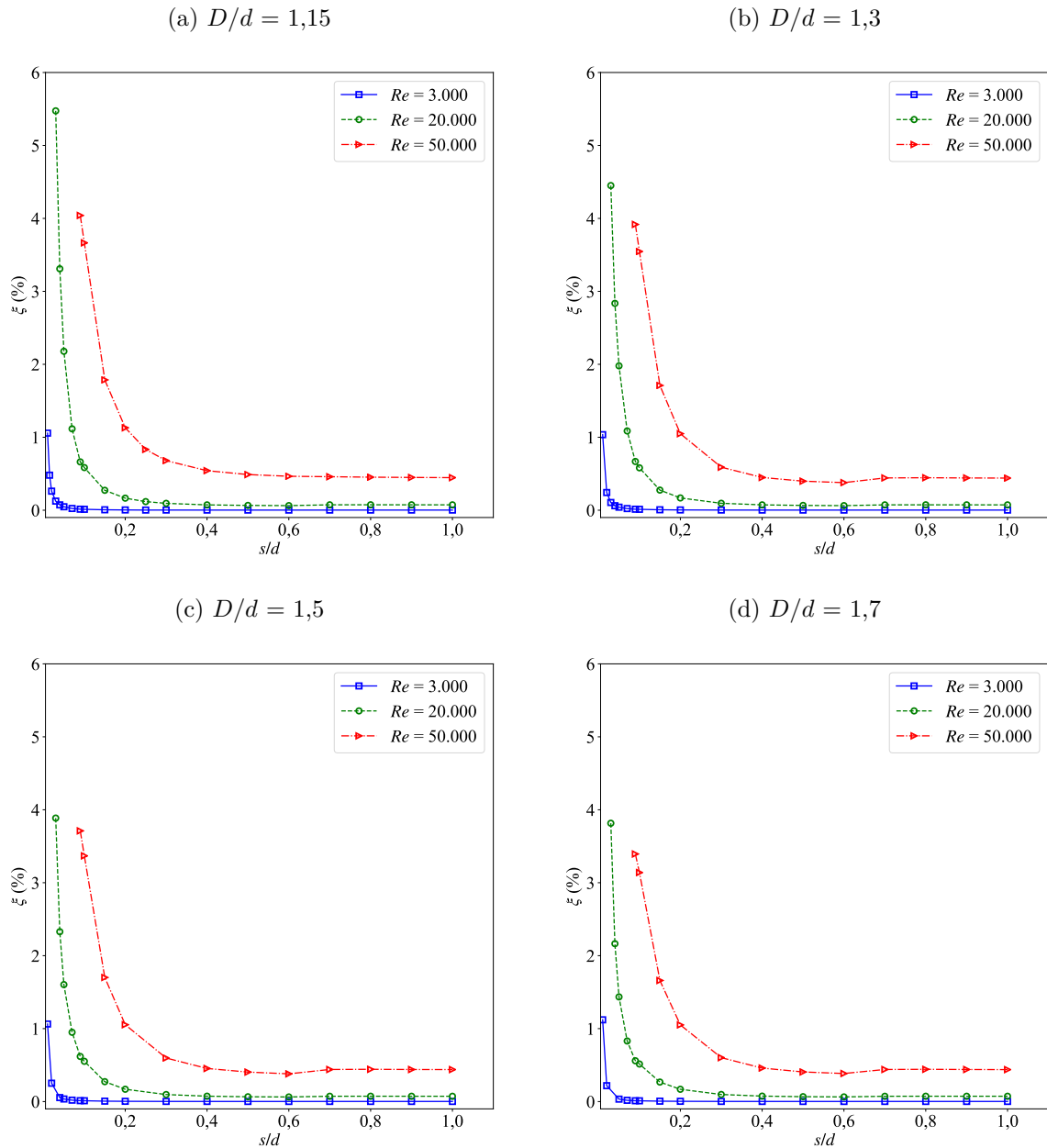
4.4 COEFICIENTE DE PERDA DE ENERGIA

O coeficiente de perda descrito em Ninković *et al.* (2013) mede a perda de energia por atrito viscoso na forma adimensional entre a entrada e a saída do domínio de cálculo. A Figura 4.10 mostra o comportamento do coeficiente de perda (ξ) em função do afastamento adimensional (s/d variando entre 0,0 e 1,0), para três números de Reynolds ($Re = 3.000; 20.000; 50.000$) e para razões de diâmetro iguais a $D/d = 1,15; 1,3; 1,5; 1,7$.

Como esperado, os resultados apresentados na Figura 4.10 mostram que o coeficiente

de perda aumenta com o aumento do número de Reynolds do escoamento e com a redução do afastamento entre o disco frontal e o disco anterior, s/d , em função do aumento dos efeitos viscosos. Entretanto, a influência do afastamento é significativamente maior do que a influência do número de Reynolds para os menores valores de afastamento ($s/d < 0,2$). Entretanto, para maiores afastamentos, o coeficiente de perda é pequeno e praticamente constante, pois o efeito da presença do disco frontal se torna quase que irrelevante à medida que ele se distancia do disco anterior.

Figura 4.10 – Coeficiente de perda em função de s/d para difusores com $D/d = 1,15; 1,3; 1,5$ e $1,7$.



Fonte: Dados do próprio autor.

Capítulo 5

CONCLUSÕES

5.1 CONTEXTUALIZAÇÃO

Atualmente, os compressores de pequeno porte usados em sistemas de refrigeração por compressão de vapor normalmente utilizam válvulas tipo palheta com razões de diâmetro que variam de 1,15 a 2,0. A dinâmica do movimento das válvulas envolve deslocamentos da ordem do diâmetro do orifício de alimentação e escoamentos que podem atingir números de Reynolds maiores do que 100.000. Portanto, o desenvolvimento de compressores mais eficientes exige o estudo do escoamento em válvulas para essas faixas típicas de condições de operação. Esta foi a maior motivação para a realização deste trabalho, em função da escassez desses dados na literatura.

Por necessitar de elevados recursos e tempos computacionais para resolver o problema real de interação fluido-estrutura que ocorre em válvulas do tipo palheta, a simulação dos compressores geralmente emprega o modelo quase-estático para representar o comportamento das válvulas. Dois parâmetros globais obtidos da solução desse modelo são usados para a simulação do compressor: a área efetiva de força, para determinar a força do escoamento sobre a válvula, e o coeficiente de descarga, para determinar a vazão do escoamento pela válvula. Devido à complexidade geométrica das válvulas, a geometria simplificada do difusor radial é muito empregada para a obtenção desses parâmetros globais.

O objetivo principal da tese foi fornecer dados dos parâmetros globais, obtidos por simulação numérica de escoamentos em difusores radiais, para uma ampla faixa de operação de compressores de refrigeração. O Método de Volumes Finitos, implementado no código aberto e de licença gratuita OpenFOAM[®] foi empregado para resolver o problema

do escoamento estacionário e incompressível em difusores radiais com razões de diâmetro iguais a 1,15, 1,3, 1,5 e 1,7; escoamentos com números de Reynolds variando de 3.000 a 50.000; e afastamentos adimensionais entre discos variando de 0,01 a 1,0.

Para obter soluções numéricas acuradas, foi necessário desenvolver uma metodologia numérica robusta para resolver o escoamento, o que implica em: caracterizar adequadamente o domínio computacional requerido; avaliar as condições de contorno apropriadas; avaliar cuidadosamente a malha computacional necessária e validar a metodologia numérica desenvolvida, o que significa determinar o modelo de turbulência mais apropriado para resolver o escoamento.

5.2 CONCLUSÕES - METODOLOGIA NUMÉRICA

As principais conclusões sobre o desenvolvimento da metodologia numérica podem ser resumidas em:

- Uma geometria bidimensional (2D) do difusor radial pode ser usada para simular o escoamento, o que reduz o tempo computacional de obtenção dos resultados em 76% em relação ao uso de um modelo tridimensional (3D).
- As dimensões do domínio computacional devem ser estabelecidas de tal forma que a zona de recirculação formada na entrada do difusor esteja localizada completamente dentro do domínio computacional.
- Um perfil uniforme de velocidade na entrada do domínio pode ser usado desde que o comprimento do orifício de alimentação seja no mínimo igual a 25 vezes o seu diâmetro.
- A incerteza de discretização, determinada pelos testes de refinamento de malha por meio do índice de convergência de malha (GCI) dos parâmetros globais – área efetiva de força, coeficiente de descarga - e queda de pressão ao longo do escoamento, indicaram um valor máximo de 4,1% para a malha usada na obtenção das soluções numéricas – malha com cerca de 200.000 células, com refinamento próximo às paredes e y^+ próximo da unidade.
- A validação da metodologia numérica com dados experimentais foi realizada com a utilização do modelo $k-\omega$ SST para escoamentos com $Re=3.000$ e afastamento

adimensionais entre discos iguais a $s/d = 0,01$ e $0,02$. O modelo RNG k- ϵ não prevê acuradamente os resultados para essas configurações de escoamento por produzir elevados valores de viscosidade turbulenta. Para todas as demais configurações do escoamento ambos os modelos são recomendados. Entretanto, o modelo RNG k- ϵ foi preferido por apresentar maior estabilidade no processo de convergência e menor tempo computacional para a obtenção das soluções. Considerando essas recomendações, 63% dos escoamentos simulados produziram diferenças em relação aos dados experimentais menores do que 3% para a área efetiva de força e coeficiente de descarga.

A contribuição mais importante do trabalho foi reportar um conjunto de dados para os parâmetros globais do escoamento em difusores radiais - área efetiva de força e coeficiente de descarga -, para uma ampla faixa de operação de válvulas de compressores de refrigeração.

5.3 CONCLUSÕES - PARÂMETROS GLOBAIS

5.3.1 Área Efetiva de Força

- A área efetiva de força é fortemente dependente da razão de diâmetro do difusor radial e do afastamento entre os discos, sofrendo menor influência do número de Reynolds do escoamento.
- Para difusores com as maiores razões de diâmetro ($D/d = 1,5$ e $1,7$), a área efetiva de força diminui fortemente com o aumento do afastamento até $s/d = 0,1$, podendo atingir reduções em torno de 80% para o difusor com maior razão de diâmetro, $D/d = 1,7$. Para afastamentos adimensionais maiores do que 0,1 a área efetiva de força volta a aumentar, retomando aproximadamente os valores iniciais (para o menor afastamento) para o maior afastamento, $s/d = 1,0$. Para difusores com as menores razões de diâmetro ($D/d = 1,15$ e $1,3$), o comportamento da área efetiva de força é similar, mas com variações bem menores, de cerca de 20%.
- Considerando apenas a influência da razão de diâmetro, os resultados mostram que a área efetiva de força diminui cerca de 80%, quando a razão de diâmetro aumenta de 1,15 a 1,7, para pequenos afastamentos, $s/d = 0,1$, mas aumenta 40% para o maior afastamento entre discos.

- A área efetiva de força é menos dependente do número de Reynolds do escoamento. Para o difusor com razão de diâmetro igual a $D/d = 1,15$, a área efetiva de força aumenta apenas 9% quando o número de Reynolds aumenta de 3.000 a 50.000, para o maior afastamento entre discos, $s/d = 1,0$. Esse aumento é um pouco maior, por volta de 13%, para o difusor com razão de diâmetro igual a $D/d = 1,7$. A influência do número de Reynolds na área efetiva de força diminui com a redução do afastamento entre discos.

5.3.2 Coeficiente de Descarga

- O coeficiente de descarga aumenta de zero a cerca de 0,5 com o aumento do afastamento entre discos de zero a $s/d \approx 0,2$. A partir desse valor de afastamento, o coeficiente de descarga aumenta monotonicamente até aproximadamente 0,8 para $s/d = 1,0$.
- A influência da razão de diâmetro no coeficiente de descarga é desprezível para todas as configurações do escoamento.
- O coeficiente de descarga é independente do número de Reynolds para afastamentos até $s/d \approx 0,4$. A partir desse valor de afastamento, o coeficiente de descarga aumenta moderadamente com o aumento do número de Reynolds, atingindo apenas 8% para o maior afastamento entre os discos, $s/d = 1,0$.

5.4 RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Considerando a aplicação do modelo quase-estático, a simulação numérica do escoamento em difusores radiais pode evoluir considerando as seguintes sugestões:

- Aplicar a metodologia numérica desenvolvida para difusores radiais com cantos arredondados e chanfrados na entrada do difusor, com o objetivos de aumentar o coeficiente de descarga e a área efetiva de força.
- Aplicar a metodologia numérica desenvolvida para difusores com maiores razões de diâmetro com o objetivo de ampliar a aplicabilidade da metodologia desenvolvida.
- Desenvolver uma metodologia numérica para simular escoamentos com maiores números de Reynolds, o que envolve a solução de escoamentos compressíveis.

- Simular o escoamento em difusores radiais usando a metodologia de simulação de grandes escalas (LES - acrônimo de *Large Eddy Simulation*), com o objetivo de investigar a existência de instabilidades no escoamento.

Ainda considerando a aplicação do modelo quase-estático, a metodologia desenvolvida pode ser aplicada para simular o escoamento em geometrias reais de válvula, com o objetivo de avaliar a validade da utilização do difusor radial como modelo geométrico de válvulas.

Os estudos de escoamentos em válvulas de compressores podem evoluir ainda mais com a modelagem e solução numérica do problema real de interação fluido-estrutura, principalmente com a utilização de códigos abertos e de licença gratuita, uma vez que os códigos comerciais já disponibilizam algumas metodologias.

REFERÊNCIAS

ANSYS-CFX®. **Solver Theory manual**, Release 10, 1996.

APREA, C.; RENNO, C. An experimental analysis of a thermodynamic model of a vapour compression refrigeration plant on varying the compressor speed. **International Journal of Energy Research**, v. 28, n. 6, p. 537–549, 2004. DOI: 10.1002/er.983.

APREA, C.; ROSSI, F. de; GRECO, A.; RENNO, C. Refrigeration plant exergetic analysis varying the compressor capacity. **International Journal of Energy Research**, v. 27, n. 7, p. 653–669, 2003. DOI: 10.1002/er.903.

ARANTES, D. M. **Estudo Experimental da Interação Fluido-Estrutura em um Modelo de Válvula de Compressor de Refrigeração**. 2013. 30 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, SP, 2013.

BANSAL, P.; VINEYARD, E.; ABDELAZIZ, O. Advances in household appliances- A review. **Applied Thermal Engineering**, Elsevier Ltd, v. 31, n. 17-18, p. 3748–3760, 2011. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2011.07.023.

BARTHEL, C.; GÖTZ, T. The overall worldwide saving potential from domestic refrigerators and freezers. **Wuppertal Institute for Climate, Environment and Energy**, Wuppertal, Germany, 2012.

CARDOSO, R. B.; NOGUEIRA, L. A. H.; HADDAD, J. Economic feasibility for acquisition of efficient refrigerators in Brazil. **Applied Energy**, v. 87, n. 1, p. 28–37, 2010. DOI: 10.1016/j.apenergy.2009.05.025.

CASANOVA, D. A. S. **Análise numérica do escoamento turbulento em válvulas automáticas de compressores**. 2001. 128 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 2001.

CELIK, I. B.; GHIA, U.; ROACHE, P. J.; FREITAS, C. J.; COLEMAN, H.; RAAD, P. E. Procedure for Estimation and Reporting of Uncertainty Due to Discretization in CFD Applications. **Journal of Fluids Engineering**, v. 130, n. 7, p. 1–4, 2008. DOI: 10.1115/1.2960953.

CHAPRA, S. C.; CANALE, R. P. **Numerical methods for engineers**. Boston: McGraw-Hill Higher Education, 2010.

COLACITI, A. K.; VALDÉS LÓPEZ, L. M.; NAVARRO, H. A.; CABEZAS-GÓMEZ, L. Numerical simulation of a radial diffuser turbulent airflow. **Applied Mathematics and Computation**, v. 189, n. 2, p. 1491–1504, 2007. DOI: 10.1016/j.amc.2006.12.029.

DAMLE, R.; RIGOLA, J.; PÉREZ-SEGARRA, C. D.; CASTRO, J.; OLIVA, A. Object-oriented simulation of reciprocating compressors: Numerical verification and experimental comparison. **International Journal of Refrigeration**, v. 34, n. 8, p. 1989–1998, 2011. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2011.02.006.

DANFOSS. Refrigeration Fundamentals - Module 2, 2018. Disponível em: <<https://www.danfoss.com/en/service-and-support/learning/cooling-learning/>>. (Acesso em: 12.11.2020).

DESCHAMPS, C. J. **Escoamento Laminar através de Válvulas de Compressores**. 1987. 66 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1987.

DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T. Application of the k-epsilon Model to Turbulent Flow in Compressor Valves. PROC. 2nd Brazilian Thermal Science Meeting. [S.l.: s.n.], 1988. p. 259–262.

DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T. The Effective Flow and Force Areas in Compressor Valves. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [S.l.: s.n.], 1988. p. 104–111.

DESCHAMPS, C. J.; FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T. Turbulent Flow Through Valves of Reciprocating Compressors. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [S.l.: s.n.], 1996. p. 377–382.

DESCHAMPS, C. J.; PRATA, A. T.; FERREIRA, R. T. S. Modeling of turbulent flow through radial diffuser. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences**, v. 22, n. 1, p. 31–41, 2000. DOI: 10.1590/S0100-73862000000100003.

DINIZ, M. C. **Análise Numérico-Experimental De Compressores Alternativos Em Transientes Periódicos Típicos De Refrigeradores Domésticos**. 2018. 130 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 2018.

DUTRA, T.; DESCHAMPS, C. J. A simulation approach for hermetic reciprocating compressors including electrical motor modeling. **International Journal of Refrigeration**, v. 59, p. 168–181, 2015. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2015.07.023.

EMPRESA DE PESQUISA ENERGÉTICA - EPE. Anuário Estatístico de Energia Elétrica 2020, 2020. Disponível em: <<https://www.epe.gov.br/pt/publicacoes-dados-abertos/publicacoes/balanco-energetico-nacional-2020>>. (Acesso em: 12.11.2020).

FERREIRA, R. T. S.; DESCHAMPS, C. J.; PRATA, A. T. Pressure distribution along valve reeds of hermetic compressors. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 2, n. 2, p. 201–207, 1989. DOI: 10.1016/0894-1777(89)90034-4.

FERREIRA, R. T. S.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J. Laminar Fluid Flow in Compressor Valves–Numerical and Experimental Results. ASME Winter Annual Meeting. Boston: [s.n.], 1987. p. 33–38.

FERREIRA, R. L.; GASCHE, J. L. Effective force area and discharge coefficient for reed type valves: A comprehensive data set from a numerical study. **International Journal of Refrigeration**, v. 103, p. 287–300, 2019. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2019.04.017.

FERREIRA, T. S.; DRIESSEN, J. L. Analysis of the influence of valve geometric parameters on the effective flow and force areas. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [S.l.: s.n.], 1986. p. 632–646.

FERZIGER, J. H.; PERIĆ, M. **Computational Methods for Fluid Dynamics**. Berlin, Germany: Springer Berlin Heidelberg, 2002. DOI: 10.1007/978-3-642-56026-2.

FONTOURA RODRIGUES, J. L. A. Escoamentos turbulentos parietais. **Coleção cadernos de turbulência. Associação Brasileira de Ciências Mecânicas-ABCM**, v. 2, p. 153–204, 2003.

GASCHE, J. L.; DIAS, A. D. S. L.; BUENO, D. D.; LACERDA, J. F. Numerical Simulation of a Suction Valve : Comparison Between a 3D Complete Model and a 1D Model. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [S.l.: s.n.], 2016. p. 1–8.

- GASCHE, J. L.; ARANTES, D. M.; ANDREOTTI, T. Pressure distribution on the frontal disk for turbulent flows in a radial diffuser. **Experimental Thermal and Fluid Science**, v. 60, p. 317–327, 2015. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2014.10.005.
- GHISI, E.; GOSCH, S.; LAMBERTS, R. Electricity end-uses in the residential sector of Brazil. **Energy Policy**, v. 35, n. 8, p. 4107–4120, 2007. DOI: 10.1016/j.enpol.2007.02.020.
- GOMES, R.; COSTA, F.; JANUZZI, G. Impactos Da Melhoria Na Eficiência De Ar-Condicionado, 2018. Disponível em: <https://iei-brasil.org/wp-content/uploads/2019/02/Relatorio_Kigali.pdf>. (Acesso em: 12.11.2020).
- HAYASHI, S.; MATSUI, T.; ITO, T. Study of Flow and Thrust in Nozzle-Flapper Valves. **Journal of Fluids Engineering**, v. 97, n. 1, p. 39–50, 1975. DOI: 10.1115/1.3447213.
- HWANG, I. S.; PARK, S. J.; OH, W.; LEE, Y. L. Linear compressor discharge valve behavior using a rigid body valve model and a FSI valve model. **International Journal of Refrigeration**, v. 82, p. 509–519, 2017. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2017.05.034.
- JOYBARI, M. M.; HATAMIPOUR, M. S.; RAHIMI, A.; MODARRES, F. G. Exergy analysis and optimization of R600a as a replacement of R134a in a domestic refrigerator system. **International Journal of Refrigeration**, v. 36, n. 4, p. 1233–1242, 2013. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2013.02.012.
- KALITZIN, G.; MEDIC, G.; IACCARINO, G.; DURBIN, P. Near-wall behavior of RANS turbulence models and implications for wall functions. **Journal of Computational Physics**, v. 204, n. 1, p. 265–291, 2005. DOI: 10.1016/j.jcp.2004.10.018.
- KIM, J.; MOIN, P.; MOSER, R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low reynolds number. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 177, n. 1987, p. 133–166, 1987. DOI: 10.1017/S0022112087000892.
- LAUNDER, B.; SPALDING, D. The numerical computation of turbulent flows. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, v. 3, n. 2, p. 269–289, 1974. DOI: 10.1016/0045-7825(74)90029-2.

- LINK, R.; DESCHAMPS, C. J. Numerical Analysis of Transient Effects on Effective Flow and Force Areas of Compressor Valves. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 2010. p. 1–8.
- LINK, R.; DESCHAMPS, C. J. Numerical modeling of startup and shutdown transients in reciprocating compressors. **International Journal of Refrigeration**, v. 34, n. 6, p. 1398–1414, 2011. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2011.04.005.
- MARIANI, V. C.; PRATA, A. T.; DESCHAMPS, C. J. Numerical analysis of fluid flow through radial diffusers in the presence of a chamfer in the feeding orifice with a mixed Eulerian–Lagrangian method. **Computers & Fluids**, v. 39, n. 9, p. 1672–1684, 2010. DOI: 10.1016/j.compfluid.2010.06.003.
- MATOS, F. F. S.; DESCHAMPS, C. J.; PRATA, A. T. A two-dimensional simulation model for reciprocating compressors with automatic valves. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 2006. p. 1–8.
- MATOS, F. F. S.; DESCHAMPS, C. J.; PRATA, A. T. A two-dimensional simulation model for reciprocating compressors with automatic valves. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 2006. p. 1–8.
- MENTER, F.; ESCH, T. Elements of Industrial Heat Transfer Predictions. COBEM 2001. **16th Brazilian Congress of Mechanical Engineering**. [*S.l.: s.n.*], 2001. p. 117–127.
- MENTER, F.; KUNTZ, M.; LANGTRY, R. Ten years of industrial experience with the SST turbulence model. **Turbulence, heat and mass transfer 4**, v. 4, n. 1, p. 625–632, 2003. DOI: 10.1.1.460.2814.
- MENTER, R. F. Influence of freestream values on k-w turbulence model predictions. **AIAA Journal**, v. 30, n. 6, p. 1657–1659, 1992.
- MOROSUK, T.; TSATSARONIS, G. Advanced exergetic evaluation of refrigeration machines using different working fluids. **Energy**, v. 34, n. 12, p. 2248–2258, 2009. DOI: 10.1016/j.energy.2009.01.006.
- MOUKALLED, F.; MANGANI, L.; DARWISH, M. **The Finite Volume Method in Computational Fluid Dynamics**. Switzerland: Springer International Publishing, 2016. DOI: 10.1007/978-3-319-16874-6.

MYRRIA, G.; SILVA, A.; LENZI, A.; MARIA, S. On the Modification of Suction Valve's Aperture of a Reciprocating Compressor. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 2012. p. 1–9.

NINKOVIĆ, D.; TARANOVIĆ, D.; MILOJEVIĆ, S.; PEŠIĆ, R. Modelling Valve Dynamics and Flow in Reciprocating Compressors. **Mobility & Vehicle Mechanics (MVM)**, v. 39, n. 3, p. 47–63, 2013.

OLIVEIRA, I. L. **Using foam-extend to assess the influence of fluid-structure interaction on the rupture of intracranial aneurysms**. 2017. 78 f. Dissertação (Master Degree in Mechanical Engineering) – School of Engineering, São Paulo State University, Ilha Solteira, SP, 2017.

ORZAG, S. A.; YAKHOT, V.; FLANNERY, W. S.; BOYSAN, F.; CHOUDHURY, D.; MARUSEWSKI, J.; PATEL, B. Renormalization group modeling and turbulence simulations. INTERNATIONAL CONFERENCE - NEAR-WALL TURBULENT FLOWS. **Near-Wall Turbulent Flows**. Edição: C.G. Speziale e B.E. Launder. [*S.l.: s.n.*], 1993. p. 1031.

PEREIRA, E. L. L.; DESCHAMPS, C. J.; RIBAS, F. A. Performance analysis of reciprocating compressors through computational fluid dynamics. **Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part E: Journal of Process Mechanical Engineering**, v. 222, n. 4, p. 183–192, 2008. DOI: 10.1243/09544089JPME194.

PEREIRA, E. L. L.; DESCHAMPS, C. J.; RIBAS, F. A. A Comparative Analysis of Numerical Simulation Approaches for Reciprocating Compressors. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 2008. p. 1–8.

PEREIRA, E. L. L.; SANTOS, C. J.; DESCHAMPS, C. J.; KREMER, R. A Simplified CFD Model for Simulation of the Suction Process Of Reciprocating Compressors. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 2012. p. 1–6.

PÉREZ-SEGARRA, C. D.; RIGOLA, J.; OLIVA, A. Modeling and numerical simulation of the thermal and fluid dynamic behavior of hermetic reciprocating compressors—part 1: Theoretical basis. **HVAC and R Research**, v. 9, n. 2, p. 215–235, 2003. DOI: 10.1080/10789669.2003.10391066.

- PETERS, S. **Bifurcação e Oscilações Auto-Induzidas em Escoamentos de Fluidos em Difusores Radiais**. 1994. 71 f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, SC, 1994.
- PIECHNA, J.; MEIER, G. Numerical Investigation of Steady and Unsteady Flow in Valve Gap. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 1986. p. 1–11.
- POPE, S. B. **Turbulent flows**. Cambridge, U.K.: Cambridge University Press, 2000.
- RAAL, J. D. Radial source flow between parallel disks. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 85, n. 3, p. 401–416, 1978. DOI: 10.1017/S0022112078000701.
- REYNOLDS, O. IV. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. **Philosophical transactions of the royal society of london.(a.)**, The Royal Society London, n. 186, p. 123–164, 1895.
- REZENDE, G. C.; SILVA, E.; DESCHAMPS, C. J. Edge gap as a geometric parameter to characterize the sealing performance of compressor valves. **International Journal of Refrigeration**, v. 90, p. 257–263, 2018. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2018.03.019.
- RIBAS, F. A.; DESCHAMPS, C. J.; FAGOTTI, F.; MORRIESEN, A.; DUTRA, T. Thermal analysis of reciprocating compressors-a critical review. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 2008. p. 277–287.
- RICHARDSON, L. F.; GAUNT, J. A. VIII. The deferred approach to the limit. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London.**, v. 226, n. 636-646, p. 299–361, 1927. DOI: 10.1098/rsta.1927.0008.
- RIGOLA, J.; LEHMKUHL, O.; PEREZ-SEGARRA, C. D.; OLIVA, A. Numerical simulation of fluid flow through valves reeds based on Large Eddy Simulation Models. INT. COMP. ENG. CONF. at PURDUE. [*S.l.: s.n.*], 2008. p. 1–8.
- ROACHE, P. J. **Fundamentals of Verification and Validation**. Albuquerque, New Mexico: Hermosa publishers, 2009.
- SILVA, L. R.; DESCHAMPS, C. J. Modeling of gas leakage through compressor valves. **International Journal of Refrigeration**, Elsevier Ltd, v. 53, p. 195–205, 2015. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2014.05.003.
- SOEDEL, W. **Sound and vibrations of positive displacement compressors**. [*S.l.*]: CRC press, 2007.

STOECKER, W. F.; JONES, J. W. **Refrigeração e ar condicionado**. [S.l.]: McGraw-Hill do Brasil, 1985.

TABATABAI, M.; POLLARD, A. Turbulence in radial flow between parallel disks at medium and low Reynolds numbers. **Journal of Fluid Mechanics**, v. 185, p. 483–502, 1987.

TAO, W.; GUO, Y.; HE, Z.; PENG, X. Investigation on the delayed closure of the suction valve in the refrigerator compressor by FSI modeling. **International Journal of Refrigeration**, v. 91, p. 111–121, 2018. DOI: 10.1016/j.ijrefrig.2018.05.004.

WIGLEY, T. M. L. The Kyoto Protocol: CO₂ CH₄ and climate implications. **Geophysical Research Letters**, v. 25, n. 13, p. 2285–2288, 1998. DOI: 10.1029/98GL01855.

WILCOX, D. C. **Turbulence modeling for CFD**. [S.l.]: DCW Industries, Inc., 1993.

YAKHOT, V.; ORSZAG, S. A.; THANGAM, S.; GATSKI, T. B.; SPEZIALE, C. G. Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique. **Physics of Fluids A: Fluid Dynamics**, v. 4, n. 7, p. 1510–1520, 1992. DOI: 10.1063/1.858424.

YAKHOT, V.; ORSZAG, S. A. Renormalization-Group Analysis of Turbulence. **Physical Review Letters**, v. 57, n. 14, p. 1722–1724, 1986. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.1722.

Apêndice A

MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

A.1 CONSIDERAÇÕES PRELIMINARES

Os modelos de turbulência utilizados neste trabalho são modelos com duas equações de transportes adicionais para o fechamento das equações de Navier-Stokes submetidas à decomposição de Reynolds. Ambos são modelos para baixos números de Reynolds, os quais possuem formulação para resolver o escoamento até a subcamada viscosa da camada limite turbulenta. É importante ressaltar que as formulações de cada modelo descrito abaixo consideram o escoamento como permanente e incompressível.

A.2 MODELO RNG k- ϵ

O modelo de turbulência RNG k- ϵ implementado no OpenFOAM® é o proposto por Yakhot *et al.* (1992), no qual a viscosidade turbulenta, ν_t , é calculada baseada nos valores de energia cinética turbulenta (k) e da taxa de dissipação da energia cinética turbulenta (ϵ) dada por:

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}, \quad (\text{A.1})$$

onde $C_\mu = 0,085$ e os valores escalares de k e ϵ são obtidos através da solução de duas equações de transporte adicionais:

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}k) - \nabla \cdot (d_{k,\text{ef}} \nabla k) = P_k - \epsilon \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}\epsilon) - \nabla \cdot (d_{\epsilon,\text{ef}}\nabla\epsilon) = C_1 P_k \frac{\epsilon}{k} - C_2^* \frac{\epsilon^2}{k}, \quad (\text{A.3})$$

onde $C_1 = 1,42$, P_k é o termo de produção de energia cinética turbulenta e $d_{k,\text{ef}}$ e $d_{\epsilon,\text{ef}}$ são as difusividades efetivas para k e ϵ , respectivamente. A produção de energia cinética turbulenta é calculado por:

$$P_k = 2\nu_t (\bar{\mathbf{S}} : \bar{\mathbf{S}}); \quad \bar{\mathbf{S}} = \frac{1}{2} (\nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \bar{\mathbf{u}}^T), \quad (\text{A.4})$$

onde $\bar{\mathbf{S}}$ é o tensor taxa deformação média. As difusividades efetivas para k e ϵ são calculadas por:

$$d_{k,\text{ef}} = \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu; \quad d_{\epsilon,\text{ef}} = \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} + \nu, \quad (\text{A.5})$$

cujo número de Prandtl turbulento para k e ϵ possuem o mesmo valor ($\sigma_k = \sigma_\epsilon = 0,71942$). No segundo termo do lado direito da Equação (A.3), o coeficiente C_2^* é uma função do tensor taxa deformação média como segue:

$$C_2^* = C_2 + \frac{C_\mu \eta^3 (1 - \eta/\eta_0)}{1 + \beta \eta^3}; \quad \eta = (2\bar{\mathbf{S}} : \bar{\mathbf{S}})^{1/2} \frac{k}{\epsilon}, \quad (\text{A.6})$$

onde $C_2 = 1,68$, $\eta_0 = 4,32$ e $\beta = 0,012$.

A.3 MODELO k- ω SST

O modelo de turbulência k- ω SST proposto por Menter e Esch (2001) combina dois modelos: o modelo k- ω de Wilcox (1993) e o modelo k- ϵ padrão de Launder e Spalding (1974). O primeiro é utilizado no interior da camada limite, enquanto que o segundo modelo é empregado para resolver o escoamento fora da camada limite. Portanto, o modelo k- ω SST reúne as melhores qualidades de cada modelo, pois, segundo Menter (1992), o modelo k- ω não necessita de funções de amortecimento e foi desenvolvido para prever adequadamente recirculações em escoamento que possuem gradientes adversos de pressão. Por outro lado, fora da região da camada limite, o modelo k- ω SST inverte a responsabilidade da solução para o modelo k- ϵ padrão, onde este modelo possui boa previsibilidade.

Conforme descrito por Menter *et al.* (2003), a formulação do modelo k- ω SST dependente da região do escoamento é controlada por meio de uma função F_1 (*blending*

function), a qual garante a seleção apropriada dos modelos k- ϵ e k- ω sem a interação do usuário. As conhecidas constantes (*ad-hoc*) dos modelos padrões (k- ϵ e k- ω), deixam de ser constantes e passam a ser coeficientes, assumindo valores diferentes dependendo de F_1 . As duas equações de transporte do modelo k- ω SST, considerando o escoamento permanente e incompressível, são:

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}k) - \nabla \cdot (d_{k,\text{ef}} \nabla k) = P'_k - \beta^* \omega k \quad (\text{A.7})$$

$$\nabla \cdot (\bar{\mathbf{u}}\omega) - \nabla \cdot (d_{\omega,\text{ef}} \nabla \omega) = \frac{\gamma}{\nu_t} P'_\omega - \beta \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\alpha \omega^2}{\omega} \nabla k \nabla \omega, \quad (\text{A.8})$$

onde P'_k e P'_ω , respectivamente, são dados por:

$$P'_k = \text{Min} (P_k, 10\beta^* \omega k) \quad (\text{A.9})$$

$$P'_\omega = \text{Min} \left[\frac{P_k}{\nu_t}, \frac{c_1}{a_1} \beta^* \omega \cdot \text{Max} \left(a_1 \omega, b_1 F_2 \sqrt{\bar{\mathbf{S}} : \bar{\mathbf{S}}} \right) \right]. \quad (\text{A.10})$$

A produção de energia cinética turbulenta (P_k) e o tensor taxa deformação média ($\bar{\mathbf{S}}$) são determinados pela Equação (A.4).

A difusividade efetiva de ϕ ($\phi = k$ ou ω) é definida como função de α_ϕ , o inverso do número de Prandtl turbulento, como segue:

$$d_{\phi,\text{ef}} = \alpha_\phi \nu_t + \nu. \quad (\text{A.11})$$

A função F_1 na Equação (A.8) é dada por:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \text{Min} \left\{ \text{Min} \left[\text{Max} \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y_\perp}, \frac{500\nu}{y_\perp^2 \omega} \right), \frac{4\alpha \omega^2 k}{cd_{k\omega} y_\perp^2} \right] \right\}, 10 \right\}^4 \right\}, \quad (\text{A.12})$$

onde $y_\perp$ é a distância mais próxima da parede e $cd_{k\omega}$ é a parte positiva do termo cruzado de difusão que é dado por:

$$cd_{k\omega} = \text{Max} \left[2\alpha \omega^2 (\nabla k \nabla \omega) \frac{1}{\omega}, 10^{-10} \right]. \quad (\text{A.13})$$

Todos os coeficientes (ψ) do modelo são calculados por:

$$\psi = F_1 \psi_1 + (1 - F_1) \psi_2, \quad (\text{A.14})$$

onde ψ_1 e ψ_2 representa as constantes do modelo k- ω e k- ϵ , respectivamente. As constantes para calcular os coeficientes são:

$$\alpha_{k1} = 0,85, \alpha_{\omega1} = 0,5; \beta_1 = 0,075, \gamma_1 = 5/9 \quad (\text{A.15})$$

$$\alpha_{k2} = 1,0, \alpha_{\omega2} = 0,856; \beta_2 = 0,0828, \gamma_2 = 0,44 \quad (\text{A.16})$$

e as constantes remanescentes são:

$$a_1 = 0,31, b_1 = 1, c_1 = 10, \beta^* = 0,09. \quad (\text{A.17})$$

Finalmente, a viscosidade turbulenta é calculada por:

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\text{Max} \left[a_1 \omega, \left(2 \overline{\mathbf{S}} : \overline{\mathbf{S}} \right)^{1/2} F_2 \right]}, \quad (\text{A.18})$$

onde a função F_2 é dada por:

$$F_2 = \tanh \left\{ \left\{ \text{Min} \left[\text{Max} \left(\frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y_\perp}, \frac{500\nu}{y_\perp^2 \omega} \right), 100 \right] \right\}^2 \right\}. \quad (\text{A.19})$$