

**unesp** 

**UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA**

**“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”**

**CAMPUS DE GUARATINGUETÁ**

**FABRÍCIO VIEIRA SILVA**

**MODELAGEM ANALÍTICO-NUMÉRICA DE MANCAIS HIDRODINÂMICOS  
COM FLUIDOS NEWTONIANOS E NÃO-NEWTONIANOS**

Guaratinguetá 2018

FABRÍCIO VIEIRA SILVA

MODELAGEM ANALÍTICO-NUMÉRICA DE MANCAIS HIDRODINÂMICOS  
COM FLUIDOS NEWTONIANOS E NÃO-NEWTONIANOS

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá da Universidade Estadual Paulista, para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Orientador: Prof. Dr. Maurício Araújo Zanardi  
Co-orientador: Prof. Dr. Teófilo Miguel de Souza

Guaratinguetá 2018

S586m	Silva, Fabrício Vieira Modelagem analítico-numérica de mancais hidrodinâmicos com fluidos Newtonianos e não-Newtonianos / Fabrício Vieira Silva. – Guaratinguetá, 2018. 108 f : il. Bibliografia: f. 104-108  Tese (Doutorado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2018. Orientador: Prof. Dr. Mauricio Araújo Zanardi Coorientador: Prof. Dr. Teófilo Miguel de Souza  1. Mancais. 2 Cavitação 3. Fluidos não-newtonianos 4. Lubrificação e lubrificantes I. Título.
-------	--

CDU 621.822 (043)


Pâmella Benevides Gonçalves  
Bibliotecária/CRB-8/9203

**FABRICIO VIEIRA SILVA**

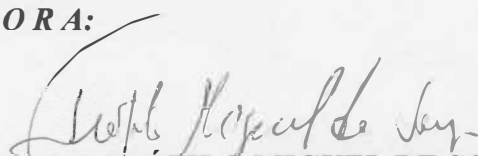
ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE  
“DOUTOR EM ENGENHARIA MECÂNICA”

PROGRAMA: ENGENHARIA MECÂNICA  
ÁREA: ENERGIA

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO

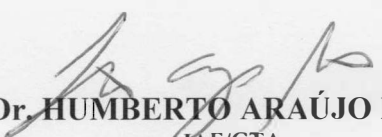
  
Prof.ª. Dr.ª. Ana Paula Rosifini Alves Claro  
Coordenadora

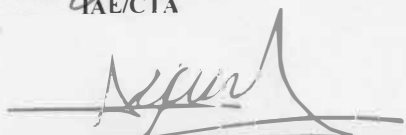
**BANCA EXAMINADORA:**

  
Prof. Dr. TEÓFILO MIGUEL DE SOUZA  
Coorientador / UNESP/FEG

  
Prof. Dr. JOSÉ ANTONIO PERRELLA BALESTIERI  
UNESP/FEG

  
Prof. Dr. JOSÉ ELIAS TOMAZINI  
UNESP/FEG

  
Prof. Dr. HUMBERTO ARAÚJO MACHADO  
IAE/CTA

  
Prof. Dr. NEWTON GALVÃO DE CAMPOS LEITE  
UERJ/Resende

Agosto de 2018

## DADOS CURRICULARES

FABRÍCIO VIEIRA SILVA

NASCIMENTO	30.11.1978 – MARÍLIA/SP
FILIAÇÃO	Décio Jonas da Silva Zulmira Vieira da Silva
2008	Graduação em Engenharia Mecânica na Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá da Universidade Estadual Paulista
2012	Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, nível de Mestrado na Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá da Universidade Estadual Paulista.
2018	Curso de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica, nível de Doutorado na Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá da Universidade Estadual Paulista.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço especialmente a minha esposa Ana Carolina e ao meu filho Filipe, que sempre estiveram ao meu lado me apoiando em todas as etapas e tiveram paciência em dividir seus tempos com meus estudos.

Aos meus pais e minhas irmãs.

Ao meu prezado orientador Prof. Dr. Maurício Araújo Zanardi, por toda sua paciência, dedicação e pela oportunidade que me proporcionou em absorver um pouco de seus conhecimentos.

A todos os meus amigos pessoais e de trabalho, que me incentivaram e colaboraram com meu desenvolvimento.

À UNESP-FEG, de forma geral, que me auxiliou na realização deste trabalho.

“A teoria é a essência destilada da prática”.  
William J. M. Rankine

“A simplicidade é o mais alto grau da sofisticação”.  
Leonardo Da Vinci

“Não existe assunto tão antigo que não se possa dizer algo novo sobre ele”.  
Fiodor M. Dostoievsky

## RESUMO

A busca por melhores desempenhos em motores de combustão interna, máquinas elétricas e sistemas mecânicos que utilizam mancais hidrodinâmicos tem motivado os recentes estudos na área de lubrificação com a aplicação da dinâmica de fluidos computacional. A modelagem numérica tem se mostrado bastante eficaz em comparação com modelos físicos, com baixo custo. Dessa forma, o presente trabalho estuda a dinâmica de alguns fluidos não-Newtonianos em mancais radiais curtos, utilizando os modelos Herschel-Bulkley, Bingham e Pseudoplástico, nos quais os resultados foram comparados com os dos fluidos Newtonianos. Aqui, o objetivo principal é comparar a distribuição de pressão do fluido, a ocorrência de cavitação e os parâmetros de desempenho, tais como capacidade de carga, força de atrito e taxa de vazamento lateral. O modelo matemático utilizado foi baseado nas equações de Reynolds com o procedimento proposto por Payvar-Salant acoplado ao modelo de cavitação de Elrod e as condições de contorno de Jakobsson, Floberg e Olsson (JFO). As equações dos mancais foram resolvidas em um programa escrito em linguagem MATLAB com discretização pelo Método de Volumes Finitos e a solução através do Algoritmo de Matriz Tri-Diagonal cíclica (TDMA). Os resultados apontaram algumas vantagens em todos os parâmetros de desempenho quando os fluidos não Newtonianos de Herschel-Bulkley ou Bingham são comparados com fluidos Newtonianos.

**PALAVRAS CHAVES:** Mancais. Cavitação. Fluidos não-Newtonianos. Lubrificação e lubrificantes.



## ABSTRACT

The search for better performance in internal combustion engines, electrical machines and mechanical systems which use hydrodynamic journal bearings has motivated the recent studies in the field of lubrication with the application of computational fluid dynamics. Numerical modeling has been shown to be quite effective compared to physical models with low cost. In this way, the present work studies the dynamics of some non-Newtonian fluids in short journal bearings, using the Herschel-Bulkley, Bingham and Pseudoplastic models and the results were compared to those for Newtonian fluids. Here, the main objective is to compare fluid pressure distribution, cavitation occurrence and performance parameters, such as load carrying capacity, friction force and side leakage rate. The used mathematical model was based on the Reynolds equations with the procedure proposed by Payvar-Salant coupled with the Elrod cavitation model and the Jakobsson, Floberg and Olsson (JFO) boundary conditions. The bearing equations were solved in a program written in MATLAB language with discretization by the finite volumes method and a cyclic Tri-Diagonal Matrix Algorithm solver. The results pointed out some advantages in all performance parameters when Herschel-Bulkley or Bingham non-Newtonian fluids are compared to Newtonian fluids.

**KEYWORDS:** Journal bearings. Cavitation. Non-Newtonian Fluids. Lubrication and lubricants.

## LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1	Esquema do mancal usado no experimento de Tower e equacionamento elaborado por Reynolds.....	18
Figura 2	Esquema do comportamento desejado com fluidos não-Newtonianos em relação ao Newtoniano, para mancais hidrodinâmicos, em função da tensão de cisalhamento e taxa de deformação.....	25
Figura 3	Curvas de comportamentos dos principais tipos de fluidos.....	27
Figura 4	Curvas de comportamentos dos fluidos viscoplásticos: reopéticos e tixotrópicos.....	30
Figura 5	Configuração básica de um mancal e munhão imerso em um fluido lubrificante nas vistas frontal (corte transversal) e lateral (corte longitudinal).....	32
Figura 6	Configuração básica de um mancal e munhão imerso em um fluido lubrificante.....	33
Figura 7	Configuração básica planificada de um mancal e munhão imerso em um fluido lubrificante.....	33
Figura 8	Esquema das regiões de cavitação e limites de formações das duas regiões em mancal hidrodinâmico planificado (vista de planta). b) Imagens obtida em experimento apresentando a região de cavitação e formação de bolhas.	41
Figura 9	Erosões provocadas por cavitação em mancais radiais hidrodinâmicos de motores de combustão interna.....	42
Figura 10	Domínio e condições de contorno do mancal hidrodinâmico planificado....	44
Figura 11	Malha bidimensional do mancal hidrodinâmico planificado.....	46
Figura 12	Esquema da planificação e definições dos pontos para criação da malha....	49
Figura 13	Comparação entre resultados numérico e experimental da literatura com os resultados numéricos do presente trabalho, para fluidos Newtonianos....	54
Figura 14	Resultados numéricos de pressão adimensional para validação do modelo e independência da malha (19x19 e 52x52) – Programa para fluido Newtoniano.....	55
Figura 15	Resultados numéricos de pressão adimensional no mancal radial para validação do modelo e independência da malha (19x19 e 52x52) – Programa desenvolvido para qualquer fluido.....	56
Figura 16	Resultados numéricos de pressão adimensional no mancal plano. a) Linha de centro longitudinal (direção $x$ ), para validação do modelo não-Newtoniano. b) Distribuição de pressão na superfície do mancal.....	57
Figura 17	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal para os fluidos Newtoniano, Pseudoplástico ( $n=0,95$ ), Bingham ( $\tau_0=500$ Pa) e Herschel-Bulkley ( $n=0,95/ \tau_0=500$ Pa) para eixo a 1800 rpm.....	61
Figura 18	Distribuição de pressão nos fluidos Newtoniano, Pseudoplástico ( $n=0,95$ ), Bingham ( $\tau_0=500$ Pa) e Herschel-Bulkley ( $n=0,95/ \tau_0=500$ Pa) para eixo a 1800 rpm.....	62
Figura 19	Distribuição de pressão nos mancais para os fluidos de Bingham, Herschel-Bulkley e Newtoniano para algumas rotações em função da tensão de cisalhamento inicial $\tau_0$ . a) Newtoniano. b) Herschel Bulkley $\varepsilon=0,95$ ; $\tau_0=50$ Pa. c) Herschel Bulkley $n=0,95$ ; $\tau_0=500$ Pa. d) Bingham $\tau_0=50$ Pa. e) Bingham $\tau_0=500$ Pa.....	63
Figura 20	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal em função da tensão inicial $\tau_0$ para os fluidos Herschel-Bulkley ( $n=0,95$ ) e Bingham, com velocidade de 1800 rpm.....	66

Figura 21	Capacidade de carga entre os fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 1800 rpm.....	67
Figura 22	Taxa de vazamento lateral do mancal com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 1800 rpm.....	67
Figura 23	Taxa de força de atrito nos mancal com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 1800 rpm.....	68
Figura 24	Comportamento dos fluidos quanto à tensão de cisalhamento vs. taxa de cisalhamento.....	69
Figura 25	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal em função da tensão inicial $t_0$ para os fluidos Herschel-Bulkley ( $n=0,95$ ) e Bingham, com velocidade de 225 rpm.....	70
Figura 26	Capacidade de carga entre os fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 225 rpm.....	70
Figura 27	Taxa de vazamento lateral dos mancais com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 225 rpm.....	71
Figura 28	Taxa de força de atrito nos mancais com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 225 rpm.....	71
Figura 29	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal em função da tensão inicial $t_0$ para os fluidos Herschel-Bulkley ( $n=0,95$ ) e Bingham, com velocidade de 3600 rpm.....	72
Figura 30	Capacidade de carga entre os fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 3600 [rpm].....	73
Figura 31	Taxa de vazamento lateral do mancal com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 3600 rpm.....	74
Figura 32	Taxa de força de atrito nos mancal com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial $\tau_0$ para 3600 rpm.....	74
Figura 33	Capacidade de carga do mancal para os fluidos estudados, variando a velocidade do eixo.....	75
Figura 34	Taxa de vazamento lateral no mancal para diversos fluidos variando a velocidade de eixo.....	76
Figura 35	Taxa da força de atrito no mancal para valores de velocidade de eixo.....	77
Figura 36	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de velocidade de eixo.....	77
Figura 37	Distribuição de pressão em toda a superfície do mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.....	78
Figura 38	Capacidade de carga do mancal para o fluido Newtoniano, para alguns valores de velocidade de eixo.....	80
Figura 39	Taxa de vazamento lateral do mancal para o fluido Newtoniano, para alguns valores de velocidade de eixo.....	81
Figura 40	Força de atrito no mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de velocidade de eixo.....	81
Figura 41	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal no sentido longitudinal para o fluido Herschel-Bulkley com $\tau_0 = 500$ Pa para alguns valores de velocidade de eixo.....	82

Figura 42	Distribuição de pressão em toda a superfície do mancal para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$ Pa) para alguns valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.....	83
Figura 43	Capacidade de carga do mancal para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$ Pa; $n=0,95$ ), para alguns valores de velocidade de eixo.....	85
Figura 44	Taxa de vazamento lateral do mancal para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$ Pa; $n=0,95$ ), para alguns valores de velocidade de eixo, em [rpm]....	86
Figura 45	Força de atrito no mancal para o fluido Herschel-Bulkley com $\tau_0=500$ Pa $\varepsilon=0,95$ para alguns valores de velocidade de eixo.....	86
Figura 46	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal no sentido longitudinal para o fluido de Bingham com $\tau_0=500$ Pa para alguns valores de velocidade de eixo.....	87
Figura 47	Distribuição de pressão na superfície do mancal para o fluido de Bingham ( $\tau_0=500$ Pa) para os valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.....	88
Figura 48	Capacidade de carga do mancal para o fluido de Bingham ( $\tau_0=500$ Pa), para alguns valores de velocidade de eixo.....	90
Figura 49	Taxa de vazamento lateral no mancal para o fluido Bingham com $\tau_0=500$ Pa para alguns valores de velocidade de eixo.....	91
Figura 50	Força de atrito no mancal para o fluido de Bingham com $\tau_0=500$ Pa para alguns valores de velocidade de eixo.....	91
Figura 51	Comportamento do fluido de Herschel-Bulkley relacionado ao expoente $n$ em função da velocidade de eixo.....	92
Figura 52	Distribuição de pressão na linha de centro, no sentido longitudinal do mancal em função do expoente $n$ para o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial $\tau_0=500$ Pa à 1800 rpm.....	93
Figura 53	Capacidade de carga do mancal em função do expoente $n$ para o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial $\tau_0=500$ Pa a 1800 rpm.....	93
Figura 54	Taxa de vazamento lateral do mancal em função do expoente $n$ para o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial $\tau_0=500$ Pa a 1800 rpm.....	94
Figura 55	Taxa de força de atrito no mancal em função do expoente $n$ para o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial $\tau_0=500$ Pa a 1800 rpm.....	94
Figura 56	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de razão de excentricidade $\varepsilon$ a 1800 rpm..	96
Figura 57	Distribuição de pressão na linha de centro do mancal para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$ Pa e $n=0,95$ ) para alguns valores de razão de excentricidade $\varepsilon$ a 1800 rpm.....	96
Figura 58	Distribuição de pressão no mancal para alguns valores de razão de excentricidade para os fluidos Newtoniano e Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$ Pa e $n=0,95$ ).a) $\varepsilon=0,6$ . b) $\varepsilon=0,7$ . c) $\varepsilon=0,8$ .....	97
Figura 59	a) Distribuição de pressão no mancal para o fluido Newtoniano a 900 rpm.b) Fator de cavitação no mancal.....	99
Figura 60	Regiões de cavitação nos mancais para os fluidos Newtoniano, Pseudoplástico Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$ Pa e $n=0,95$ ) e Bingham ( $\tau_0=500$ Pa) a 900 rpm.....	100
Quadro 1	Falhas mais comuns em mancais radiais hidrodinâmicos.....	17
Quadro 2	Estrutura do programa desenvolvido no presente trabalho.....	53

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CFD	Computational Fluid Dynamics
JFO	Jakobsson – Folberg –Olsson
MEF	Método dos Elementos Finitos
MVF	Método dos Volumes Finitos
TDMA	Tri-Diagonal Matrix Algorithm
BC	Condição de Contorno
RMS	Valor Quadrático Médio ( <i>Root Mean Square</i> )

## LISTA DE SÍMBOLOS

a, k	coeficiente da equação discretizada
c	constante de integração da equação de Reynolds
c	folga do mancal, coeficiente da matriz esparsa
D	diâmetro do mancal
e	excentricidade do eixo em relação ao mancal
e	posição leste ( <i>east</i> ) na malha computacional
F	fator de cavitação, força
g	aceleração da gravidade
h	espessura do filme de lubrificante
H	espessura do filme de lubrificante adimensional
i	índice de elementos da malha na direção $x$ e domínio computacional
j	índice de elementos da malha na direção $y$ e domínio computacional
K	índice de consistência
L	comprimento do mancal
m	coeficiente de viscosidade
M	número de elementos da malha na direção $y$
n	expoente para viscosidade modelo <i>Power Law</i>
N	número de elementos da malha na direção $x$
p	pressão
P	pressão no ponto, ponto da malha computacional
q	vazão de fluido lubrificante
R	raio do mancal radial
S	termo fonte, número de Sommerfeld
u	velocidade na direção $x$
U	velocidade na equação de fluido não-Newtoniano
v	velocidade na direção $y$
V	velocidade no ponto
w	velocidade na direção $z$
W	carga no eixo ou mancal
x	coordenada $x$
y	coordenada $y$
Y	largura do mancal adimensional
z	coordenada $z$
Z	variável $z$ adimensional
e,w,n,s	posições nas faces do volume de controle da malha computacional
E,W,N,S	pontos vizinhos ao ponto central na malha computacional
A,B,C,D	coeficientes da equação linear

$\beta$	termo adimensional da equação de Reynolds modificada
$\Delta$	variação
$\delta$	diferença entre dois pontos
$\phi$	pressão adimensional
$\gamma$	termo adimensional da equação de Reynolds
$\Psi$	ângulo de espessura mínima do filme
$\mu$	viscosidade dinâmica
$\nu$	viscosidade cinemática
$\pi$	constante =3,1415926
$\rho$	massa específica
$\theta$	posição angular do mancal, fluxo de massa das estrias
$\tau$	tensão de cisalhamento
$\omega$	velocidade angular
a	atmosférica
c	cavitação
e,w,n,s	posições nas faces do volume de controle da malha computacional
E,W,N,S	pontos vizinhos ao ponto central na malha computacional
n	direção normal
f	fricção
P	ponto central na malha computacional
s	superfície
x,y,z	direções no plano cartesiano
0	inicial
*	termo adimensional
'	mudança de referencial de coordenada
.	taxa

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO.....</b>	<b>16</b>
1.1	MOTIVAÇÕES.....	16
1.2	FALHAS EM MANCAIS HIDRODINÂMICOS.....	17
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>18</b>
2.1	CONCEITOS BÁSICOS E TRABALHOS DESENVOLVIDOS NA ÁREA DE LUBRIFICAÇÃO HIDRODINÂMICA.....	18
2.2	FLUIDOS NÃO NEWTONIANOS.....	24
<b>2.2.1</b>	<b>Fluido viscoplástico independentes do tempo.....</b>	<b>27</b>
2.2.1.1	Fluidos com tensão inicial de escoamento.....	27
2.2.1.2	Fluidos sem tensão inicial de escoamento.....	28
<b>2.2.2</b>	<b>Fluidos dependentes do tempo: Viscopelásticos.....</b>	<b>29</b>
<b>2.2.3</b>	<b>Fluidos viscoelásticos.....</b>	<b>30</b>
<b>3</b>	<b>DESENVOLVIMENTO ANALÍTICO-NUMÉRICO.....</b>	<b>31</b>
3.1	EQUAÇÕES GOVERNANTES.....	32
3.2	CAVITAÇÃO EM MANCAIS.....	40
3.3	CONDIÇÕES DE CONTORNO DO MANCAL.....	43
3.4	ANÁLISE NUMÉRICA.....	45
3.5	SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES.....	48
3.6	VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS E NUMÉRICOS DA LITERATURA.....	54
<b>4</b>	<b>RESULTADOS NUMÉRICOS.....</b>	<b>59</b>
4.1	COMPARAÇÃO ENTRE OS VALORES DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO PARA OS FLUIDOS ESTUDADOS.....	59
<b>4.1.1</b>	<b>A influência da tensão inicial <math>\tau_0</math> no valor da pressão e parâmetros de desempenho.....</b>	<b>62</b>
4.1.1.1	A influência da tensão inicial $\tau_0$ no valor da pressão e parâmetros de desempenho sob a rotação de 1800 rpm.....	65
4.1.1.2	A influência da tensão inicial $\tau_0$ no valor da pressão e parâmetros de desempenho sob a rotação de 225 rpm.....	68
4.1.1.3	A influência da tensão inicial $\tau_0$ no valor da pressão e parâmetros de desempenho sob a rotação de 3600 rpm.....	72
<b>4.1.2</b>	<b>Influência da velocidade no valor da pressão e parâmetros de desempenho.....</b>	<b>75</b>
4.1.2.1	Influência da velocidade na pressão e parâmetros de desempenho: Fluido Newtoniano.....	77
4.1.2.2	Influência da velocidade no valor da pressão e parâmetros de desempenho: Fluido não-Newtoniano Herschel-Bulkley com $\tau_0 = 500$ Pa.....	82
4.1.2.3	Influência da velocidade na distribuição pressão e parâmetros de desempenho: Fluido não-Newtoniano de Bingham com $\tau_0 = 500$ Pa.....	87
<b>4.1.3</b>	<b>Influência nos parâmetros de desempenho devido ao expoente nos fluidos Herschel-Bulkley.....</b>	<b>92</b>
4.2	INFLUÊNCIA NOS PARÂMETROS DE DESEMPENHO DEVIDO À RAZÃO DE EXCENTRICIDADE.....	95
4.3	OBSERVAÇÕES REFERENTES ÀS REGIÕES DE CAVITAÇÃO.....	98
<b>5</b>	<b>CONCLUSÕES E SUGESTÕES.....</b>	<b>102</b>
5.1	CONCLUSÕES.....	102
5.2	SUGESTÕES.....	103
	<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>104</b>
	<b>BIBLIOGRAFIA CONSULTADA.....</b>	<b>104</b>



# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 MOTIVAÇÕES

A eficiência dos motores de combustão interna, turbinas a gás e a vapor, motores elétricos e geradores elétricos, dentre outros equipamentos que utilizam mancais hidrodinâmicos, radiais e axiais, tem evoluído em diversos aspectos a cada ano. Muitas das contribuições nessas evoluções são devidas aos avanços nos estudos dos lubrificantes, nas tecnologias de lubrificação e também aos estudos na área de tribologia.

A principal motivação do presente trabalho é a contribuição para melhora do desempenho desses sistemas mecânicos através dos estudos da mecânica dos fluidos, dinâmica dos fluidos computacional e da ciência da lubrificação hidrodinâmica. As contribuições mais relevantes do presente trabalho são: desenvolvimento no campo da tribologia utilizando-se os métodos numéricos voltados à dinâmica dos fluidos através da elaboração de um programa que possibilita a modelagem de mancais hidrodinâmicos utilizando fluidos não-Newtonianos e a identificação de fluidos não-Newtonianos para a aplicação em diferentes características de mancais, como por exemplo, faixas de velocidade e regiões de cavitação. A relevância se dá pela vasta aplicação em todos os tipos de motores de combustão interna, já que estes utilizam mancais hidrodinâmicos que são sustentados e lubrificados por uma fina camada de filme de óleo.

O objetivo principal foi desenvolver um estudo comparativo entre os tipos mais usuais de fluidos não-Newtonianos de aplicação em mancais hidrodinâmicos e também comparar tais resultados com mancais que utilizam fluidos Newtonianos, de modo a se obter base de dados para contribuir no avanço de pesquisas científicas no campo da lubrificação hidrodinâmica e em desenvolvimento de aplicações práticas.

A maioria dos trabalhos desenvolvidos nesse campo foi feita através de modelagem numérica em aplicativos comerciais e também em aplicativos não comerciais, pois as equações utilizadas para mancal completo não têm solução analítica (são equações diferenciais parciais não lineares). No entanto, muitos trabalhos foram desenvolvidos sem o objetivo de comparar diversos tipos de fluidos, além disso, muitos não consideraram o fenômeno de cavitação. Brewe (1986) realizou estudos numéricos em mancais radiais com fluido Newtoniano apenas. Dorier e Tichy (1992) desenvolveram um estudo numérico para usar fluido não-Newtoniano com características de um plástico de Bingham, porém para mancais planos. Para os modelos desenvolvidos em pacotes comerciais, se faz necessário

considerar um escoamento multifásico (na região de cavitação e na região de reformação do filme), sendo tais considerações pouco encontradas na literatura.

Algumas dessas lacunas proporcionaram a oportunidade de desenvolvimento do presente trabalho.

## 1.2 FALHAS EM MANCAIS HIDRODINÂMICOS

Existem várias falhas que ocorrem em mancais hidrodinâmicos, tanto nos mancais planos quanto nos mancais radiais. Algumas delas são devidas a dois principais fenômenos relacionados ao escoamento e a dinâmica do fluido no mancal, que são cavitação e ruptura do filme de fluido lubrificante (NORTON, 2012 e WAUKESHA, 2018). Além da necessidade de aumentar a eficiência dos mancais através da proposta do uso de fluidos alternativos, existe também necessidade de solucionar tais causas das falhas nesses mancais. O presente trabalho apoia-se nesses motivos e nos motivos mencionados na seção anterior para contribuir com os estudos de modo a simular o comportamento de fluidos em mancais que possam gerar o aumento da eficiência dos mesmos e contribuir com a prevenção a respeito da ruptura do filme e da cavitação no mancal. Existem catalogados pelos fabricantes de equipamentos e fabricantes de mancais, diversos modos de falhas em mancais (WAUKESHA, 2018). As principais causas das falhas em mancais, de interesse para o presente trabalho, são apresentadas no Quadro 1.

Quadro 1- Falhas mais comuns em mancais radiais hidrodinâmicos

Falha ou anomalia	Causa da falha/anomalia:
Desgaste na superfície do mancal	Sobrecarga operacional com ruptura do filme lubrificante;
	Perda de folga;
	Carga excessiva na partida ou parada;
	Alimentação insuficiente do lubrificante;
Erosão na superfície do mancal	Manutenção da temperatura de entrada e saída do mancal
	Cavitação
Fadiga	Despedaçamento da superfície por fadiga
	Sobrecarga operacional
	Temperatura operacional excessiva
	Desbalanceamento do eixo

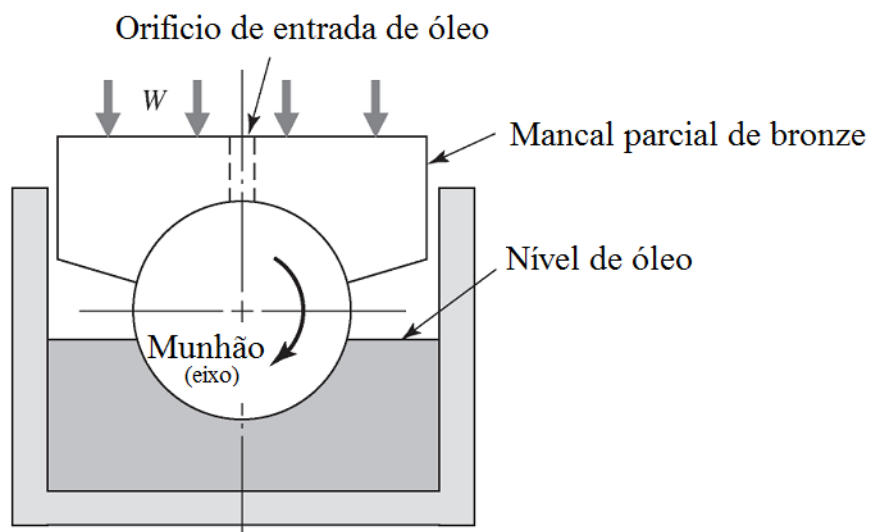
Fonte: Próprio autor

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

### 2.1 CONCEITOS BÁSICOS E TRABALHOS DESENVOLVIDOS NA ÁREA DE LUBRIFICAÇÃO HIDRODINÂMICA

Os estudos mais significativos na teoria de lubrificação em mancais hidrodinâmicos iniciaram-se por volta da década de 1880 através de Osbourne Reynolds e a sua análise do experimento de Beauchamp Tower, feitos utilizando um mancal parcial de bronze e óleo de oliva. Nessa ocasião, Reynolds (1886) descreveu o comportamento do mancal e filme lubrificante através de equações diferenciais parciais, partindo das equações de Navier-Stokes, para o acoplamento entre pressão e velocidade, considerando um fluido viscoso. A Figura 1 apresenta um esquema composto por mancal, fluido lubrificante e munhão rotativo, utilizado nos experimentos de Tower e Reynolds.

Figura 1- Esquema do mancal usado no experimento de Tower e no equacionamento elaborado por Reynolds



Fonte: Adaptado de Juvinall (2007).

Com esse experimento foram feitas algumas observações importantes que definiram as condições físicas para o equacionamento, tal como o fato da espessura do filme lubrificante não apresentar um valor constante. No entanto, como esse experimento foi realizado com um mancal parcial, a região de filme lubrificante entre o mancal e o munhão giratório não abrange toda a circunferência do munhão. Este fato fez com que Reynolds (1886) não observasse que existia uma região de pressão mais baixa (que em algumas situações causam cavitação na parte divergente do mancal).

A partir do trabalho de Reynolds (1886), outros pesquisadores desenvolveram trabalhos complementares, de muita relevância, pois nesses estudos não foram considerados todos os fenômenos.

Sommerfeld (1904), baseado no artigo de Reynolds (1886), realizou estudos no campo da lubrificação hidrodinâmica e, baseado em experimentos, apresentou algumas observações importantes, como o fato de que para altas velocidades o atrito viscoso se torna independente da pressão e proporcional à velocidade, e para pequenas velocidades torna-se independente da velocidade e proporcional à pressão com que o filme permanece no mancal. Segundo Eckert (2015), Sommerfeld (1904) foi o primeiro a estabelecer analiticamente e depois validar na prática o fato de o eixo se mover para uma posição deslocada em relação à linha de centro vertical do mancal, quando submetido a uma dada rotação e a uma dada carga. Também realizou uma das mais importantes contribuições no campo da lubrificação, que foi a determinação de um número característico, o Número de Sommerfeld  $S$ , que relaciona características geométricas e fluidodinâmicas do mancal, e é largamente utilizado na literatura fundamental e em projetos de mancais. Porém, as equações e correlações desenvolvidas por Sommerfeld abrangem apenas a parte convergente do mancal, ou seja, apenas a região na qual a pressão é positiva, conhecida como meia solução de Sommerfeld.

Jakobsson e Floberg (1957) realizaram estudos experimentais em mancais radiais hidrodinâmicos e apresentaram as condições de contorno para formação da região de cavitação, filme lubrificante com vazios, e para a reformação da região de filme cheio, na região divergente, não estudada anteriormente por Reynolds e Sommerfeld. Essas condições de contorno foram amplamente utilizadas por outros pesquisadores e também é utilizada no presente trabalho.

Raimondi e Boyd (1958) apresentaram resultados em cartas gráficas obtidas através de simulações numéricas das equações de Reynolds (1886) e Sommerfeld (1904), que contribuíram significativamente com a teoria e são amplamente utilizados em projetos de mancais. Tais cartas abrangem uma ampla faixa de aplicação baseada no número característico do mancal (número de Sommerfeld). As teorias clássicas utilizadas em livros textos nas disciplinas de engenharia que abordam os projetos de mancais hidrodinâmicos são baseadas nas cartas desenvolvidas nesse trabalho, pois são simples e de grande precisão.

Elrod (1981) em seu trabalho apresentou um algoritmo simplificado para previsão da cavitação utilizando as condições de contorno de transição de filme líquido para gasoso e de transição de gasoso para filme líquido completo, em mancais hidrodinâmicos, baseando-se no trabalho de Jakobsson-Floberg-Olsson. (JAKOBSSON e FLOBERG, 1957 e OLSSON, 1965).

Dien e Elrod (1983) propuseram uma equação diferencial parcial aproximada para fluidos não-Newtonianos com comportamento segundo uma relação conhecida como *Power Law* para mancal hidrodinâmico radial unidimensional e bidimensional. Também realizam simulações com tais equações, nas quais apresentaram boas aproximações e coerência com resultados experimentais.

Brewe (1986) realizou um trabalho teórico-numérico, em regime transiente, a respeito da evolução da formação de bolhas em mancais hidrodinâmicos dinamicamente carregados. Como base do seu trabalho, utiliza as condições de contorno e cavitação de JFO (1957 e 1965) e o algoritmo proposto por Elrod (1981). Nesse estudo, apresenta cálculos e figuras sobre as comparações entre dois métodos, Elrod (1981) e pseudo-Gümbel, a respeito dos movimentos do eixo no mancal, remetendo a valores de excentricidade e camada de filme lubrificante. Outra comparação relevante para o presente trabalho é referente à distribuição de pressão e cavitação.

Sinhasan e Goyal (1990) realizaram um estudo numérico utilizando a técnica de GALERKIN e compararam alguns fluidos não-Newtonianos e Newtonianos, levando em consideração a rigidez do mancal, de modo que estudaram o comportamento do filme lubrificante com mancal rígido e em outras situações estudaram o comportamento do filme lubrificante com o mancal flexível, através das equações de elasticidade dos materiais. Segundo o artigo, os lubrificantes não-Newtonianos estudados são pseudoplásticos e dilatantes pela presença de partículas micrométricas. O modelo matemático para representar o comportamento não linear do fluido é obtido por um fator  $K$  e pela tensão de escoamento e taxa de deformação. Verificaram que o material que compõe o mancal, intrinsecamente a rigidez do mesmo, influencia na espessura e no comportamento do filme lubrificante. Outra observação relevante foi a respeito da influência da carga  $W$  aplicada ao mancal e o coeficiente  $K$ , em face à excentricidade, velocidade limite e ângulo de ataque do mancal de deslizamento. As principais conclusões foram que a espessura mínima, o ângulo de ataque e a perda de potência diminuem com o aumento da carga, do fator de viscosidade e do coeficiente de deformação do material do mancal. A razão de excentricidade e o fluxo lateral aumentam com o aumento da carga, do fator de viscosidade e do coeficiente de deformação do material do mancal. Para todas as características dos mancais foi constatado que os fatores estudados têm um efeito mais significativamente positivo em altas cargas.

Payvar e Salant (1992) apresentaram um método computacional para selos mecânicos ondulados, considerando o fenômeno de cavitação, mesmo operando sob baixas pressões. Para tal, utilizaram o algoritmo de Elrod (1981) e as condições de contorno de Jakobsson-

Floberg-Olsson (JFO, 1957 e 1965) como base. Apresentaram resultados para uma larga faixa de parâmetros testados, de modo a comprovar a eficácia do método. Nesse estudo numérico comentam também a respeito da oscilação na convergência e sobre a necessidade de fazer sub-relaxações no fator de cavitação e na pressão adimensional.

Dorier e Tichy (1992) desenvolveram uma equação generalizada para solução da equação de Reynolds para qualquer fluido. Nesse trabalho, os autores consideraram o mancal plano e compararam os casos Newtoniano e não-Newtoniano do tipo Bingham Modificado. Essa foi uma grande contribuição para o presente trabalho, a respeito do desenvolvimento analítico das equações. Nesse trabalho os autores apresentaram os benefícios da utilização do fluido tipo Bingham em mancais planos sobre a capacidade de carga, a taxa de vazamento lateral, a força de atrito viscoso dentre outros parâmetros.

Fortier (2004) em sua tese realizou estudos em mancais hidrodinâmicos axiais e radiais comparando as condições de deslizamento e não deslizamento. Como base do seu trabalho, utilizou o algoritmo de Elrod-Payvar-Salant (ELROD, 1981; PAYVAR e SALANT, 1992). Nos resultados do estudo, mostraram-se benéficas as condições de deslizamento nos parâmetros de desempenho dos mancais, tais como no aumento da capacidade de suportar carga, na ordem de 2,5 vezes, e na redução das forças de atrito em mancais planos com condição de não deslizamento sendo 0,67 vezes maior que os com condições de deslizamento. Essa tese é de grande interesse para o presente trabalho, pois tem semelhança nos temas abordados, porém a mesma não aborda os fluidos não-Newtonianos nem a cavitação nos mancais radiais.

Chu, Li e Chen (2006) realizaram um estudo numérico para aplicação geral com fluido não-Newtoniano para investigar o movimento de uma esfera sob a condição de lubrificação elastohidrodinâmica com carga constante sem variação da temperatura. Outro objetivo foi investigar a reologia do fluxo e relação entre a pressão e a espessura do filme. Neste estudo foram utilizados fluidos pseudoplásticos, Newtoniano e dilatante com índice de viscosidade 0,9, 1,0 e 1,1 respectivamente. Aplicou-se uma força sobre a esfera que gerou alta tensão de contato entre esta e a pista, de modo a causar uma deformação elástica na esfera em forma de calota esférica com concavidade para baixo, no qual o seu tamanho varia conforme o tipo de lubrificante utilizado. Este detalhe influencia nas condições de giro e desempenho do mancal de rolamento. Para as condições ideais de projeto e desenvolvimento desejável, a manutenção da espessura do filme deve ser independente da carga aplicada. Para isso o fluido investigado deve ser invariante, na medida do possível, às variações de pressão na região na qual essa é máxima. Como conclusões do estudo, a deformação elástica é mais significativa para os

fluidos pseudoplásticos ( $n=0,9$ ) e para índices de viscosidades maiores, no caso do fluido dilatante, maior é a espessura de filme e a pressão central de contato. Para os fluidos pseudoplásticos a pressão central de contato é maior. Quanto à velocidade, para fluidos com índice de viscosidade menor esta sofreu uma diminuição.

Campos (2004) e Campos, Sotomayor e Seabra (2006) realizaram um estudo numérico de um fluido não-Newtoniano comercial MIL-1-23699, em lubrificação elastohidrodinâmica utilizando as técnicas de Newton-Raphson-Reynolds para obter a geometria do filme lubrificante e a distribuição de pressão interna, as tensões de cisalhamento do filme do fluido avaliado pelo modelo não-linear de Maxwell, a distribuição de temperatura do lubrificante e das superfícies usando o método simplificado de Houpert aplicado à zona de contato de entrada. Para a zona de contato de alta pressão utilizaram o método de Tevaarwerk (1979). O modelo geométrico é uma esfera e uma placa plana, ambas de aço. Para simular o efeito de carga de impacto *versus* velocidade no rolamento, fez a esfera se chocar contra a placa, sob alguns valores de frequência e cargas de impacto. Dentre os diversos resultados obtidos, os mais relevantes para o presente trabalho, obtido pelos autores, são a influência da temperatura, velocidade e da carga na espessura do filme lubrificante. Segundo a comparação feita, a velocidade do eixo no mancal influencia na espessura do filme lubrificante, de modo que quanto maior é a velocidade maior é a espessura do filme lubrificante. A comparação é feita alterando os valores das temperaturas e mantendo os outros parâmetros, de modo que a espessura do filme lubrificante diminui consideravelmente com o aumento da temperatura.

Guo, Nishikawa, Yang e Kameda (2007) realizaram um estudo numérico e experimental em um lubrificante Newtoniano em regime elastohidrodinâmico transiente, de modo a observar a influência da frequência, carga de contato estática, amplitude e o coeficiente de pressão-viscosidade na espessura do fluido lubrificante. Os modelos matemáticos utilizados foram as equações de Reynolds e uma equação adimensional de espessura de filme. Foram simulados testes de impacto em uma placa plana para os lubrificantes. Também foi observada a formação de uma concavidade na esfera no momento do contato com a placa devido à alta tensão de contato. A máxima tensão ocorre no momento do rebote, especificamente no instante do retorno da esfera. As frequências maiores proporcionam uma melhor condição elastohidrodinâmica do filme lubrificante. Também se observou que a espessura do filme lubrificante mantém-se maior com o aumento da amplitude de oscilação.

Al-Fadhlah e Elsharkawy (2008) realizaram um estudo numérico sobre o efeito da lubrificação com fluido não-Newtoniano na separação do fluxo em uma esfera com sua superfície de contato imersa, submetidos à carga constante. Para a solução do modelo

numérico foi utilizada a equação de Reynolds modificada, resolvida por um esquema de solução de quarta ordem de Runge-Kutta. O modelo utilizado para caracterizar o fluido não-Newtoniano é o *Power Law*. Foi realizada a comparação entre um dado fluido Newtoniano com outro não-Newtoniano, na qual ocorreu um atraso na separação entre o fluido e a esfera para este último. A adesão do fluido ao corpo é um parâmetro importante na lubrificação, pois determina a formação do menisco entre a esfera e a pista de rolamento e suas forças viscosas, sendo responsáveis pela manutenção do suprimento de fluido que forma o filme lubrificante. Os autores apresentaram alguns parâmetros para fluidos Newtonianos de modo a facilitar a comparação entre os dois comportamentos em estudo e também apresenta grande interesse ao presente trabalho. A correlação entre a adesão do lubrificante nas superfícies com o presente trabalho se dá no estudo da região de cavitação.

Gertzos, Nokolopoulos e Papadopoulos (2008) analisaram o comportamento de alguns fluidos não-Newtonianos, eletro-reológicos e magnético-reológicos, que se assemelham aos fluidos de Bingham. Tal estudo foi feito através do software comercial FLUENT (2017) em 3D utilizando uma malha dinâmica. Esse estudo em particular se assemelha em alguns parâmetros ao presente trabalho. Eles apresentaram as características do comportamento dos fluidos de Bingham, tal qual a formação de um núcleo na região de contato de maior tensão devido à carga, sendo que neste núcleo a viscosidade é maior do que a viscosidade na região ao redor. Comparou os resultados do fluido de Bingham a um fluido Newtoniano e ao fluido não-Newtoniano *Power Law*. Em geral, muitos dos resultados mostrados através de curvas assimilam-se às curvas padrão (Raimondi e Boyd) utilizadas em geral nos projeto de mancais hidrodinâmicos.

Xu e Liao (2009) apresentaram um estudo numérico sobre o comportamento de um fluido não-Newtoniano *Power Law* na camada limite de uma placa plana infinita na qual foram apresentadas equações de similaridades com outros estudos para a distribuição de velocidade e distribuição de temperatura, sendo útil ao presente trabalho quanto ao comportamento do fluido.

Garg, Kumar e Sharda (2010) propuseram um estudo analítico-numérico utilizando o método dos elementos finitos (FEM) com as equações de Reynolds, sobre o comportamento de um lubrificante não-Newtoniano e seu efeito térmico em um mancal de deslizamento. Correlacionaram a viscosidade com temperatura, através de uma equação. O trabalho revela que a utilização de um lubrificante não-Newtoniano neste tipo de mancal de deslizamento é determinante na melhora do seu desempenho quando comparado com um fluido Newtoniano.



Também foi desenvolvido um algoritmo para solução das equações e para comparar com os resultados de outros trabalhos.

Braun e Hannon (2010) apresentaram uma análise completa a respeito de cavitação em mancais radiais hidrodinâmicos, realizados numericamente e experimentalmente. Tais resultados contribuem para o entendimento e validação dos modelos numéricos realizados no presente trabalho, considerando o fluido Newtoniano. O trabalho contém fotos que distinguem claramente as regiões de filme cheio e cavitação.

Wang et al (2013) realizaram um estudo numérico sobre o comportamento de um fluido Newtoniano através do impacto de uma esfera sobre uma placa plana sob condição elastohidrodinâmica. O estudo apresenta diferentes situações para o mesmo ensaio, uma considerando o contato suave entre as superfícies e a outra com alta tensão de contato. Para estas situações foram observadas a flutuação da camada de filme lubrificante e da temperatura do mesmo. O trabalho permite concluir que existe uma relação entre a distância de queda ou a folga entre as superfícies e o efeito térmico gerado.

Marx et al (2018a, 2018b) realizaram um estudo numérico e experimental a respeito de alguns modificadores de viscosidade aplicados a óleos lubrificantes de motores de combustão interna, especificamente nos mancais radiais hidrodinâmicos, variando a temperatura e velocidade. Utilizaram fluidos Newtonianos e o modelo não-Newtoniano de Carreau–Yasuda. Como resultados obtidos, houve diminuição das perdas por atrito viscoso na ordem de 50% para altas velocidades e melhora na manutenção da espessura do filme lubrificante para baixas velocidades. Esse estudo mostrou vantagens com a utilização dos fluidos não-Newtonianos com características de um fluido do tipo Herschel-Bulkley (os autores mencionam o termo *Shear Thinning*, que pode ser similar a um fluido Pseudoplástico ou Herschel-Bulkley).

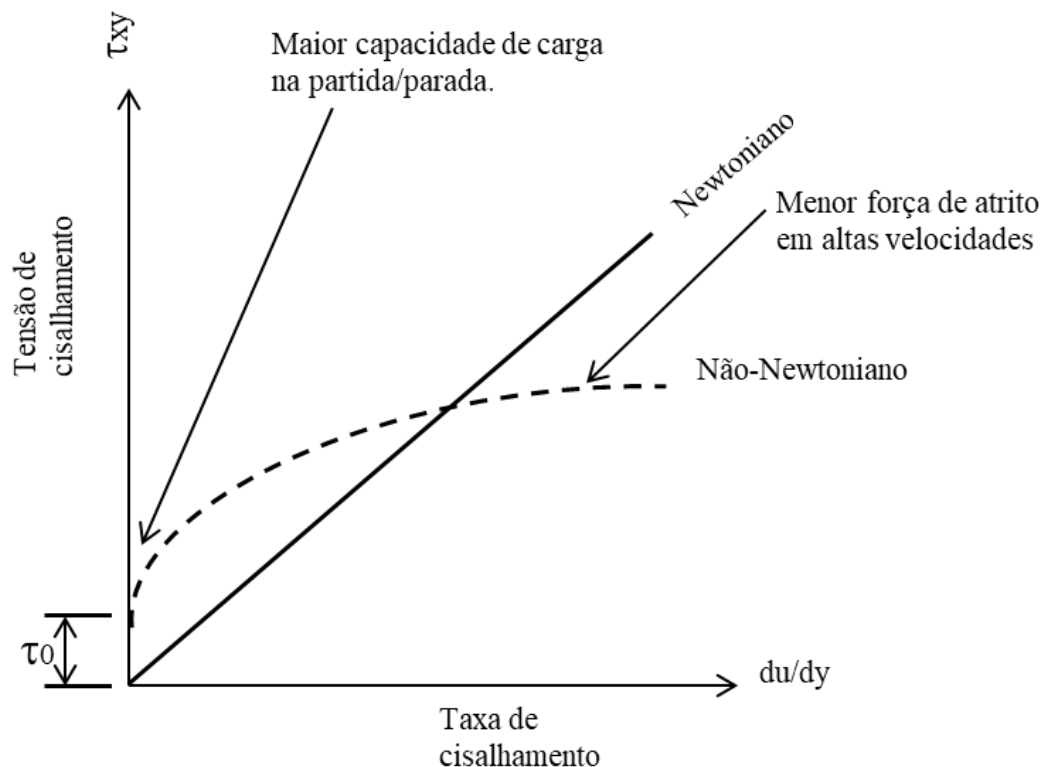
## 2.2 FLUIDOS NÃO-NEWTONIANOS

As características de um fluido não-Newtoniano benéficas para a aplicação em mancais estão sendo estudadas há muitos anos por pesquisadores, pelos fabricantes e usuários de mancais. Os estudos são baseados nas falhas ocorridas em mancais e munhões. A Figura 2 apresenta os comportamentos de dois tipos de fluidos, sendo um deles Newtoniano e não-Newtoniano com tensão de cisalhamento inicial. Os Newtonianos estão representados por uma reta que passa pela origem no eixo  $x$  e  $y$ , não necessitando de uma tensão inicial para apresentar uma taxa de cisalhamento. Na mesma Figura 2, o fluido não-Newtoniano de interesse para mancais hidrodinâmicos do presente trabalho está representado por uma curva e

que intercepta o eixo  $y$  com um valor positivo, ou seja, requer uma tensão de cisalhamento inicial para se deformar. Tal comportamento é de interesse para o presente trabalho, porque é desejável que no início do movimento de um eixo apoiado no mancal, quando o mesmo é submetido a uma carga estática, se tenha o menor contato entre essas duas partes metálicas, de modo que não ocorram desgastes no eixo nem no mancal. Para evitar tal efeito, sugere-se que o fluido requeira uma tensão inicial, de modo que se forme um filme de sustentação imediatamente após o início do movimento do eixo. Quando o eixo atingir a sua rotação mínima de trabalho é desejável que o mesmo tenha o menor atrito viscoso possível, desde que seja mantido um valor de pressão e conseqüentemente uma força de sustentação para o eixo.

Tais características estão presentes em alguns fluidos não-Newtonianos, tais como Plástico de Bingham, Herschel-Bulkley e Crowley-Kitzes, que apresentam tensões iniciais para escoamento e fluidos do tipo *Power Law*, que tem a sua tensão de cisalhamento diminuída com o aumento da taxa de cisalhamento (SKELLAND,1967).

Figura 2- Esquema do comportamento desejado com fluido não-Newtoniano em relação ao Newtoniano, para mancais hidrodinâmicos, em função da tensão de cisalhamento e taxa de deformação.



Fonte: Próprio Autor

Além das características já mencionadas, deseja-se obter através de um fluido não Newtoniano, os efeitos listados abaixo:

- a. Menor força de fricção, devido ao atrito viscoso.
- b. Menor variação da espessura da camada lubrificante;
- c. Menor taxa de vazamento lateral;
- d. Maior capacidade de carga.

Uma breve discussão sobre os princípios e características dos fluidos não-Newtonianos e reologia são apresentadas a seguir segundo Skelland (1967).

A reologia é a ciência da deformação e escoamento da matéria, isto é, o campo de estudo da mecânica dos corpos deformáveis. Existe uma relação entre os estudos de mecânica dos materiais com a mecânica dos fluidos, que envolve escoamento, deformação, tensão de contato e de escoamento e as resistências dos materiais ao escoamento.

Os pontos em destaque correlacionados ao estudo desse trabalho envolvendo óleos lubrificantes em mancais de deslizamento é a reversibilidade do processo de escoamento e a degradação e a capacidade de tornar-se reversível. Sabe-se que os lubrificantes sofrem degradação térmica e mecânica, que os fazem perder a capacidade de lubrificação, por conta da perda das características químicas. Tais comportamentos químicos não serão abordados no presente trabalho.

Os fluidos Newtonianos são aqueles que apresentam a direta proporcionalidade entre a tensão de cisalhamento e a taxa de cisalhamento ou taxa de deformação, conforme a equação (1).

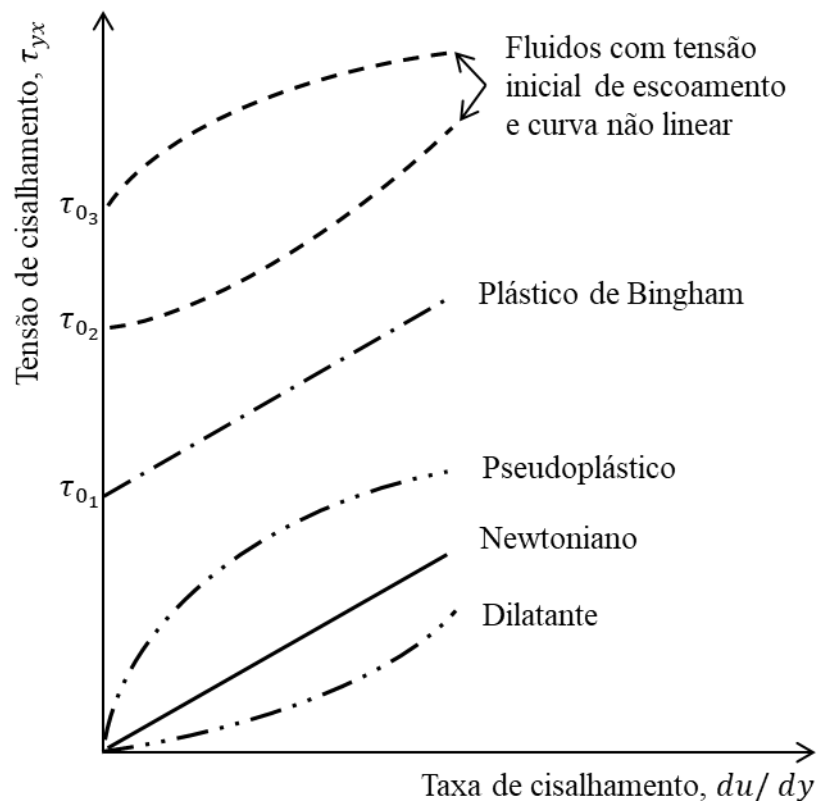
$$\tau_{yx} = \mu \frac{du}{dy} \quad (1)$$

na qual a viscosidade é a constante de proporcionalidade, que independe da taxa de deformação, porém é afetada pela temperatura e pressão. Nos fluidos Newtonianos a energia é dissipada pela colisão entre as pequenas moléculas, atrito viscoso. Contudo, fluidos Newtonianos são geralmente gases e líquidos de baixo peso molecular.

Todos os fluidos que apresentam uma tensão de cisalhamento *versus* taxa de deformação não linear a partir da origem ou fora da origem e os que precisam de uma tensão de cisalhamento inicial para escoar são considerados como fluidos não-Newtonianos.

A Figura 3 apresenta as curvas de um fluido Newtoniano e dos fluidos não-Newtonianos, relacionando as tensões de cisalhamento e as taxas de deformação dos mesmos.

Figura 3- Curvas de comportamentos dos principais tipos de fluidos



Fonte: Adaptada de Skelland (1967).

Os fluidos não-Newtonianos são comumente separados em três tipos: viscoplásticos independente do tempo, viscoplásticos dependente do tempo e os viscoelásticos.

### 2.2.1 Fluido viscoplástico independentes do tempo

Fluidos viscoplásticos independentes do tempo são os fluidos nos quais a taxa de cisalhamento em um determinado ponto é unicamente dependente da tensão de cisalhamento instantânea nesse ponto. Esses fluidos são divididos em dois subgrupos básicos: sendo os fluidos com tensão inicial e os fluidos sem tensão inicial de escoamento.

#### 2.2.1.1 Fluidos com tensão inicial de escoamento

Os fluidos com uma tensão inicial de escoamento são os fluidos que possuem uma tensão interna de escoamento  $\tau_y$  resistente à tensão cisalhamento  $\tau_{yx}$ . Para que ocorra o escoamento, é necessário que a tensão de cisalhamento seja maior que a tensão de

escoamento. O fluido retorna às características iniciais quando o valor da tensão de cisalhamento fica abaixo do valor de tensão de escoamento do fluido. Na Figura 3, é possível verificar que o valor de tensão inicial para o escoamento do fluido está acima da origem na curva, neste caso os plásticos de Bingham. A equação (2) apresenta a tensão de cisalhamento para o fluido plástico de Bingham.

$$\tau_{yx} - \tau_y = \mu \frac{du}{dy} \quad (2)$$

Existem outros fluidos com tensão de escoamento além dos plásticos de Bingham, tais como o Herschel-Bulkley e Crowley-Kitzes. Alguns exemplos de plásticos de Bingham são pastas de dente, plásticos fundidos, margarinas, pastas de papel, lamas de turfa, alguns grãos em suspensão na água, sabão, detergentes e graxas. O modelo de Herschel-Bulkley é representado pela equação (3) e na prática explica muitos escoamentos de lamas em dutos.

$$\tau_{yx} - \tau_y = \mu \left[ \frac{du}{dy} \right]^{\frac{1}{n}} \quad (3)$$

Quando o valor do expoente  $n$  é igual 1 o modelo torna-se idêntico ao de Bingham.

Segundo Sargentini (2013) no modelo de regularização de Papanastasiou e Boudouvis (1997), equação (4), a inserção de uma tensão limite de escoamento tem como vantagem a possibilidade de execução de simulações em CFD (*Computational Fluid Dynamic*) para este escoamento, o que era dificultado pelo modelo anterior.

$$\tau_{yx} = \left( 1 - e^{-m \frac{du}{dy}} \right) \mu \left[ \frac{du}{dy} \right]^{\frac{1}{n}} \quad (4)$$

#### 2.2.1.2 Fluidos sem tensão inicial de escoamento

Os fluidos sem uma tensão inicial de escoamento representam a maioria dos fluidos não-Newtonianos, sendo distinguidos em dois subtipos de fluidos, os pseudoplásticos e os dilatantes.

##### a. Pseudoplásticos

Representa a maioria dos fluidos não Newtonianos. São os que têm a taxa de deformação não proporcional à tensão de cisalhamento no qual inicialmente necessitam de

uma tensão de cisalhamento mais alta para escoar e a taxa de deformação diminui com o aumento da tensão de cisalhamento. O modelo mais conhecido, para os pseudoplásticos, é o *Power Law* ou de Ostwald-deWaele, representada pela equação (5),

$$\tau_{yx} = m \left( \frac{du}{dy} \right)^n \quad (5)$$

sendo  $m$  o índice de consistência do fluido e  $n$  o expoente da equação que representa o índice de comportamento do fluido. Alguns exemplos de fluidos pseudoplásticos são soluções de polímeros, graxas, maionese, tintas e algumas geleias.

#### b. Dilatantes

São os que têm a taxa de deformação não proporcional à tensão de cisalhamento no qual inicialmente precisam de uma tensão de cisalhamento mais baixa para escoar e a taxa de deformação aumenta com o aumento da tensão de cisalhamento aplicada. Ocorrem devido a basicamente dois fenômenos, a dilatação volumétrica e a reação do fluido, tendo como resultado o aumento da viscosidade aparente com a taxa de deformação. A Figura 3 apresenta a curva com o comportamento em relação à tensão de cisalhamento e à taxa de deformação. É menos comum encontrar fluidos com essas características quando comparados com os pseudoplásticos. Alguns exemplos práticos de fluidos dilatantes são as soluções de amido de milho, areia movediça, goma arábica em água, entre outras.

### 2.2.2 Fluidos dependentes do tempo: Viscoplasticos

Fluidos viscoplasticos dependentes do tempo são os fluidos que tem a taxa de cisalhamento dependentes da duração e da magnitude da tensão de cisalhamento aplicada e também possivelmente da aplicação cíclica de tensões de cisalhamento.

Estes fluidos são divididos em dois subgrupos, Tixotrópicos e Reopéticos. A Figura 4 apresenta os comportamentos cronológicos da histerese do material em escoamento e a reversibilidade.

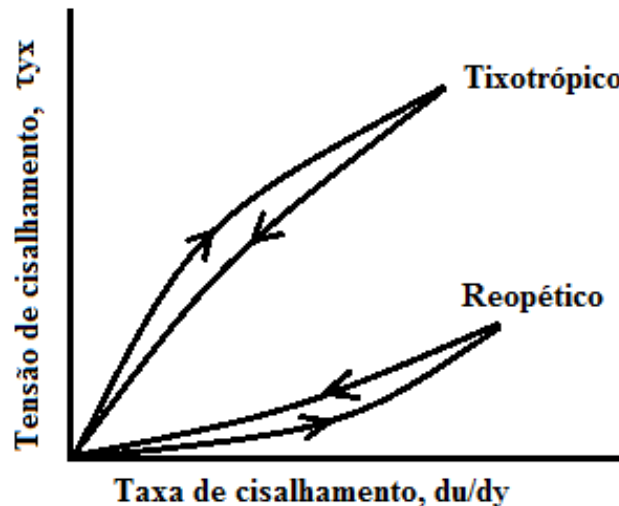
#### a. Tixotrópicos

São fluidos que têm reversibilidade, ou seja, após uma deformação o mesmo retorna a condição inicial com uma tensão de cisalhamento menor do que a tensão de cisalhamento inicial. Alguns materiais com esse comportamento são soluções de alto polímero, algumas margarinas e tintas de impressão.

### b. Reopéticos

São fluidos que têm reversibilidade, porém o retorno à condição inicial ocorre com a aplicação de tensão de cisalhamento maior do que a tensão de cisalhamento inicial. É uma condição antitixotrópica. Alguns exemplos de materiais são suspensões de argila de bentonita, suspensões de gesso, entre outras.

Figura 4- Curvas de comportamentos dos fluidos viscoplásticos: reopéticos e tixotrópicos.



Fonte: Adaptada de Skelland (1967)

### 2.2.3 Fluidos viscoelásticos

Viscoelásticos são os fluidos que recuperam parcialmente a forma quando da retirada da tensão de cisalhamento aplicada. Geralmente têm propriedades viscosas e elásticas, que diferem dos outros fluidos pela característica de possuir certa capacidade de reversibilidade ao se retirar a tensão de cisalhamento e da mesma forma a tensão de cisalhamento se dissipa gradativamente no fluido. Exemplos de fluidos viscoelásticos são alguns polímeros, polímeros fundidos, tais como Nylon, algumas geleias e outros com características próximas.

### 3 DESENVOLVIMENTO ANALÍTICO-NUMÉRICO

A lubrificação é classificada de acordo com o grau de separação entre as superfícies de deslizamento relativo e são divididos em três grupos de lubrificação (JUVINALL, 2007), sendo a lubrificação hidrodinâmica, lubrificação de filme misto e lubrificação de contorno.

- Lubrificação hidrodinâmica, que é o tipo de lubrificação de interesse no presente trabalho, possui os menores valores de coeficiente de atrito (entre 0,002 e 0,010) e maiores valores de espessuras de separação entre as superfícies (0,008 a 0,020 mm). Nesse tipo de lubrificação não ocorre o contato entre as superfícies e a sustentação da carga é obtida através do movimento do eixo e a carga aplicada ao mesmo, ocorrendo um deslocamento do eixo em relação ao centro do mancal. A excentricidade proporciona a variação da folga entre as superfícies ao longo do mancal e a tensão de cisalhamento no fluido, ocasionando um diferencial de pressão em cada ponto do mancal;
- Lubrificação de filme misto é o tipo de lubrificação no qual pode ocorrer o contato entre as superfícies em movimento relativo. Nesse tipo de lubrificação os coeficientes de atritos estão em uma faixa entre 0,004 e 0,100. A sustentação da carga é obtida parcialmente pela reação do apoio na superfície do mancal e parcialmente pela lubrificação hidrodinâmica;
- Lubrificação de contorno é o tipo de lubrificação no qual ocorre contato entre as superfícies constantemente. Nesse tipo de lubrificação os coeficientes de atrito estão na faixa de 0,05 a 0,20 e a sustentação da carga é predominantemente obtida pelo contato direto do eixo no mancal.

Segundo Juvinal (2007) na lubrificação hidrodinâmica de um mancal e munhão de motores de combustão interna, ocorrem três etapas de funcionamento, sendo a primeira no instante anterior à partida do motor, a segunda etapa no instante da partida, no qual ocorre o início do movimento do eixo em relação ao mancal e a terceira etapa sendo após o atingimento da rotação de trabalho.

Na primeira etapa de funcionamento, na qual o eixo está estacionário, existe o contato entre o eixo e o mancal, não havendo, no entanto, separação de filme lubrificante entre as superfícies (apenas contém lubrificante nas irregularidades superficiais do eixo e mancal).

Na segunda etapa de funcionamento, no momento do início do movimento (“partida” do motor), o eixo descoca-se em relação ao centro mancal (opostamente ao sentido do movimento do eixo) e ocorre o contato entre as superfícies do eixo e do mancal.



Na terceira etapa de funcionamento, em regime permanente, o eixo desloca-se para o mesmo sentido do movimento do eixo. Nessa etapa, o mancal opera completamente em regime hidrodinâmico, no qual existe a separação completa entre as superfícies. As variações nas cargas e velocidades podem provocar o aumento da excentricidade e maior deslocamento do eixo em relação à linha de centro vertical do mancal, porém geralmente não ocorre o contato entre as superfícies do eixo e mancal (JUVINALL, 2007).

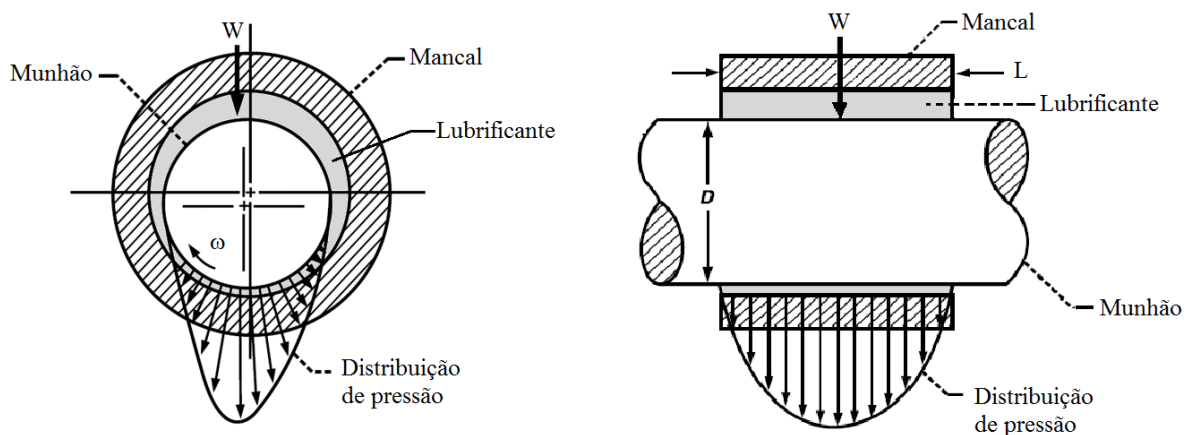
No presente trabalho, está sendo considerado o mancal hidrodinâmico operando em regime permanente.

### 3.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES

As equações que descrevem o comportamento do fluido nos mancais são relacionadas à velocidade, à viscosidade intrínseca ao fluido e à taxa de cisalhamento do mesmo, também estando relacionada à pressão do fluido.

A Figura 5 apresenta o mancal radial hidrodinâmico, sendo utilizado em diversas aplicações de engenharia, como por exemplo em mancais presentes na grande maioria dos eixos virabrequins de motores de combustão interna, em bombas de pistão em linha, em turbinas e máquinas elétricas. Em geral os eixos operam em movimento circular e o mancal fica estacionário, sendo separados por uma fina camada de fluido lubrificante viscoso. Na Figura 5 a folga entre o munhão e mancal está exagerada de modo a proporcionar uma visualização e entendimento. A folga  $c$  é definida por  $c=(D-d)/2$ , na qual  $D$  representa o diâmetro do mancal e  $d$  representa o diâmetro do munhão.

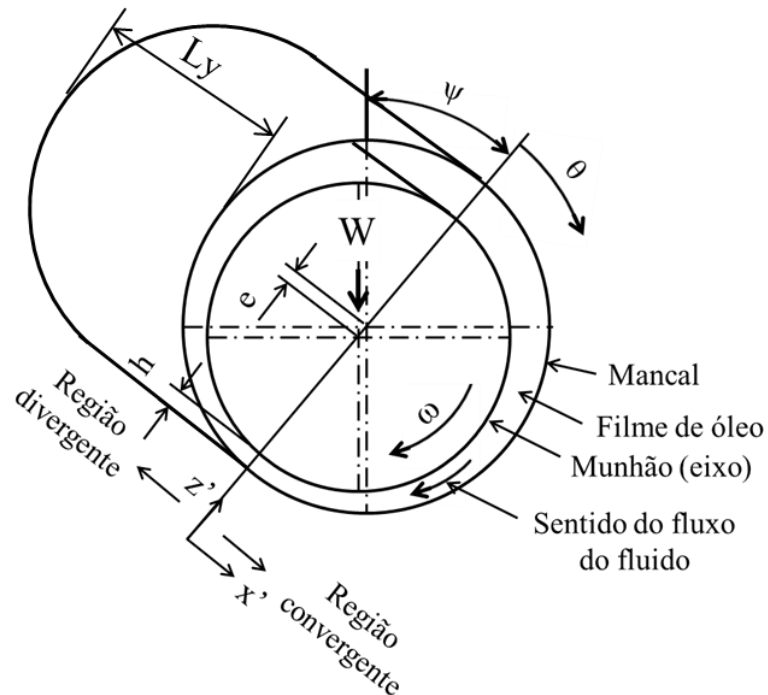
Figura 5- Configuração básica de um mancal e munhão imerso em um fluido lubrificante nas vistas frontal (corte transversal) e lateral (corte longitudinal).



Fonte: Adaptado de Brewe (1986).

A geometria considerada para um mancal hidrodinâmico radial em estudo no presente trabalho é apresentada na Figura 6, na qual se obtém duas placas paralelas.

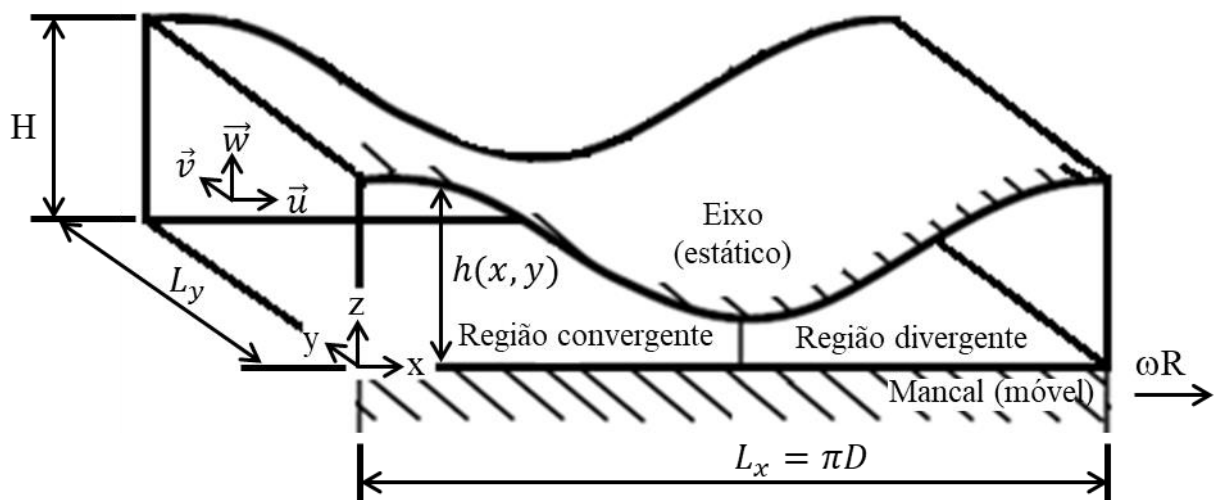
Figura 6- Configuração básica de um mancal e munhão imerso em um fluido lubrificante.



Fonte: Próprio autor

Para tal simplificação, o eixo ou munhão rotativo é considerado fixo e o mancal que em geral é fixo passa a ser a superfície plana em movimento, conforme apresentado na Figura 7, na forma planificada.

Figura 7- Configuração planificada do mancal e munhão imerso em um fluido lubrificante



Fonte: Próprio autor.

As hipóteses que foram consideradas no modelo usado no presente trabalho:

- Fluido é incompressível;
- Não está sujeito às forças inerciais e gravitacionais devido à espessura da camada de filme lubrificante ser muito pequena comparada ao raio do munhão;
- Escoamento laminar;
- Não ocorre o deslizamento entre o fluido e as superfícies do contorno;
- Não existe variação da pressão ao longo de sua espessura, na direção  $z$ , também devido à espessura da camada do filme lubrificante ser muito pequena ao compará-la com o raio do munhão.

Com essa configuração, uma das placas se move e a outra placa permanece estacionária, ocorrem alguns fenômenos no escoamento que são possíveis de ser descritos através da equação de conservação da massa, sendo representada pela equação (6). Como não serão consideradas oscilações do eixo do mancal ao longo da coordenada  $z$ , a velocidade  $w$  será nula ao longo de todo o mancal, a equação (6) apresenta apenas os termos para as coordenadas  $x$  e  $y$ .

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (6)$$

As correlações entre pressão, taxa de variação da velocidade e a viscosidade para escoamento entre placas não paralelas representadas na forma cartesiana, para um fluido de viscosidade arbitrária, Newtoniano ou não-Newtoniano, são representadas pelas equações (7), (8), que são as equações de conservação da quantidade de movimento desconsiderando os termos advectivos e equação (9) que representa a lei de Newton da viscosidade. Sabe-se que essas equações diferenciais parciais elípticas não têm soluções exatas e dependem de valores de contorno.

$$\frac{\partial}{\partial z} \tau_{xz} = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \tau_{yz} = \frac{\partial p}{\partial y} \quad (8)$$

$$\tau_{xz} = \mu(\dot{\gamma}) \frac{\partial u}{\partial z}; \quad \tau_{yz} = \mu(\dot{\gamma}) \frac{\partial v}{\partial z}; \quad (9)$$

O termo de viscosidade aparente  $\mu(\dot{\gamma})$  presente nas equações de conservação quantidade de movimento é representado pela equação (10) para o fluido Herschel-Bulkley, utilizada em ANSYS CFX RELEASE 12.0 (2012), pela equação (11) para o fluido de Bingham Modificado, usado por Dorier e Tichy (1992), e representado pela equação (12) para o fluido Pseudoplástico.

$$\mu(\dot{\gamma}) = \frac{\left(\tau_0 + k \left[\dot{\gamma}^n - \left(\frac{\tau_0}{\mu_0}\right)^n\right]\right)}{\dot{\gamma}} \quad (10)$$

$$\mu(\dot{\gamma}) = \mu_0 + \frac{2\tau_0}{\pi\dot{\gamma}} \operatorname{atan}\left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0}\right) \quad (11)$$

$$\mu(\dot{\gamma}) = k\dot{\gamma}^n/\dot{\gamma} \quad (12)$$

As equações de correlação entre a taxa de variação da velocidade, tensão de cisalhamento e uma grandeza que representa a viscosidade do fluido, descritos pelas equações (13) e (14).

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\tau_{xz}}{\mu(\dot{\gamma})} \quad (13)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\tau_{yz}}{\mu(\dot{\gamma})} \quad (14)$$

A viscosidade é uma função da magnitude da taxa de cisalhamento  $\dot{\gamma}$ , representada pela equação (15). Estas equações foram baseadas e adaptadas dos trabalhos de Reynolds (1886) e Dorier e Tichy (1992).

$$\dot{\gamma}^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 \quad (15)$$

Substituindo as equações (13) e (14) na equação (15), obtém-se a equação (16), que relaciona a magnitude da taxa de cisalhamento, viscosidade e tensões de cisalhamento.

$$\dot{\gamma}^2 = \frac{1}{[\mu(\dot{\gamma})]^2} [\tau_{xz}^2 + \tau_{yz}^2] \quad (16)$$

As equações (17) e (18) apresentam as condições de contorno consideradas:

$$u(x, y, 0) = U_1; u(x, y, h) = 0 \quad (17)$$

$$v(x, y, 0) = 0; v(x, y, h) = 0 \quad (18)$$

Substituindo as equações (9) em (7) e (8), tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \mu(\dot{\gamma}) \frac{\partial u}{\partial z} \right) = \frac{\partial p}{\partial x} \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \mu(\dot{\gamma}) \frac{\partial v}{\partial z} \right) = \frac{\partial p}{\partial y} \quad (20)$$

Introduzindo as variáveis adimensionais apresentadas em (21), obtém-se as equações (22) e (23).

$$u^* = \frac{u}{U}; v^* = \frac{v}{U}; P^* = \frac{P - P_c}{P_a}; Z = \frac{z}{c}; X = \frac{x}{R}; Y = \frac{y}{R} \quad (21)$$

$$\frac{U}{c^2} \frac{\partial^2 u^*}{\partial Z^2} = \frac{1}{\mu(\dot{\gamma})} \frac{P_a}{R} \frac{\partial P^*}{\partial X} \quad (22)$$

$$\frac{U}{c^2} \frac{\partial^2 v^*}{\partial Z^2} = \frac{1}{\mu(\dot{\gamma})} \frac{P_a}{R} \frac{\partial P^*}{\partial Y} \quad (23)$$

Simplificando as equações (22) e (23) através do termo  $\beta$  (equação (24)), obtêm-se as equações (25) e (26).

$$\beta = \frac{c^2 P_a}{RU} \quad (24)$$

$$\frac{\partial}{\partial Z} \left( \mu(\dot{\gamma}) \frac{\partial u^*}{\partial Z} \right) = \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} \quad (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial Z} \left( \mu(\dot{\gamma}) \frac{\partial v^*}{\partial Z} \right) = \beta \frac{\partial P^*}{\partial Y} \quad (26)$$

Para obter as equações de velocidade nas direções  $x$  e  $y$ , é necessário integrar duas vezes as equações (25) e (26) em relação à  $z$ , obtendo as equações (27) e (28).

$$\int \left[ \frac{\partial}{\partial Z} \left( \mu(\dot{\gamma}) \frac{\partial u^*}{\partial Z} \right) \right] dZ = \int \beta \left[ \frac{\partial P^*}{\partial X} (x, y) \right] dZ \quad (27)$$

$$\frac{\partial u^*}{\partial Z} = \frac{\beta}{\mu(\dot{\gamma})} \frac{\partial P^*}{\partial X} Z + \frac{c_1}{\mu(\dot{\gamma})} \quad (28)$$

Com a segunda integração, relativa à equação (28), obtém-se a equação (29) de velocidade na direção  $x$ .

$$u^* = \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} \int_0^Z \left[ \frac{Z}{\mu(\dot{\gamma})} dZ \right] + c_1 \int_0^Z \frac{dZ}{\mu(\dot{\gamma})} + c_2 \quad (29)$$

As constantes de integração  $c_1$  e  $c_2$  são determinadas substituindo-se as condições de contorno apresentadas em (30).

$$u^*(X, Y, 0) = 1; \quad u^*(X, Y, H) = 0 \quad (30)$$

no qual  $c_1$  é representado pela equação (31) e  $c_2=1$ .

$$c_1 = \frac{1 - \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} f_1(H)}{f_2(H)} \quad (31)$$

na qual, para simplificar a representação, é necessário criar algumas funções contendo as viscosidades variáveis, tal como a função  $f_1$  e  $f_2$ , representadas pelas equações (32) e (33).

$$f_1 = \int_0^Z \left[ \frac{Z}{\mu(\dot{\gamma})} dZ \right] \quad (32)$$

$$f_2 = \int_0^Z \frac{dZ}{\mu(\dot{\gamma})} \quad (33)$$

sendo o termo de viscosidade  $\mu(\dot{\gamma})$  não constante em todos os pontos do mancal.

Com as simplificações propostas, e substituições das condições de contorno, obtém-se a equação (34) de velocidade na direção  $x$ .

$$u^* = \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} f_1(Z) - \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} \frac{f_1(H)}{f_2(H)} f_2(Z) - \frac{f_2(Z)}{f_2(H)} + 1 \quad (34)$$

Outra simplificação é realizada ao criar a função  $f_3$ , representada pela equação (35).

$$f_3 = f_1(Z) - \frac{f_1(H)}{f_2(H)} f_2(Z) \quad (35)$$

Com essa simplificação, a equação de velocidade é reescrita na forma da equação (36).

$$u^* = \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} f_3(Z) + \left(1 - \frac{f_2(Z)}{f_2(H)}\right) \quad (36)$$

De forma análoga à velocidade na direção  $x$ , a equação de velocidade na direção  $y$  é obtida a partir do desenvolvimento da equação (26), integrando-a duas vezes em relação a  $z$ , conforme apresentado pela equação (37).

$$v^* = \beta \frac{\partial P^*}{\partial Y} \int_0^Z \left[ \frac{Z}{\mu(\dot{\gamma})} dZ \right] + c_3 \int_0^Z \frac{dZ}{\mu(\dot{\gamma})} + c_4 \quad (37)$$

As constantes de integração  $c_3$  e  $c_4$  são obtidas substituindo-se as condições de contorno apresentadas em (38).

$$v^*(X, Y, 0) = 0; v^*(X, Y, H) = 0 \quad (38)$$

no qual  $c_3$  é representado pela equação (39) e  $c_4=0$ .

$$c_3 = -\beta \frac{\partial P^*}{\partial Y} \frac{f_1(H)}{f_2(H)} \quad (39)$$

Substituindo o termo  $c_3$  na equação (37), obtém-se a de velocidade em  $y$ , equação (40).

$$v^* = \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} f_1(Z) - \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} \frac{f_1(H)}{f_2(H)} f_2(Z) \quad (40)$$

sendo o termo  $f_3$  uma simplificação da equação (40) para obter a equação (41).

$$v^* = \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} f_3(Z) \quad (41)$$

Substituindo os termos de velocidades obtidos pelas equações (36) e (41) na equação da continuidade, escrita em termos de taxa de vazão, equação (42),

$$\frac{\partial q_x}{\partial X} + \frac{\partial q_y}{\partial Y} = 0 \quad (42)$$

sendo

$$q_x = \int_0^H u^* dZ; \quad q_y = \int_0^H v^* dZ \quad (43)$$

obtém-se as equações (44) e (45) na forma final, que representam a equação de Reynolds Modificada para qualquer fluido.

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[ \int_0^H \left\{ \beta \frac{\partial P^*}{\partial X} f_3(Z) + \left( 1 - \frac{f_2(Z)}{f_2(H)} \right) \right\} dZ \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \int_0^H \beta \frac{\partial P^*}{\partial Y} f_3(Z) dZ \right] = 0 \quad (44)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[ f_4(H) \frac{\partial P^*}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[ f_4(H) \frac{\partial P^*}{\partial Y} \right] = \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial X} [f_5(H)] \quad (45)$$

sendo as funções  $f_4$  e  $f_5$ , apresentadas nas equações (46) e (47),

$$f_4 = \int_0^H f_3(Z) dZ \quad (46)$$

$$f_5 = \int_0^H \left[ 1 - \frac{f_2(Z)}{f_2(H)} \right] dZ \quad (47)$$

A equação clássica desenvolvida por Reynolds (1886), equação (48), representa o comportamento fluidodinâmico para mancais hidrodinâmicos, levando-se em consideração o fluido Newtoniano, na qual se obtém o termo  $h^3$  ao invés de  $f_4$  e  $h$  ao invés de  $f_5$ . Isso ocorre devido ao termo de viscosidade nas equações (32) e (33) ser constante.



$$\frac{\partial}{\partial x} \left[ h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ h^3 \frac{\partial p}{\partial y} \right] = 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \quad (48)$$

### 3.2 CAVITAÇÃO EM MANCAIS

No desenvolvimento de Reynolds (1886) não foi observado o fenômeno de cavitação em mancais circulares. O mancal estudado naquela ocasião em formato circular, conforme já apresentado na Figura 1, era segmentado, ou seja, tinha apenas a região convergente. Quando se tem o mancal em forma de circunferência completa, existem duas regiões distintas, como já foi discutido anteriormente e apresentado nas Figuras 6 e 7. O escoamento de um fluido viscoso através dessa geometria convergente-divergente pode proporcionar pressões abaixo da pressão de vapor, provocando cavitação na região divergente (FORTIER, 2004). Muitos estudos foram realizados nesse campo de aplicação, de modo que foram desenvolvidas condições de contorno específicas de formação da zona de cavitação e reformação de filme líquido, segundo Jakobsson e Floberg (1957) e Olsson (1965) (condições de contorno JFO) em diferentes momentos. Elrod (1981), baseado em tais condições de contorno, desenvolveu um algoritmo simplificado para modelar o fenômeno numericamente.

A Figura 8a apresenta um esquema para a compreensão da região de cavitação e o limite entre as regiões de filme cheio e vapor. Dentro das fronteiras da região de cavitação, existem estrias que se alternam entre a película de fluido líquido e vazios. Observam-se na Figura 8a as setas indicando o fluido lubrificante saindo do mancal na região convergente e entrando pelas fronteiras laterais do mancal na região divergente. A Figura 8b apresenta imagens retiradas durante o experimento realizado por Braun e Hannon (2010), sendo possível ver as regiões de cavitação e bolhas de gases, para três instantes a uma velocidades de 3600 rpm.

Para simular numericamente o fenômeno da cavitação em mancais, foram utilizadas as condições de JFO (1957, 1965) que resultam da aplicação do princípio de conservação de massa nas interfaces das regiões de filme líquido e vapor (ELROD, 1981). As equações (49) e (50) descrevem tais condições de contorno apresentadas por Floberg (1964), sendo a equação (49) a que descreve ruptura de filme líquido para vapor

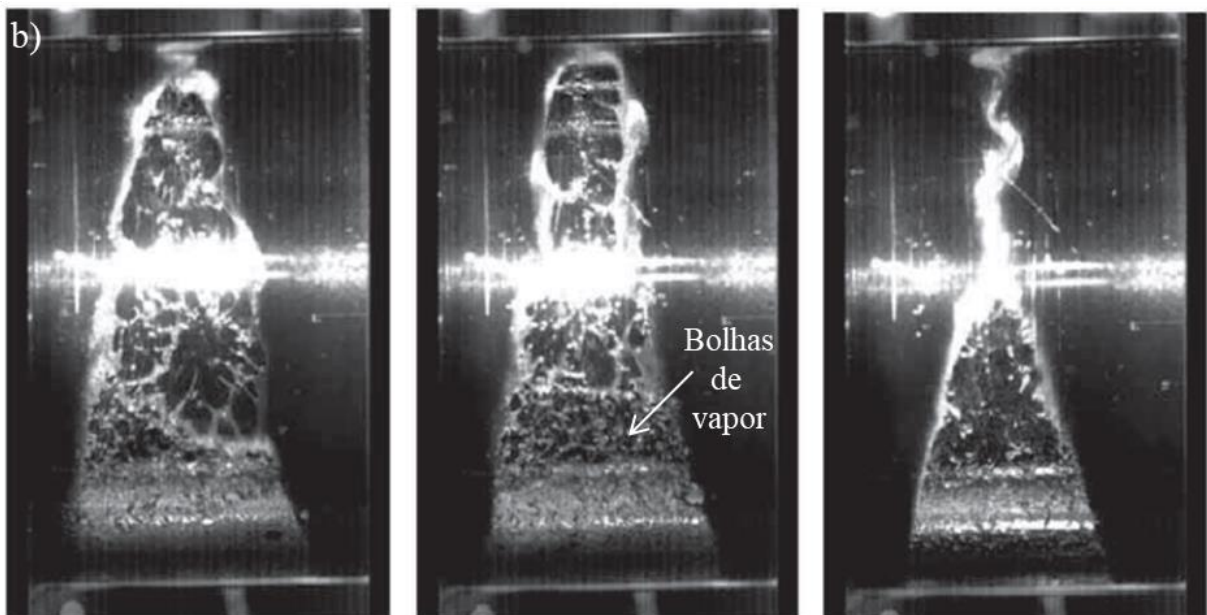
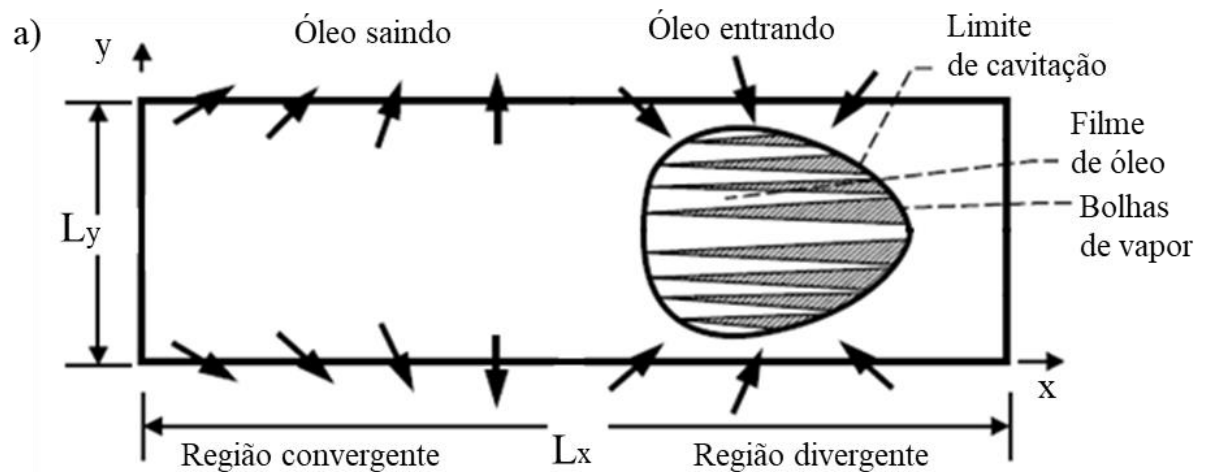
$$\frac{\partial p}{\partial n} = 0 \quad (49)$$

na qual,  $n$  é a direção normal ao escoamento na região de cavitação, no local de ruptura do filme líquido para vapor, e a equação (50) representa a região de reformação de filme líquido

$$\frac{h^2}{12\mu} \frac{\partial p}{\partial n} = \frac{V_n}{2} (1 - \theta_n) \quad (50)$$

sendo  $\theta_n$  o fluxo de massa das estrias (apresentada na Figura 8) no local de reformação do filme líquido.

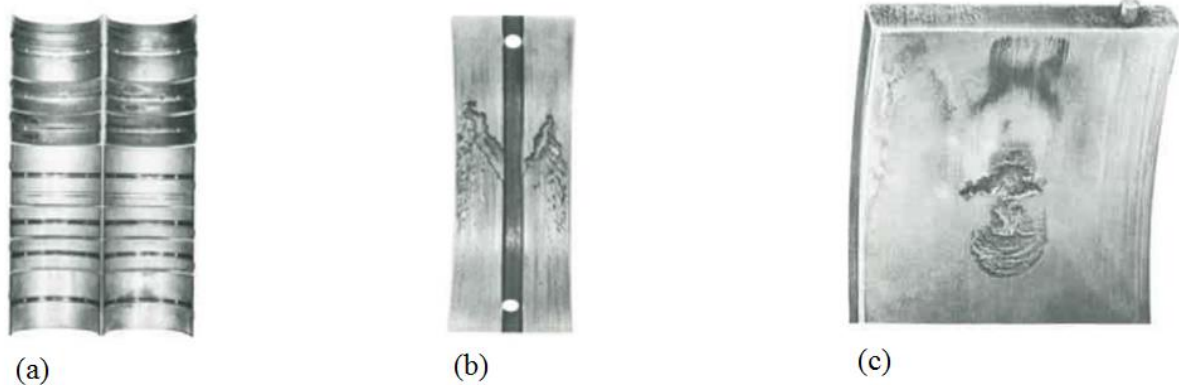
Figura 8- a) Esquema das regiões de cavitação e limites de formações das duas regiões no mancal hidrodinâmico planificado (vista de planta). b) Imagens obtidas em experimento apresentando a região de cavitação e formação de bolhas.



Fonte: a) Adaptado de Hamrock (2004). b) Adaptado de Braun e Hannon (2010).

Erosões geradas em mancais devidos a colisão de bolhas de vapor na superfície do mancal (fenômenos de cavitação) são apresentadas na Figura 9.

Figura 9- Erosões provocadas por cavitação em mancais radiais hidrodinâmicos de motores de combustão interna.



Fonte: Cortesia Waukesha Bearings Co. (2018).

Portanto, para mancais modelados considerando o fenômeno de cavitação, são necessárias duas equações para descrever o comportamento físico no escoamento nas duas regiões. A equação (51) apresenta a situação para filme líquido e a equação (52) apresenta a situação na zona de cavitação.

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[ f_4(H) \frac{\partial P^*}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[ f_4(H) \frac{\partial P^*}{\partial Y} \right] = \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial X} [f_5(H)] \quad (51)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\rho}{\rho_c} f_5(H) \frac{1}{\beta} \right) = 0 \quad (52)$$

Um algoritmo introduzido por Elrod (1981) apresenta uma equação única para descrever as duas situações, que alterna as configurações entre a condição de filme cheio e a condição de cavitação, através da introdução de duas variáveis  $F$  e  $\phi$ , respectivamente índice de cavitação e variável adimensional de fração de filme, que é uma razão de massa específica de líquido e massa específica de vapor. As variáveis  $F$  e  $\phi$  são definidas pelas equações (53) e (54).

$$\frac{P - P_c}{P_a} = F\phi \quad (53)$$

sendo  $P$  a pressão no ponto do mancal,  $P_c$  a pressão de cavitação,  $P_a$  a pressão atmosférica,  $\rho$  a massa específica média no filme líquido e  $\rho_c$  a massa específica na região de cavitação.

$$\frac{\rho}{\rho_c} = 1 + (1 - F)\phi \quad (54)$$

A equação única para descrever as duas situações depende da alternância do fator de cavitação  $F$ . Para tal,  $F$  assume valores diferentes, conforme a equação (55) e (56).

$$F(x, y) = 0 \rightarrow \text{se } \phi < 0 \quad (55)$$

$$F(x, y) = 1 \rightarrow \text{se } \phi \geq 0 \quad (56)$$

Com o valor de  $F$  e  $\phi$  definidos para cada zona do escoamento, a equação (51) é alterada inserindo-se essas duas variáveis na posição da variável de pressão  $P^*$ , como apresentado a seguir na equação (57).

$$\frac{\partial}{\partial X} \left[ f_4(H) \frac{\partial(F\phi)}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[ f_4(H) \frac{\partial(F\phi)}{\partial Y} \right] = \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial X} [f_5(H) \{(1 + (1 - F)\phi)\}] \quad (57)$$

### 3.3 CONDIÇÕES DE CONTORNO DO MANCAL

Para a obtenção da equação (51), foram utilizadas as condições de contorno presentes na Figura 10 e valores de velocidades apresentados pelas equações (58) a (61). As condições de contorno  $BC_3$  nos planos laterais,  $(x, 0, z)$  e  $(x, L_y, z)$ , limitadas pelas duas placas, são iguais a pressão atmosférica  $P_a$ , na qual é representada pela equação (62). As condições de contorno nas duas faces do mancal planificado, representados por  $BC_1$  e  $BC_2$ , devem ser iguais, pois o mancal é circular, não tendo uma borda inicial e uma borda final. A condição  $BC_1 = BC_2$  mantém a continuidade do escoamento no mancal, nas quais possuem as mesmas propriedades e derivadas de propriedades, sendo representada pela equação (63).

$$U_1 = \omega R \quad (58)$$

$$U_2 = 0 \quad (59)$$

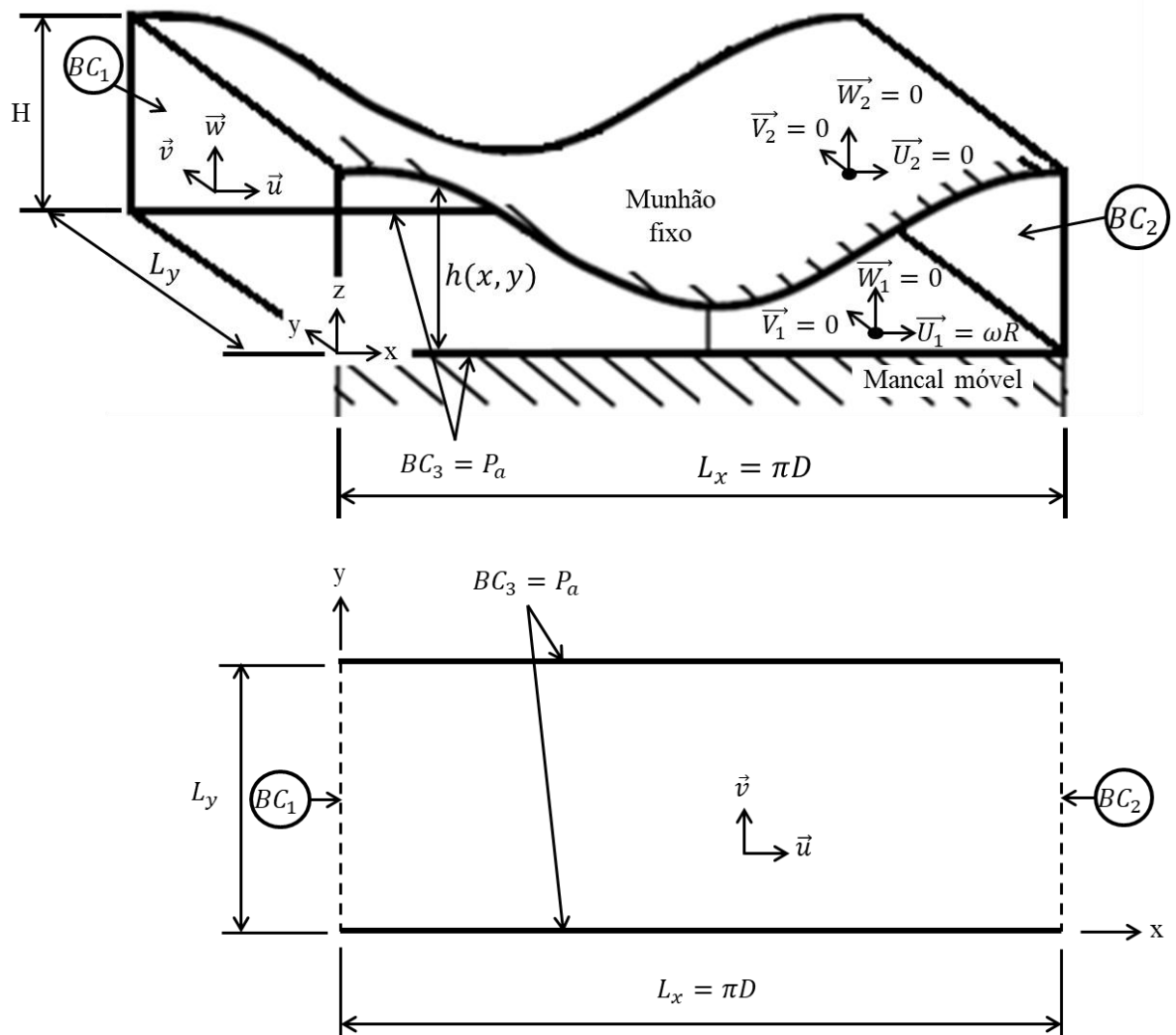
$$V_1 = V_2 = 0 \quad (60)$$

$$W_1 = W_2 = 0 \quad (61)$$

$$BC_3 = P_a \quad (62)$$

$$BC_1 = BC_2 \quad (63)$$

Figura 10- Domínio e condições de contorno do mancal hidrodinâmico planificado



Fonte: Próprio autor.

### 3.4 ANÁLISE NUMÉRICA

A solução da equação diferencial de Reynolds Modificada, equação (51) e (57), somente é possível através de métodos iterativos com as condições de contorno necessárias. Para tal, é necessário utilizar um método numérico que seja apropriado para o fenômeno estudado. No presente trabalho, o método utilizado é o Método dos Volumes Finitos (PATANKAR,1980), que consiste na integração das equações diferenciais em volumes de controle ao redor dos pontos da malha computacional e posterior avaliação dos termos integrados por funções de interpolação arbitrárias, que descrevem a variação das propriedades entre os pontos da malha. Desta forma, a equação diferencial é representada por um sistema de equações algébricas, sendo obtida uma equação para cada ponto da malha.

Este processo é possível após a transformação do domínio contínuo apresentado anteriormente na Figura 10, que contém infinitos pontos separados uns dos outros por uma distância infinitesimalmente pequena, em um domínio que contém uma quantidade definida de pontos através de uma malha. No caso do presente trabalho a malha é ortogonal e estruturada, conforme apresentada pela Figura 11, na qual nenhum ponto está localizado nas fronteiras do domínio, ou seja, não há volumes de controles parciais.

Através do método dos volumes de controle envolvendo cada ponto da malha, a discretização da equação de Reynolds é realizada de modo a transformar a mesma em uma equação linear para cada ponto da malha e posteriormente em um sistema de equações para todos os pontos da malha, representada pela equação (66).

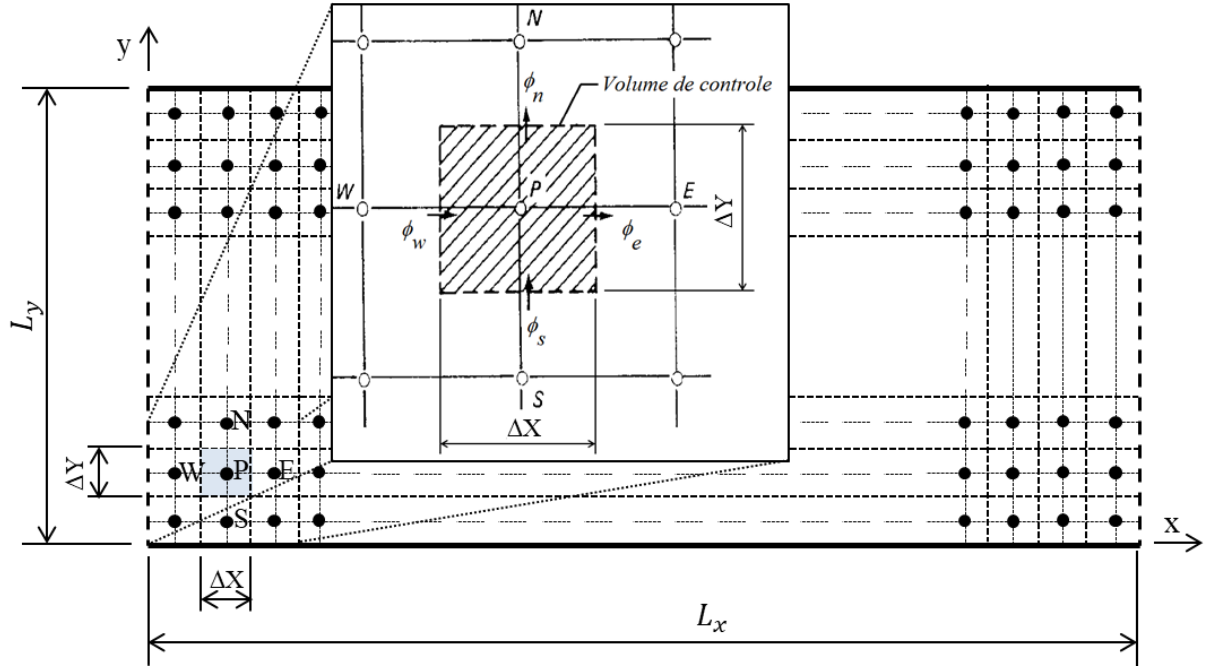
Integrando a equação (64) no volume de controle, conforme apresentado na Figura 11, com os limites de integração na direção  $x$ : de  $w$  à  $e$ , e na direção  $y$ : de  $s$  à  $n$ , obtém-se a equação (65).

$$\begin{aligned} \iint_{s w}^{n e} \frac{\partial}{\partial X} \left[ f_4(H) \frac{\partial(F\phi)}{\partial X} \right] dXdY + \iint_{s w}^{n e} \frac{\partial}{\partial Y} \left[ f_4(H) \frac{\partial(F\phi)}{\partial Y} \right] dXdY \\ = \frac{1}{\beta} \iint_{s w}^{n e} \frac{\partial}{\partial X} [f_5(H)(1 + (1 - F)\phi)] dXdY \end{aligned} \quad (64)$$

$$\begin{aligned} \left[ f_4(H) \frac{\partial(F\phi)}{\partial X} \right]_e \Delta Y - \left[ f_4(H) \frac{\partial(F\phi)}{\partial X} \right]_w \Delta Y + \left[ f_4(H) \frac{\partial(F\phi)}{\partial Y} \right]_s \Delta X - \left[ f_4(H) \frac{\partial(F\phi)}{\partial Y} \right]_n \Delta X \\ = \frac{1}{\beta} \{ [f_5(H)_e(1 + (1 - F_e)\phi_e)\Delta Y] - [f_5(H)_w(1 + (1 - F_w)\phi_w)\Delta Y] \} \end{aligned} \quad (65)$$

A discretização do segundo membro da equação (65) é feita, por este termo não ter característica difusiva, utilizando-se um esquema *up-wind*, de forma que  $F_e = F_p$ ,  $F_w = F_w$ ,  $\phi_e = \phi_p$  e  $\phi_w = \phi_w$ , resultando na equação (66).

Figura 11- Malha bidimensional do mancal hidrodinâmico planificado.



Fonte: Próprio autor

Finalmente, a equação de Reynolds Modificada para mancal hidrodinâmico é expressa de forma linear pela equação (66).

$$\begin{aligned}
 f_4(H)_e \frac{(F\phi)_E - (F\phi)_P}{\Delta X} \Delta Y - f_4(H)_w \frac{(F\phi)_P - (F\phi)_W}{\Delta X} \Delta Y + f_4(H)_n \frac{(F\phi)_N - (F\phi)_P}{\Delta Y} \Delta X \\
 - f_4(H)_s \frac{(F\phi)_P - (F\phi)_S}{\Delta Y} \Delta X \\
 = \frac{1}{\beta} \{ [f_5(H)_e (1 + (1 - F_p)\phi_p)\Delta Y] - [f_5(H)_w (1 + (1 - F_w)\phi_w)\Delta Y] \}
 \end{aligned} \quad (66)$$

A equação (67) é uma simplificação para que sejam criados os coeficientes da equação (68) e que representa a montagem dos coeficientes da matriz solução do problema, que será explicitado na seção 3.5.

$$\begin{aligned}
 k_e \frac{F_E \phi_E - F_P \phi_P}{\Delta X} \Delta Y - k_w \frac{F_P \phi_P - F_W \phi_W}{\Delta X} \Delta Y + k_n \frac{F_N \phi_N - F_P \phi_P}{\Delta Y} \Delta X \\
 - k_s \frac{F_P \phi_P - F_S \phi_S}{\Delta Y} \Delta X = \\
 \frac{1}{\beta} \{ [f_5(H)_e (1 + (1 - F_p)\phi_p)\Delta Y] - [f_5(H)_w (1 + (1 - F_w)\phi_w)\Delta Y] \}
 \end{aligned} \quad (67)$$

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + S_C \quad (68)$$

sendo o valor de  $a_P$ , representado pela equação (69).

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + S_p \quad (69)$$

e os coeficientes da equação discretizada presentes nas equações (70) a equação (79).

$$a_E = F_E k_e \frac{\Delta Y}{\Delta X} \quad (70)$$

$$a_W = F_W k_w \frac{\Delta Y}{\Delta X} \quad (71)$$

$$a_N = F_N k_n \frac{\Delta X}{\Delta Y} \quad (72)$$

$$a_S = F_S k_s \frac{\Delta X}{\Delta Y} \quad (73)$$

$$S_p = -\frac{1}{\beta} f_5(H)_e (1 - F_p) \Delta Y \quad (74)$$

$$S_C = \frac{1}{\beta} [\{f_5(H)_w [1 + (1 - F_W) \phi_W]\} - f_5(H)_e] \Delta Y \quad (75)$$

$$k_e = \frac{2[f_4(H)_E \cdot f_4(H)_P]}{f_4(H)_E + f_4(H)_P} \quad (76)$$

$$k_w = \frac{2[f_4(H)_W \cdot f_4(H)_P]}{f_4(H)_W + f_4(H)_P} \quad (77)$$

$$k_n = \frac{2[f_4(H)_N \cdot f_4(H)_P]}{f_4(H)_N + f_4(H)_P} \quad (78)$$



$$k_s = \frac{2[f_4(H)_S \cdot f_4(H)_P]}{f_4(H)_S + f_4(H)_P} \quad (79)$$

### 3.5 SOLUÇÃO DAS EQUAÇÕES GOVERNANTES

Existem vários métodos de solução de problemas de CFD, sendo que a maioria requer a linearização das equações, ou seja, é necessário que se construa um sistema linear para que seja utilizado algum algoritmo de solução do mesmo.

O procedimento de solução é realizado de maneira iterativa pelo método da direção implícita alternada (*ADI – Alternating Direction Implicit*), que representa uma série de soluções unidimensionais ou um esquema de solução linha por linha. Para a direção  $y$ , a matriz do coeficiente torna-se tri-diagonal e o algoritmo TDMA (*TriDiagonal Matrix Algorithm*) é empregado. Para a direção  $x$ , as condições de contorno forçam a dependência entre os primeiros e os últimos pontos da malha e a matriz de coeficientes se torna esparsa, conforme apresentado no sistema linear (81). A solução é obtida usando o chamado algoritmo TDMA cíclico descrito por Patankar, Liu e Sparrow (1977).

A montagem da matriz de coeficientes requer a avaliação das funções  $f$  que dependem das taxas de cisalhamento. O procedimento proposto foi iniciar o processo com um fluido de viscosidade constante de modo que as integrais pudessem ser avaliadas analiticamente, realizando algumas iterações para que uma estimativa das taxas de cisalhamento pudesse ser realizada. Depois disso, o modelo de fluido escolhido foi imposto e o processo iterativo continuou até a convergência final.

O algoritmo TDMA, desenvolvido por Llewellyn Thomas, é uma simplificação do método de eliminação de Gauss para matrizes esparsas, segundo Patankar (1980), sendo utilizado no presente trabalho para montar e solucionar o sistema de equações lineares conforme apresentado na equação (80).

$$A_i \phi_i = B_i \phi_{i+1} + C_i \phi_{i-1} + D_i \quad (80)$$

sendo os coeficientes do sistema de equações,  $A=a_p$ ,  $B=a_n$ ,  $C=a_s$  e  $D=S_C+a_E \cdot \phi_E+a_W \cdot \phi_W$ , conforme apresentados pelas equações (69) a (73).

Para o caso do mancal circular, na direção  $x$ , é necessário utilizar um algoritmo que solucione um sistema linear do tipo  $A\phi = D$  composto pela matriz esparsa  $A$  (81), com os termos  $a_l$  e  $c_n$  que representam a continuidade do escoamento no mancal circular.

$$A = \begin{bmatrix} b_1 & c_1 & & a_1 \\ a_2 & b_2 & c_2 & \\ & \ddots & \ddots & \ddots \\ & & a_{n-1} & b_{n-1} & c_{n-1} \\ c_n & & & a_n & b_n \end{bmatrix} \quad (81)$$

A equação linear a ser resolvida no caso cíclico é a modificação da equação (80) para obter a equação (82) em cada ponto da malha.

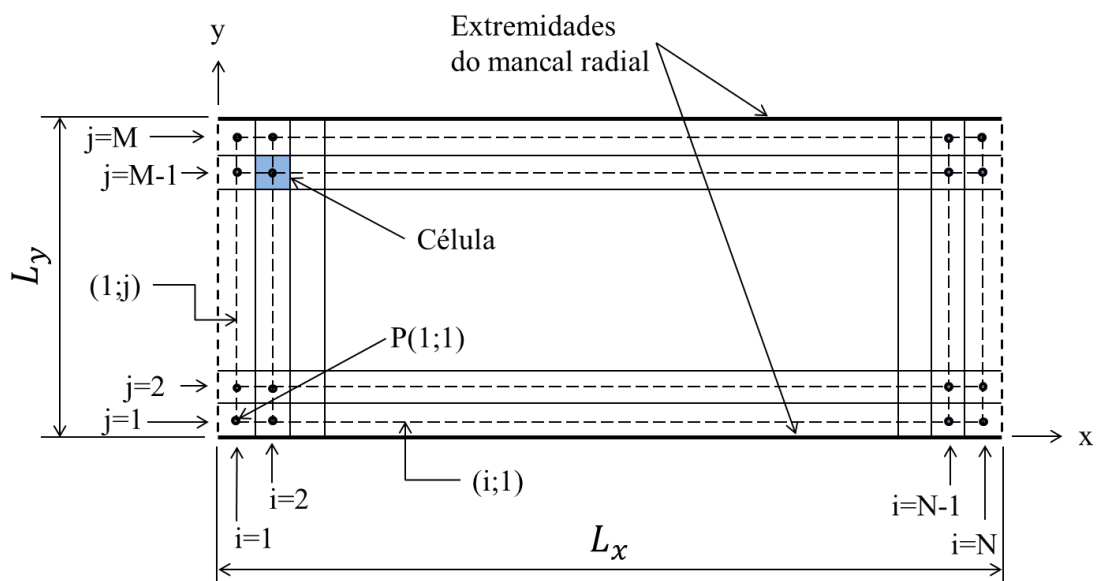
$$\phi_i = E_i \phi_{i+1} + F_i \phi_{N-1} + G_i \quad (82)$$

As condições de contorno  $BC_1=BC_2$  apresentadas anteriormente na equação (63) e Figura 10 estão representadas pelas equações (83) e (84) com os índices e configuração da malha apresentada na Figura 12. Tais equações proporcionam a interpretação física da continuidade do escoamento do mancal circular.

$$\phi_{i-1} = \phi_{N-1} \rightarrow se: i = 1 \quad (83)$$

$$\phi_{i+1} = \phi_1 \rightarrow se: i = N - 1 \quad (84)$$

Figura 12- Esquema da planificação e definições dos pontos para criação da malha.



Fonte: Próprio autor.

As equações (85) a (97) descrevem os passos da montagem do algoritmo TDMA cíclico, conforme Patankar, Liu e Sparrow (1977).

Inicialmente, calculam-se os valores de  $E_1$ ,  $F_1$  e  $G_1$  com as equações (85) a (87).

$$E_1 = B_1/A_1 \quad (85)$$

$$F_1 = C_1/A_1 \quad (86)$$

$$G_1 = D_1/A_1 \quad (87)$$

Para  $i=2,3,\dots,N-1$  calcula-se os coeficientes  $E_i$ ,  $F_i$  e  $G_i$  através das equações (88) a (90).

$$E_i = \frac{B_i}{A_1 - C_i E_{i-1}} \quad (88)$$

$$F_i = \frac{C_i F_{i-1}}{A_1 - C_i E_{i-1}} \quad (89)$$

$$G_i = \frac{D_i + C_i F_{i-1}}{A_1 - C_i E_{i-1}} \quad (90)$$

Calculam-se os termos  $P_1$ ,  $Q_1$  e  $R_1$  através das equações (91) a (93).

$$P_1 = A_{N-1} \quad (91)$$

$$Q_1 = B_{N-1} \quad (92)$$

$$R_1 = D_{N-1} \quad (93)$$

Para  $i=2,3,\dots,N-2$  calculam-se os coeficientes  $P_i$ ,  $Q_i$  e  $R_i$  através das equações (94) a (96).

$$P_i = P_{i-1} - (Q_{i-1} \cdot F_{i-1}) \quad (94)$$

$$Q_i = Q_{i-1} \cdot E_{i-1} \quad (95)$$

$$R_i = R_{i-1} + (Q_{i-1} \cdot G_{i-1}) \quad (96)$$

Calcula-se o termo  $\phi_{N-1}$  através da equação (97).

$$\emptyset_{N-1} = \frac{(Q_{N-2} + C_{N-2}) \cdot G_{N-2} + R_{N-2}}{P_{N-2} - (Q_{N-2} + C_{N-2}) \cdot (E_{N-2} + F_{N-2})} \quad (97)$$

Finalmente, para  $i=N-2, N-3, \dots, 3, 2, 1$  resolve-se a equação (82) por substituição inversa para obter os valores de  $\emptyset_i$ .

Para a solução das equações foi construído um programa em linguagem MATLAB (compilador MATLAB R2018a) contendo as etapas de entrada de dados do mancal, parâmetros geométricos, geração da malha, cálculo da viscosidade e magnitude da taxa de cisalhamento, montagem dos coeficientes da equação linear, procedimento de solução TDMA cíclico, cálculo dos parâmetros de desempenho do mancal e impressão dos resultados na forma gráfica. A sequência do programa é uma particularidade do presente trabalho. Outros trabalhos ou aplicativos podem possuir outras sequências e lógicas. O Quadro 2 apresenta o diagrama da lógica do programa desenvolvido no presente trabalho.

O objetivo do programa é obter o valor de pressão em cada ponto da malha e através desse valor calcular os parâmetros de desempenho capacidade de carga, taxa de vazamento lateral e força de atrito. Além desses resultados, também se obtém a região de cavitação através do cálculo do fator de cavitação.

A primeira etapa do programa é a definição dos dados geométricos e operacionais do mancal, tais como, folga radial entre o eixo e mancal, raio do mancal, velocidade do eixo, razão de excentricidade, pressões atmosférica e de cavitação e os parâmetros geométricos. É necessário escrever um procedimento iterativo para gerar a malha de pontos, na qual se determina os locais de aplicação dos parâmetros a serem calculados. Com a criação dos pontos na malha, escreve-se um procedimento para o cálculo iterativo dos parâmetros geométricos.

O programa foi desenvolvido para realizar dois processos, o primeiro é o cálculo da distribuição de pressão na superfície do mancal utilizando um valor de viscosidade constante  $\mu$  e o segundo é o cálculo da distribuição de pressão utilizando viscosidade aparente  $\mu(\dot{\gamma})$ . Em um primeiro momento é utilizado um valor de viscosidade constante para a obtenção do valor da magnitude da taxa de cisalhamento  $\dot{\gamma}$ . Após essa etapa, o programa insere no segundo processo o valor de  $\dot{\gamma}$  calculado no primeiro processo, que é a obtenção dos cinco fatores  $f_1$  a  $f_5$  através de integrações numéricas para obtenção dos valores de viscosidade aparente  $\mu(\dot{\gamma})$  para os fluidos não-Newtonianos. Ambos os processos são iterativo e se repetem até a convergência dos valores de pressão ( $\emptyset$ ).

Como os cálculos das viscosidades do fluido exigem a determinação das taxas de deformação ao longo do escoamento, o programa desenvolvido inicia o cálculo da distribuição de pressão na superfície do mancal utilizando um valor de viscosidade constante  $\mu$  e após certo número de iterações, determina-se o valor das taxas de cisalhamento  $\dot{\gamma}$ . A partir daí, utilizando-se as equações que ligam as taxas de deformação com a viscosidade aparente é possível se obter  $\mu(\dot{\gamma})$  em cada ponto da malha a cada iteração. Com estes valores é possível a determinação dos cinco fatores  $f_1$  a  $f_5$  através de integrações numéricas e os coeficientes das equações discretizadas são então determinados e o processo iterativo prossegue até a convergência.

Para o cálculo de pressão é levado em consideração o valor do fator de cavitação que também é calculado a cada iteração.

O programa do presente trabalho utilizou sub-relaxação para o cálculo do fator de cavitação  $F$  (0,01) e para o cálculo do valor de pressão  $\emptyset$  (0,2), conforme sugerido por Payvar e Salant (1992).

Os valores de pressão obtidos no presente trabalho foram estimados levando-se em consideração as aproximações e comparações de erros aceitáveis (valor considerado igual a 0,001).

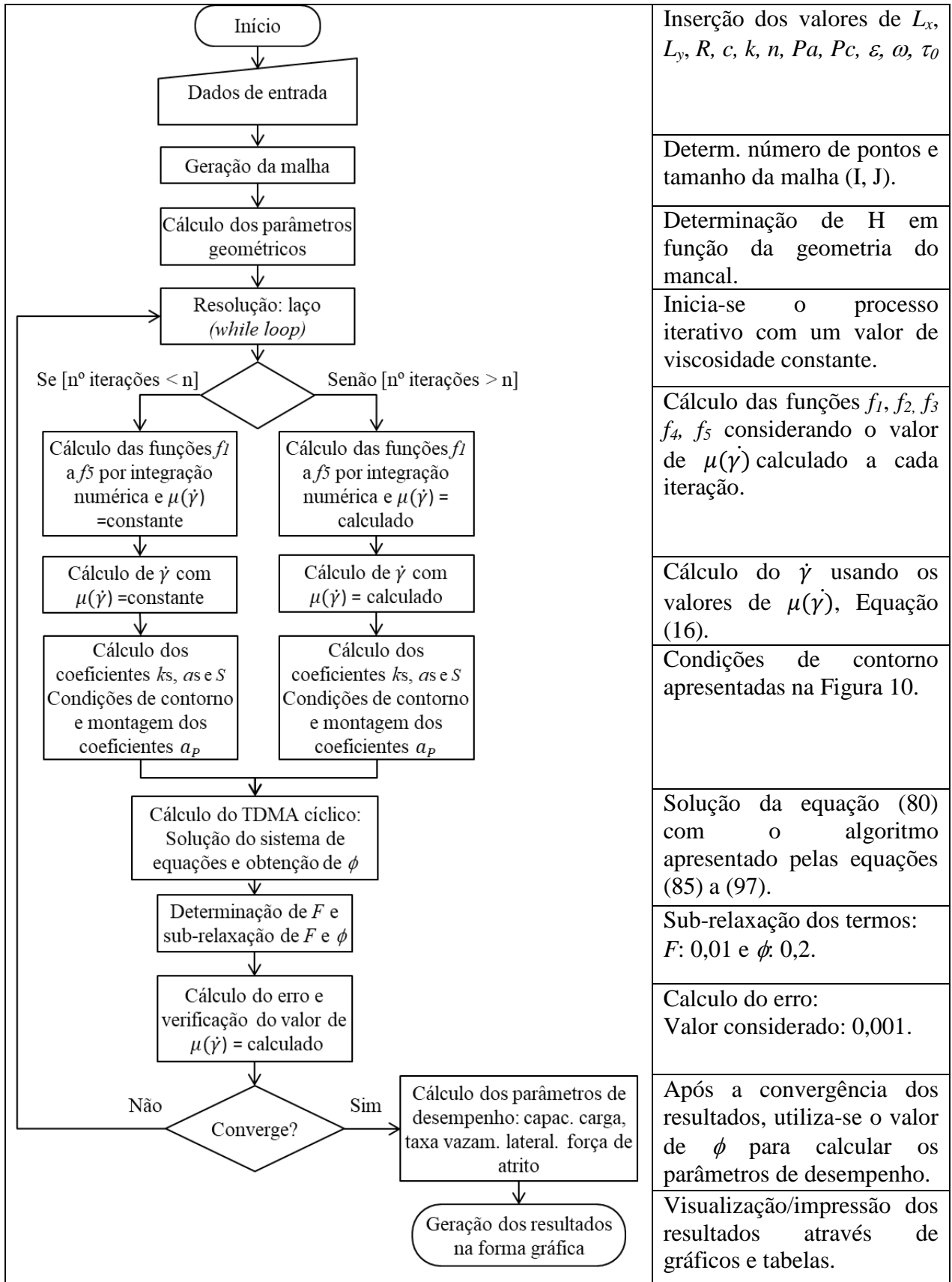
A etapa de convergência dos resultados foi realizada através de um laço do tipo *While*, conforme apresentado no Quadro 2, que compara o valor do erro calculado com a valor arbitrado de 0,001.

Após a convergência dos resultados, o programa armazena os valores de pressão na malha referentes à última iteração e realiza o cálculo dos parâmetros de desempenho do mancal. Nessa etapa é necessário realizar as integrações numéricas conforme as equações (101), (102) e (103).

A etapa final do programa é a representação dos resultados numéricos na forma gráfica, na qual é possível obtê-los diretamente no MATLAB.

Para realizar o processamento do programa e obter os resultados, foram utilizados dois computadores com as seguintes descrições: Dell Precision Tower 5810 com processador Intel Xeon E5 1607 v3 10 Mb de Cache L3 e 8 Gb memória RAM. O outro computador utilizado, Laptop Dell Inspiron 15 7000 Gaming, com processador i7 7700 com 6Mb de Cache L3 e 16 Gb de memória RAM. O tempo de processamento do programa, considerando o mancal Newtoniano, é de aproximadamente 1 minuto e para o mancal não-Newtoniano é de aproximadamente 35 minutos em ambos os computadores.

Quadro 2- Estrutura do programa desenvolvido no presente trabalho.



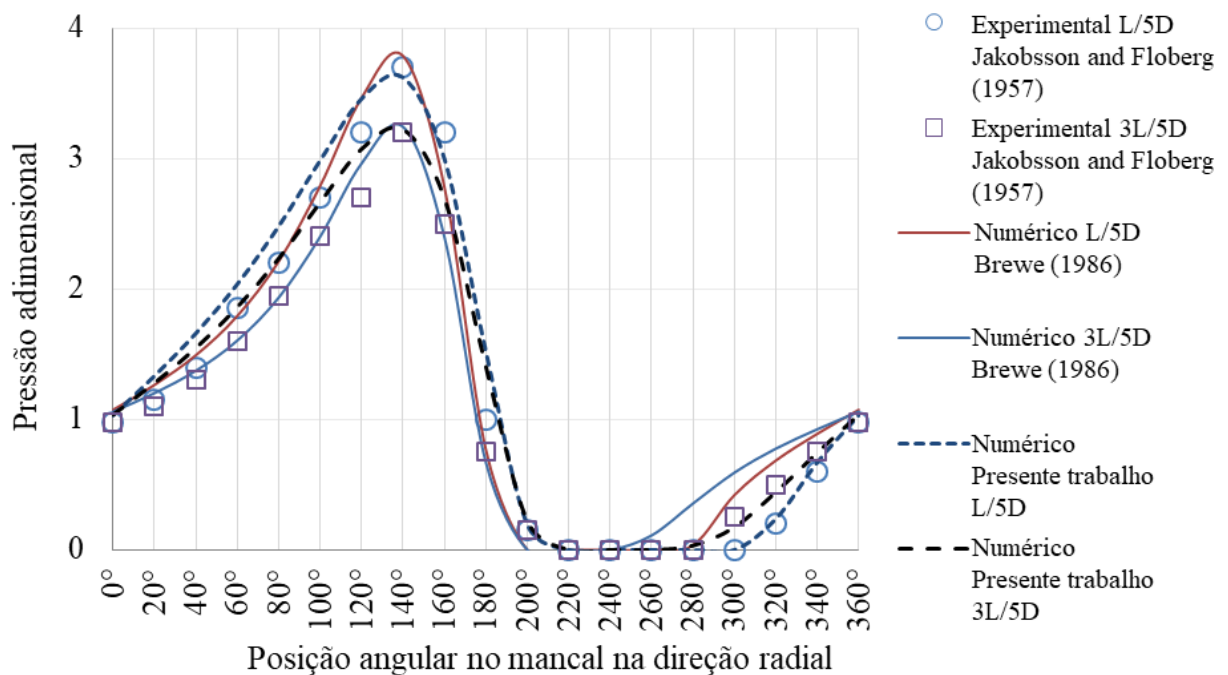
Fonte: Próprio Autor

### 3.6 VALIDAÇÃO DO MODELO NUMÉRICO COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS E NUMÉRICOS DA LITERATURA

As comparações entre os resultados obtidos no presente trabalho e os resultados obtidos experimentalmente e numericamente, publicados na literatura de referência são necessárias para validar o método utilizado e o programa desenvolvido.

Para validar os resultados numéricos do presente trabalho, foi feita a comparação com os resultados obtidos experimentalmente por Jakobsson e Floberg (1957) e com resultados numéricos do trabalho de Brewe (1986), conforme apresentado na Figura 13.

Figura 13- Comparação entre resultados numérico e experimental da literatura com os resultados numéricos do presente trabalho, para fluidos Newtonianos.



Fonte: Próprio Autor

Existem pequenas diferenças nos valores de pressão adimensional que são aceitáveis para o objetivo desse trabalho, sendo tais variações iguais a 2,40%, em RMS (*Root Mean Square*), quando se compara os resultados do presente com os resultados experimentais obtidos por Jakobsson e Floberg (1957), e de 8,46% quando se compara os resultados do presente trabalho com os resultados numéricos da literatura, obtidos por Brewe (1986).

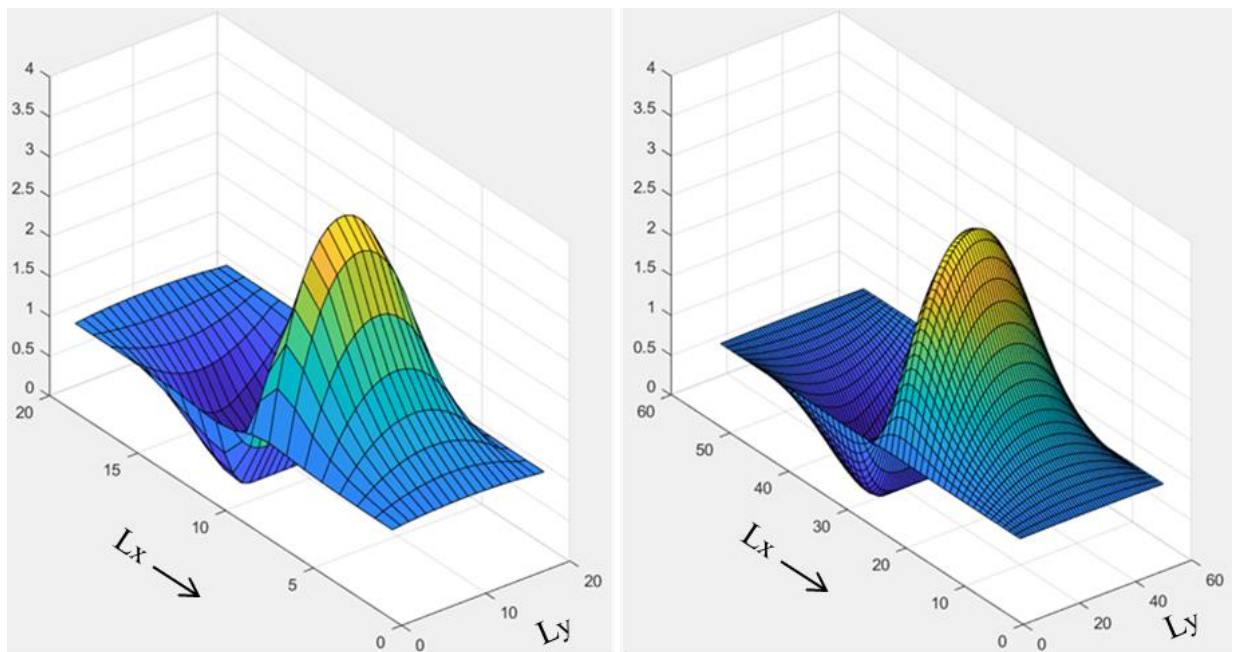
Os valores obtidos numericamente por esse trabalho apresentam maior aproximação para com os obtidos experimentalmente por Jakobsson e Floberg (1957) na região divergente do mancal, na qual ocorre cavitação.

Foram desenvolvidos dois programas para comparar e validar os resultados, sendo o primeiro apenas para validar o modelo Newtoniano e o segundo para validar todos os modelos não-Newtonianos estudados nesse trabalho, inclusive o modelo Newtoniano.

A Figura 14 apresenta a distribuição de pressão utilizando o modelo Newtoniano. Nesse modelo os resultados são similares aos obtidos por Brewe (1986).

Foi utilizado o mesmo número de pontos, nesse caso 19, conforme os resultados experimentais. Nesse modelo generalizado, os valores obtidos são similares aos obtidos nos experimentos de Jakobsson e Floberg (1957). Também foram feitos testes de independência da malha, no qual se tem excelente aproximação dos resultados utilizando uma malha contendo 25x25 elementos.

Figura 14- Resultados numéricos de pressão adimensional para validação do modelo e independência da malha (19x19 e 52x52) – Programa desenvolvido para fluido Newtoniano

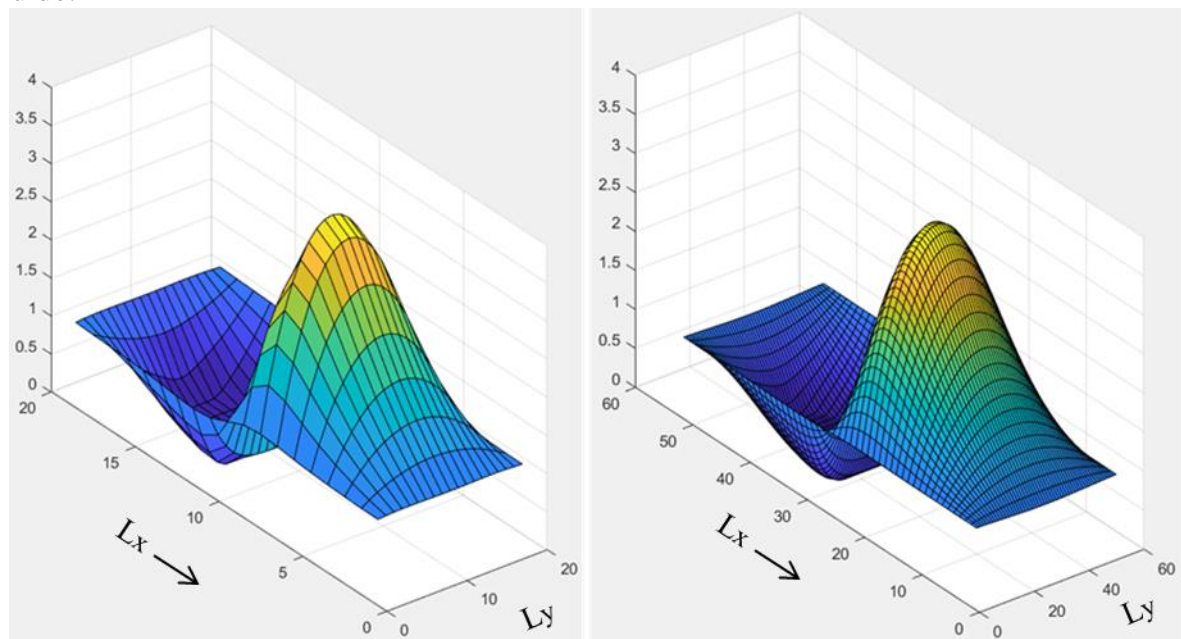


Fonte: Próprio Autor

A Figura 15 apresenta a distribuição de pressão obtida através do programa generalizado desenvolvido no presente trabalho, considerando os parâmetros utilizados pela literatura citada, para validação. Nesse programa generalizado é possível introduzir qualquer equação de viscosidade, Newtoniana e não-Newtoniana.



Figura 15- Resultados numéricos de pressão adimensional no mancal radial para validação do modelo e independência da malha (19x19 e 52x52) – Programa desenvolvido para qualquer fluido.



Fonte: Próprio Autor

As validações foram realizadas utilizando os dados apresentados na Tabela 1.

Tabela 1- Dados do mancal para cálculo de validação

Dado:	Valor	Unidade
Diâmetro do eixo, $D$	85,0	mm
Folga radial, $c$	0,5	mm
Viscosidade dinâmica, $\mu$	0,066	Pa.s
Velocidade angular do eixo, $\omega$	94,0	rad/s
Relação $L/D$	1,0	
Razão de excentricidade, $\varepsilon$	0,6	
Pressão atmosférica, $P_a$	101.300,0	Pa
Pressão de cavitação, $P_c$	0,0	Pa

Para validar os resultados numéricos do presente trabalho para os fluidos não-Newtonianos, foi realizada a comparação com os trabalhos desenvolvidos para mancais planos, uma vez que esse autor não encontrou outros textos referentes a mancais radiais com fluidos não-Newtonianos que levassem em consideração a cavitação no mesmo.

Foi utilizado o trabalho desenvolvido por Dorier e Tichy (1992), que utiliza o fluido de Bingham Modificado, com equação de viscosidade apresentada na equação (47), para realizar a comparação entre os modelos. Foram utilizados parâmetros adimensionais de tensão de cisalhamento  $\tau^*$  e a magnitude da taxa de cisalhamento  $\dot{\gamma}^*$ . As equações (98) e (99) apresentam tais grandezas.

$$\gamma_0^* = \frac{\gamma_0 H}{U} \quad (98)$$

$$\tau_0^* = \frac{\tau_0 H}{\mu_0 U} \quad (99)$$

A Figura 16 apresenta a comparação entre os modelos da literatura para mancais planos e o modelo do presente trabalho, sendo a pressão adimensional  $P^*$  presente na equação (100). As grandezas adimensionais são as mesmas utilizadas por Dorier e Tichy (1992).

$$P^* = \frac{H^2 P}{\mu_0 U L} \quad (100)$$

Observa-se na Figura 16 que os valores dos resultados de pressão adimensional são próximos dos resultados da literatura (DORIER E TICHY, 1992), no qual a diferença entre os mesmos em RMS (*Root Mean Square*) é de 2,20%. Com base nas comparações, foi dada sequência nas simulações que serão apresentadas na seção 4.

Figura 16- Resultados numéricos de pressão adimensional no mancal plano. a) Linha de centro longitudinal (direção  $x$ ), para validação do modelo não-Newtoniano. b) Distribuição de pressão na superfície do mancal.

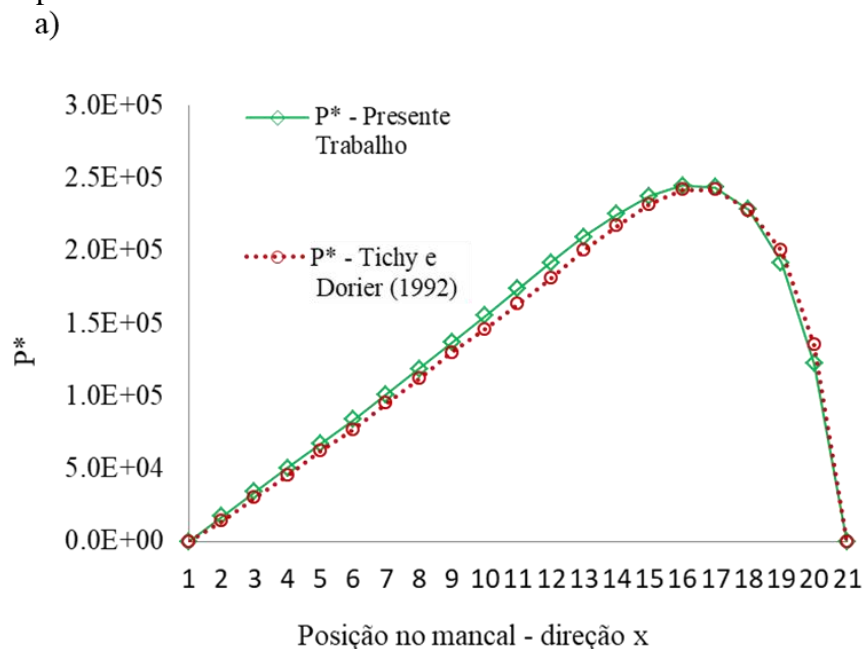
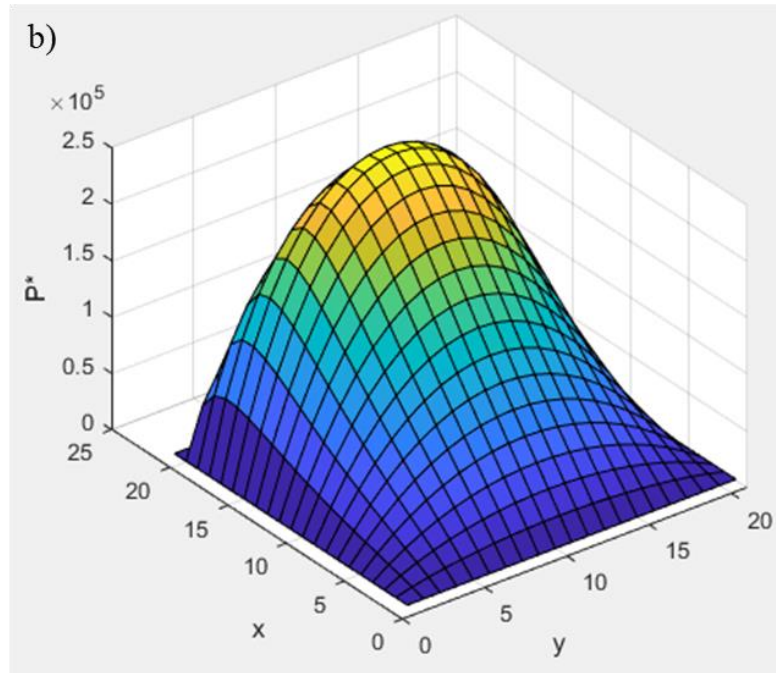


Figura 16 (continuação)- Resultados numéricos de pressão adimensional no mancal plano. a) Linha de centro longitudinal (direção  $x$ ), para validação do modelo não-Newtoniano. b) Distribuição de pressão na superfície do mancal.



Fonte: Próprio Autor

## 4 RESULTADOS NUMÉRICOS

Para comparar os resultados é necessário estabelecer os parâmetros de desempenho entre os diferentes mancais. Os principais parâmetros de desempenho são a capacidade de suportar carga, força de atrito e a taxa de vazamento lateral. O parâmetro de desempenho força de atrito também está sendo analisado de forma específica, no qual a força de atrito é dividida pela capacidade de carga e é obtido outro parâmetro denominado como taxa de força de atrito. Para calcular tais parâmetros é necessário obter anteriormente os valores de pressão em cada ponto da malha, calculados pelo programa desenvolvido no presente trabalho. Além dos parâmetros de desempenho citados, esse trabalho apresenta a comparação entre as regiões de cavitação nos mancais para seus respectivos fluidos. Outra informação importante para esse estudo é a distribuição de pressão em baixa velocidade, que reflete a rápida formação de filme lubrificante no mancal, no instante do início do movimento do eixo em relação ao mancal.

Os resultados apresentados na teoria clássica podem se mostrar diferentes no parâmetro de taxa de vazamento lateral devido à solução estudada por Sommerfeld (1904) ser em apenas na metade do mancal, como já explicado na seção 2.1.

### 4.1 COMPARAÇÃO ENTRE OS VALORES DE DISTRIBUIÇÃO DE PRESSÃO PARA OS FLUIDOS ESTUDADOS

Os valores de distribuição de pressão são importantes para a determinação dos três principais parâmetros de desempenho do mancal. Todos os resultados gerados pelo presente trabalho foram obtidos por processo numérico, através do método dos volumes finitos, como mencionado na seção 3. Conforme apresentado por Fortier (2004), a equação (101) representa na forma integral a capacidade de suportar carga, ou simplesmente a capacidade de carga do mancal. Essa equação exprime o conceito da pressão sobre área do mancal, que resulta em uma força ou carga que o mancal suporta.

$$W = \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} P(x, y) dy dx \quad (101)$$

Para a obtenção do parâmetro de desempenho taxa de vazamento lateral, também são utilizados os valores de pressão. A equação (102), mencionada por Fortier (2004), apresenta a correlação entre velocidade pela relação entre pressão e velocidade e taxa de vazão nas

extremidades do mancal radial. A taxa de vazamento lateral ocorre na direção  $y$  e a área é obtida pelo produto entre a espessura do filme de óleo  $h$  e comprimento  $L_x$  do mancal, conforme a equação (102).

$$q_y = -L_x \int_0^h u_y dz \quad (102)$$

O cálculo da força de atrito no mancal também está relacionado indiretamente com a pressão através da tensão de cisalhamento  $\tau$  na direção  $x$ . A equação (103), expressa por Fortier (2004), foi adaptada e exprime tal relação, na qual a tensão de cisalhamento é obtida pelo cálculo da taxa de variação da velocidade na direção  $x$  e o produto da mesma pela magnitude da taxa de cisalhamento  $\dot{\gamma}$ , ou pela viscosidade constante  $\mu_0$  no caso de um fluido Newtoniano.

$$F_f = - \int_0^{L_y} \int_0^{L_x} \tau_x(x, y) dy dx \quad (103)$$

A Figura 17 apresenta a comparação entre os valores de distribuição de pressão ao longo do mancal radial, planificado, entre os fluidos Newtonianos, Pseudoplástico, Bingham e Herschel-Bulkley, na qual se observa que na rotação de 1800 rpm os valores de pressão mais altos foram obtidos para os fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley, como esperado, pois ambos apresentam uma tensão inicial de escoamento. O fluido Pseudoplástico apresentou valores de pressão inferiores aos demais em todo o domínio.

Para todas as situações, os valores dos parâmetros são mencionados na Tabela 2. Os demais parâmetros estão presentes na Tabela 1, como já apresentado.

Tabela 2- Dados do mancal para comparação dos parâmetros de desempenho.

Fluido no mancal	Expoente $n$	Magnitude da taxa de cisalhamento $\dot{\gamma}_0$ [s <sup>-1</sup> ]	Tensão inicial $\tau_0$ [Pa]
Pseudoplástico	0,95	-	-
Bingham	-	8000	500
Herschel-Bulkley	0,95	-	500

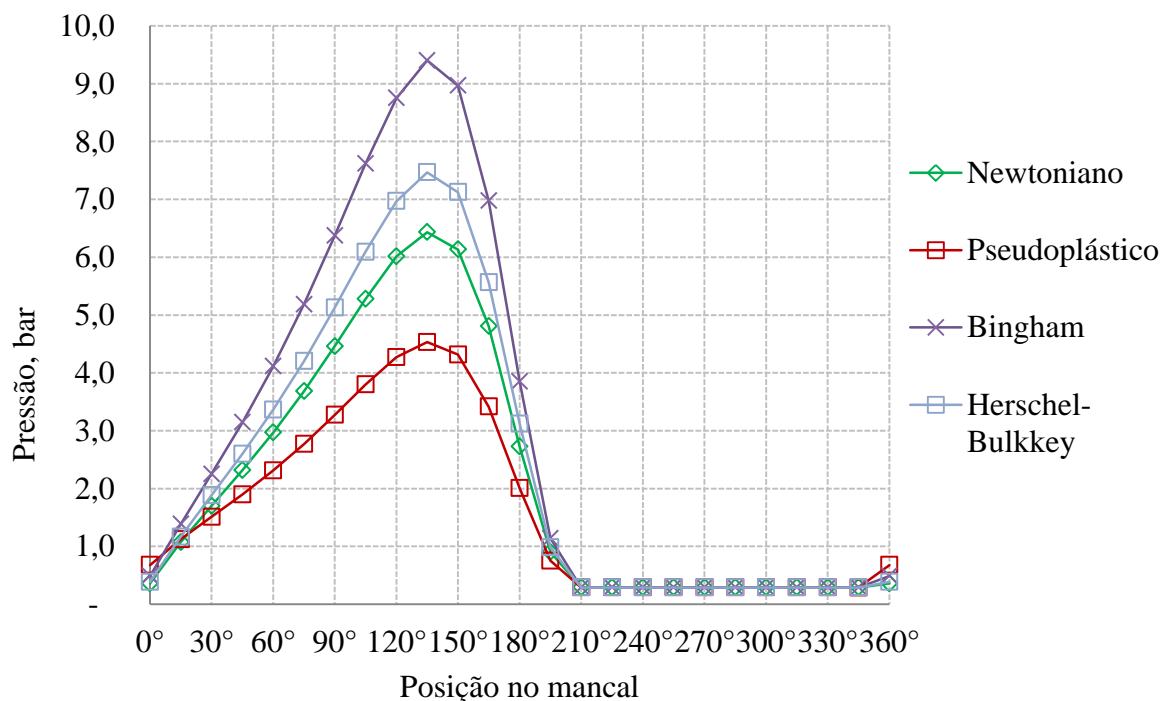
Fonte: Próprio autor

A respeito dos valores de distribuição de pressão, gerados pela simulação numérica no MATLAB, presentes na Figura 17, é possível observar que na região convergente do mancal a pressão é maior do que a pressão atmosférica, pois a espessura do filme diminui ao longo dessa região e na região divergente a pressão é constante em quase toda essa região, de 210° à 245°, como previsto na literatura, na qual a pressão manteve-se constante no valor da pressão de cavitação, indicando a ocorrência de cavitação no mancal.

A Figura 18 apresenta os quatro mancais citados na Figura 17, porém na forma bidimensional, na qual é possível observar as pressões em cada região do mancal. Nota-se que no mancal com fluido Pseudoplástico a região de cavitação é menor do que a região de cavitação nos demais mancais. Não há diferenças significativas entre as áreas de baixa pressão para os mancais, Newtoniano, Bingham e Herschel-Bulkley, que será discutido na seção 4.1.5.

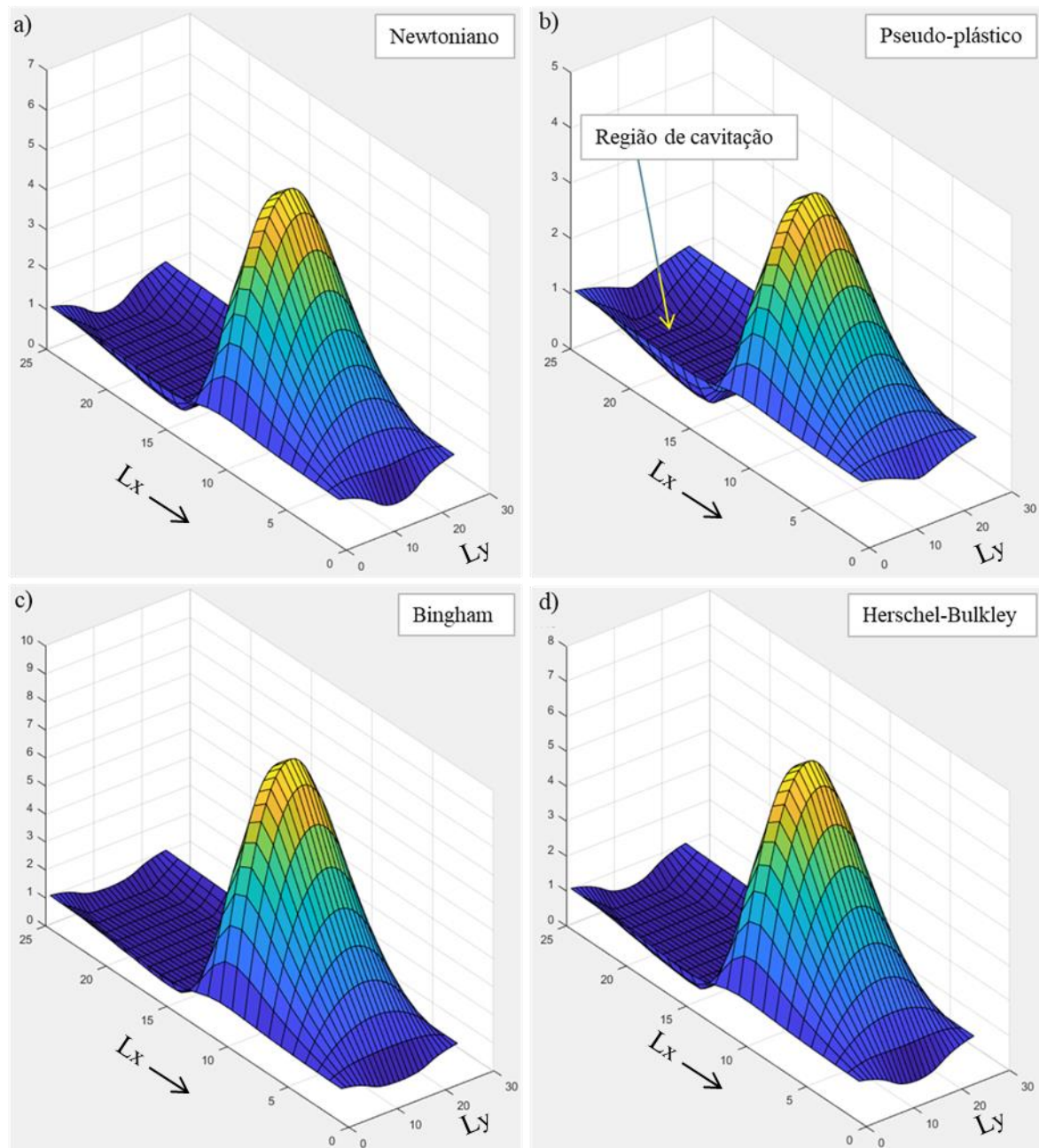
Também foram gerados resultados para outras velocidade de eixo além de 1800 rpm, tais como, 225, 360, 600, 900 e 3600 rpm, de modo a observar variações no comportamento do fluido com a variação da velocidade.

Figura 17- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal para os fluidos Newtoniano, Pseudoplástico ( $n=0,95$ ), Bingham ( $\tau_0=500$  Pa) e Herschel-Bulkley ( $n=0,95/ \tau_0=500$  Pa) para o eixo a 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Figura 18- Distribuição de pressão adimensional nos fluidos: a) Newtoniano. b) Pseudoplástico ( $n=0,95$ ). c) Bingham ( $\tau_0=500$  Pa). d) Herschel-Bulkley ( $n=0,95/ \tau_0=500$  Pa) para eixo a 1800 rpm.

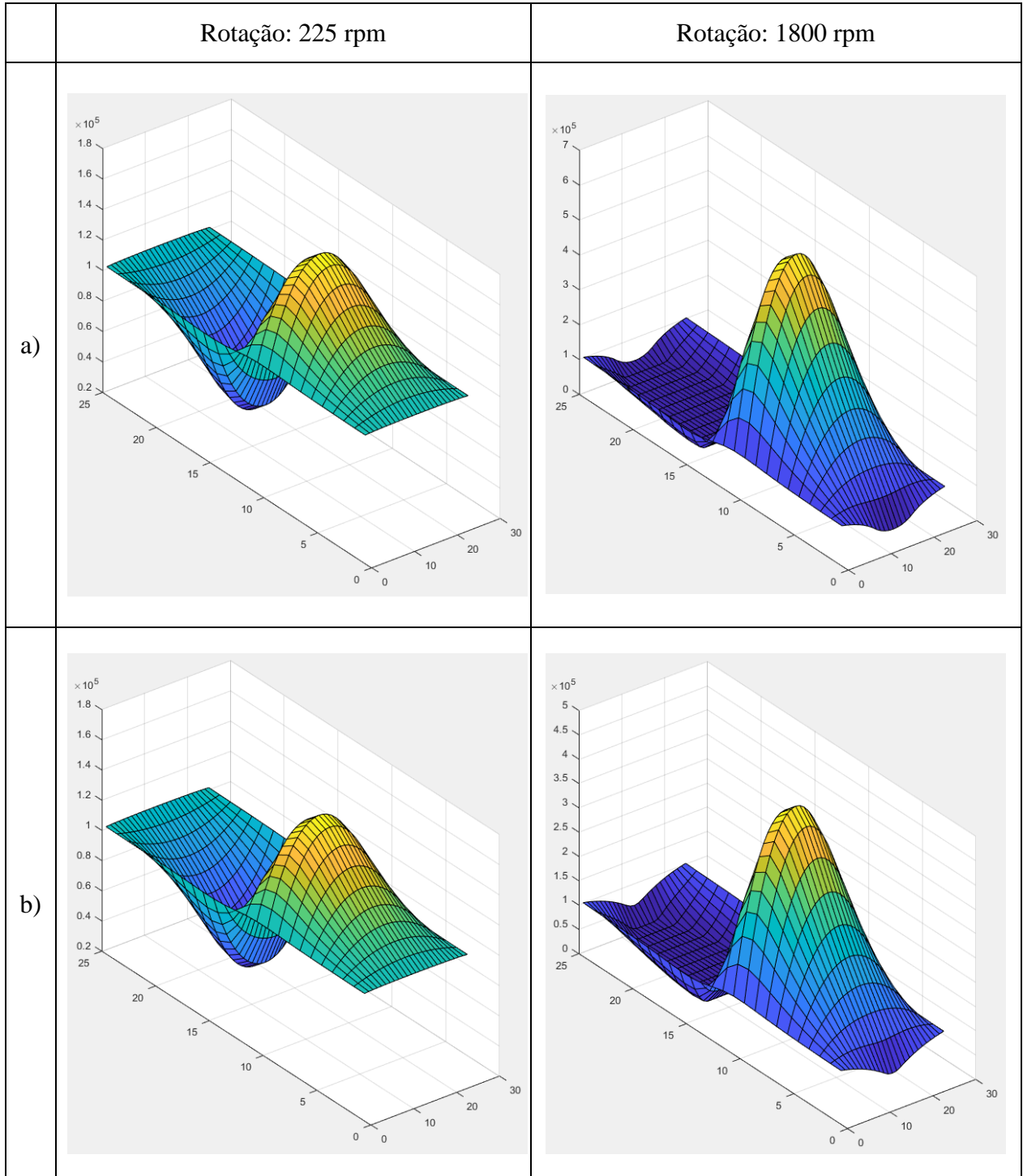


Fonte: Próprio Autor

#### 4.1.1 A influência da tensão inicial $\tau_0$ no valor da pressão e parâmetros de desempenho

Para avaliar a influência dos valores de tensão inicial na distribuição de pressão do mancal, foi realizada a comparação com a inserção de dois valores de tensão inicial  $\tau_0$  para os fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação ao fluido Newtoniano para várias faixas de velocidade dos mancais. A Figura 19 apresenta os resultados na forma gráfica para essa seção 4.1.1 e serão discutidas nas seções seguintes, 4.1.1.1 a 4.1.1.3.

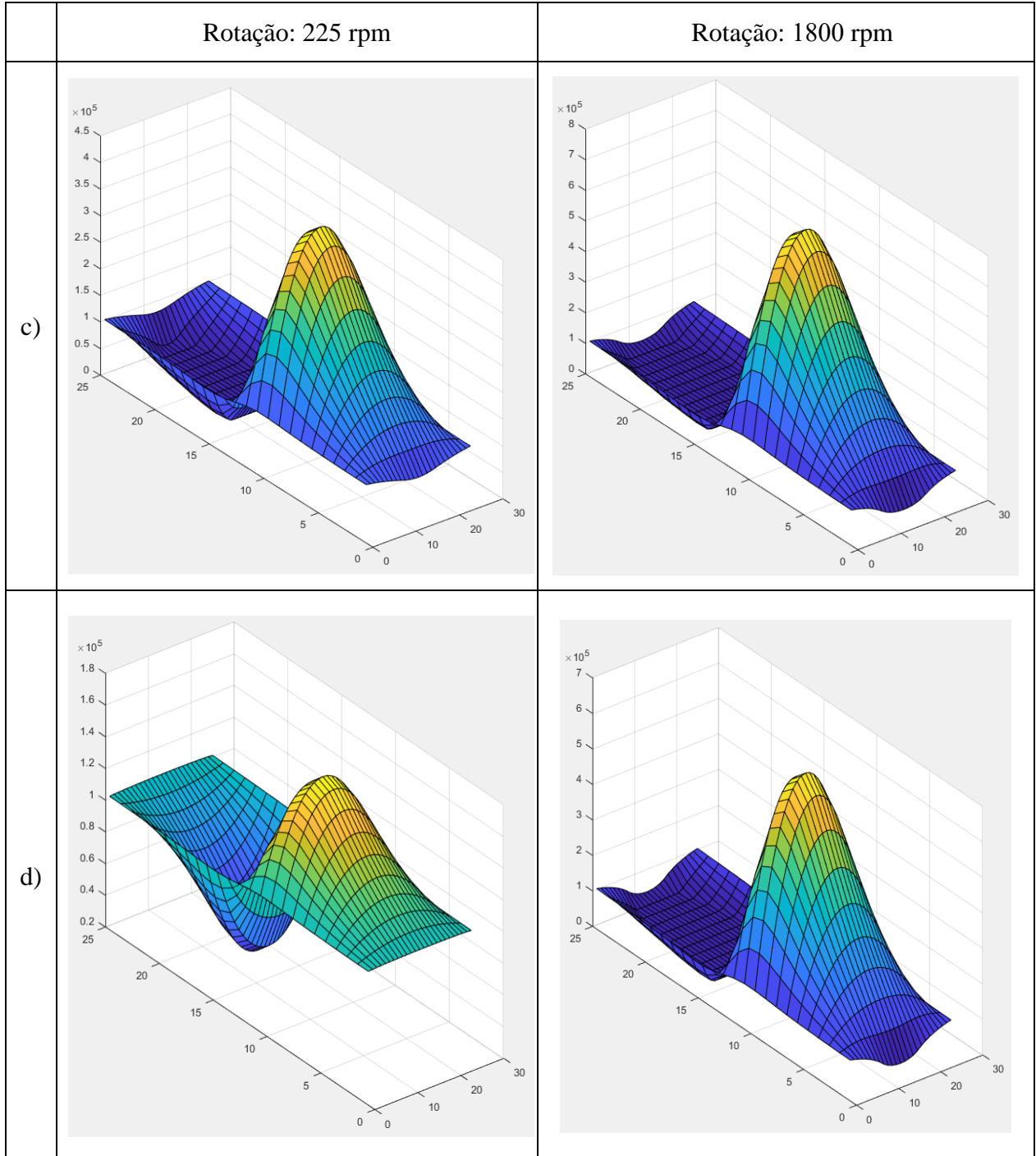
Figura 19- Distribuição de pressão nos mancais para os fluidos de Bingham, Herschel-Bulkley e Newtoniano para algumas rotações em função da tensão de cisalhamento inicial  $\tau_0$ . a) Newtoniano. b) Herschel Bulkley  $n=0,95$ ;  $\tau_0=50$  Pa. c) Herschel Bulkley  $n=0,95$ ;  $\tau_0=500$  Pa. d) Bingham  $\tau_0=50$  Pa. e) Bingham  $\tau_0=500$  Pa.



Fonte: Próprio Autor

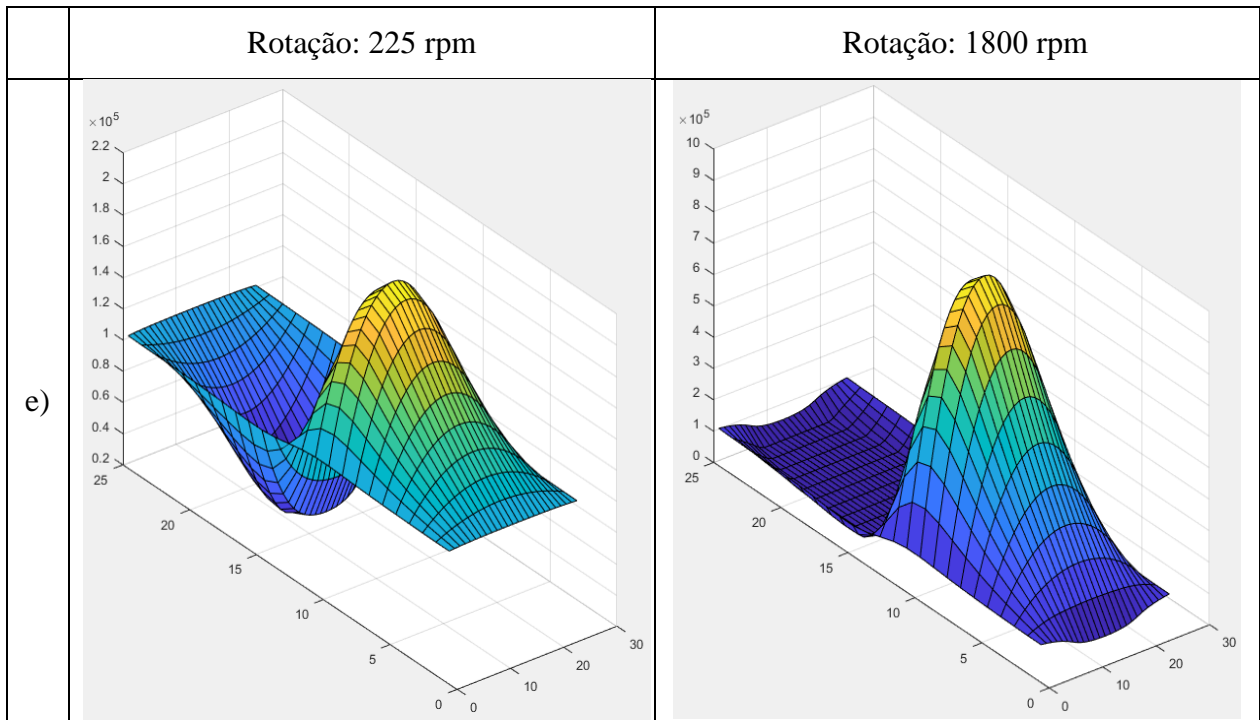


Figura 19 (continuação)- Distribuição de pressão nos mancais para os fluidos de Bingham, Herschel-Bulkley e Newtoniano para algumas rotações em função da tensão de cisalhamento inicial  $\tau_0$ . a) Newtoniano. b) Herschel Bulkley  $n=0,95$ ;  $\tau_0=50$  Pa. c) Herschel Bulkley  $n=0,95$ ;  $\tau_0=500$  Pa. d) Bingham  $\tau_0=50$  Pa. e) Bingham  $\tau_0=500$  Pa;



Fonte: Próprio Autor

Figura 19 (continuação)- Distribuição de pressão nos mancais para os fluidos de Bingham, Herschel-Bulkley e Newtoniano para algumas rotações em função da tensão de cisalhamento inicial  $\tau_0$ . a) Newtoniano. b) Herschel Bulkley  $n=0,95$ ;  $\tau_0=50$  Pa. c) Herschel Bulkley  $n=0,95$ ;  $\tau_0=500$  Pa. d) Bingham  $\tau_0=50$  Pa. e) Bingham  $\tau_0=500$  Pa.



Fonte: Próprio Autor

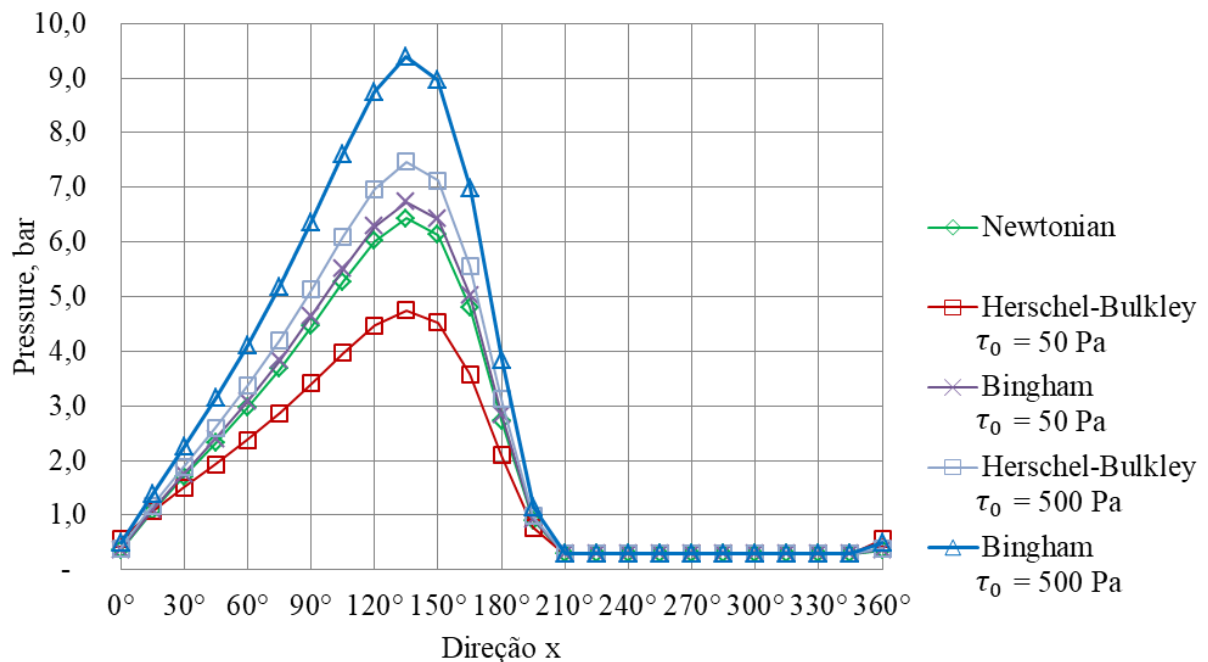
Foram escolhidas três velocidades de rotação no mancal para verificar se ao variar a tensão inicial ocorrem alterações no comportamento do mancal. Os valores de rotação foram baseados em valores encontrados na maioria dos equipamentos, 1800 rpm e 3600 rpm, por exemplo, em máquinas elétricas com 4 e 2 polos, respectivamente. A rotação mais baixa, 225 rpm foi escolhida baseada em motores de combustão interna e máquinas elétricas de grande porte.

#### 4.1.1.1 A influência da tensão inicial $\tau_0$ no valor da pressão e parâmetros de desempenho sob a rotação de 1800 rpm

A Figura 20 apresenta os resultados de distribuição de pressão na linha de centro longitudinal nos mancais para os fluidos mencionados, sendo possível observar que os fluidos com valor de tensão inicial mais alta, operando segundo os parâmetros das Tabelas 2 e 3, têm valores de pressão maiores ao longo do mancal. O fluido de Bingham com tensão inicial igual a 500 Pa tem o maior valor de pressão, seguido do fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial igual a 500 Pa.

Para os casos em que a tensão inicial é igual a 50 Pa os resultados são distintos, ou seja, para o fluido de Bingham os valores de pressão são maiores em relação ao fluido Newtoniano, representando uma leve vantagem quanto a capacidade de carga. Porém, para o fluido Herschel-Bulkley, os valores de pressão são menores em comparação com o caso Newtoniano. Isso ocorre devido ao fato do fluido Newtoniano necessitar de maior tensão de cisalhamento para escoar, como consequência de um valor de pressão mais alto.

Figura 20- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal em função da tensão inicial  $\tau_0$  para os fluidos Herschel-Bulkley ( $n=0,95$ ) e Bingham, com velocidade de 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

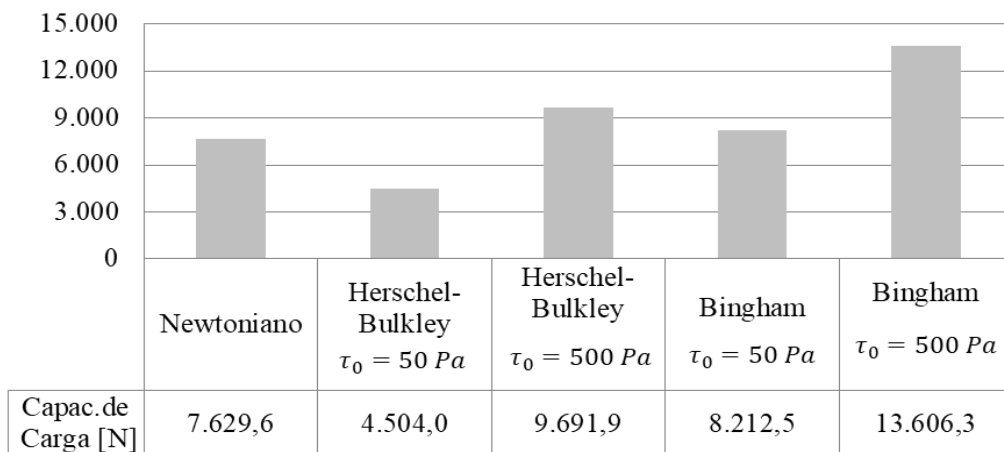
As vantagens de se ter maiores valores de pressão ao longo da região convergente, são representados através dos parâmetros de desempenho para os casos citados referentes à Figura 20. Tais parâmetros são mostrados nas figuras seguintes, Figura 21, a capacidade de carga, Figura 22, a taxa de vazamento lateral e a Figura 23, a taxa de força de fricção no mancal.

É possível observar na Figura 21 que o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial de 50 Pa apresenta menor capacidade de carga, em relação aos demais. O expoente usado nesse caso foi 0,95, que faz com que o mesmo, apesar de ter uma tensão inicial de escoamento, assemelhar-se a um fluido Pseudoplástico. Dentre os fluidos estudados, o que apresenta a maior capacidade de carga é o Bingham com  $\tau_0=500$  Pa, seguido do fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500$  Pa.

Quanto à taxa de vazamento lateral, o fluido que tem melhor desempenho é o Bingham com  $\tau_0=500$  Pa, seguido novamente pelo fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500$  Pa. O fluido com pior desempenho é o Herschel-Bulkley com  $\tau_0=50$  Pa.

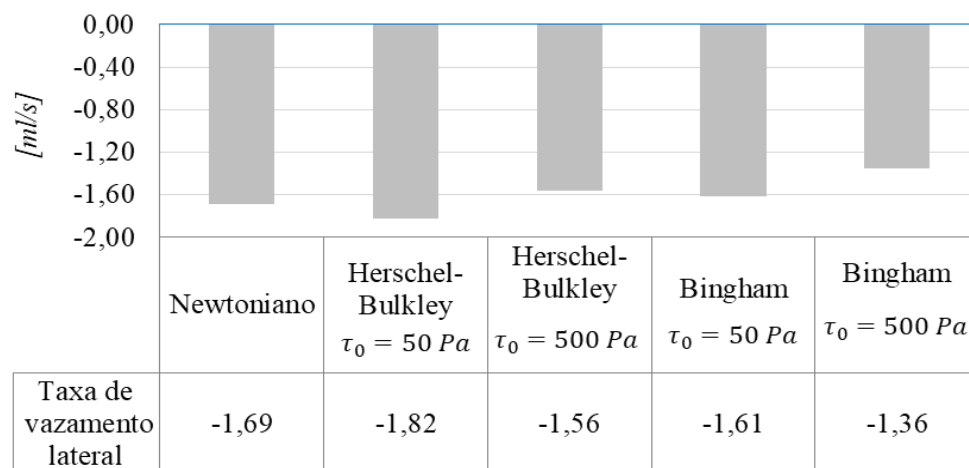
Para o parâmetro de desempenho força de atrito, o presente trabalho propõe uma medição desse parâmetro de forma específica, levando em consideração as perdas por atrito em função da capacidade de carga. Com essa consideração, a Figura 23 apresenta os valores dos fluidos estudados, sendo que o fluido que se sobressai em relação aos demais é o de Bingham. O fluido Herschel-Bulkley teve bom desempenho em relação aos demais, exceto quando comparado ao plástico de Bingham, quando se utiliza um valor de tensão inicial maior.

Figura 21- Capacidade de carga entre os fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 1800 rpm.



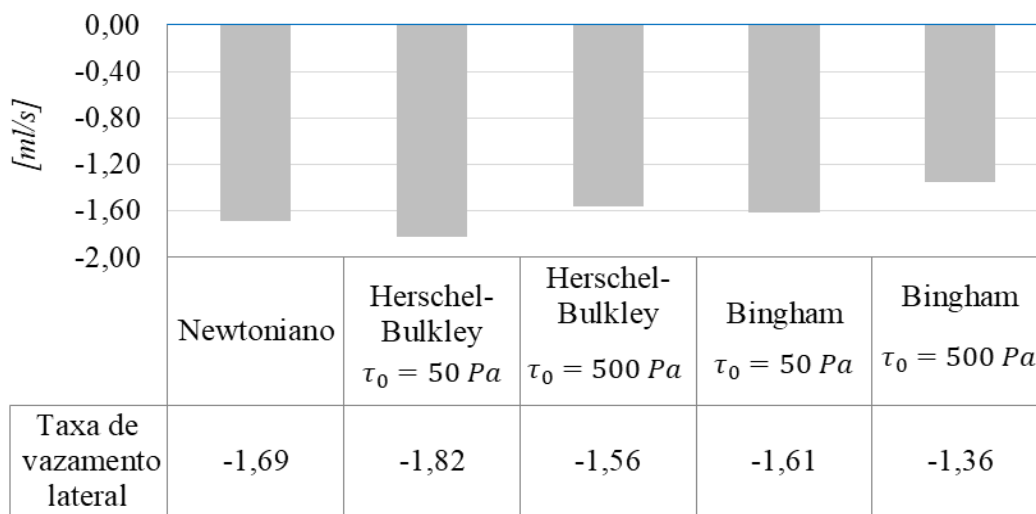
Fonte: Próprio Autor

Figura 22- Taxa de vazamento lateral do mancal com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Figura 23- Taxa de força de atrito nos mancais com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação o Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Para a velocidade de 1800 rpm analisada, os fluidos de Herschel-Bulkley e Bingham com valores de tensão inicial igual 500 Pa apresentaram melhores desempenhos devido ao comportamento dos mesmos em relação a taxa de cisalhamento *versus* tensão de cisalhamento, podendo ser observado na Figura 24, na qual as curvas são destacadas com os valores mais altos de tensão de cisalhamento. Quanto à taxa de vazamento lateral, também se tem melhores desempenhos para esses dois fluidos devido os mesmos apresentarem maiores valores de pressão máxima e também maiores regiões de cavitação, fazendo com que ocorra a entrada de fluido em maior quantidade.

4.1.1.2 A influência da tensão inicial  $\tau_0$  no valor da pressão e parâmetros de desempenho sob a rotação de 225 rpm.

Para velocidades mais baixas foram gerados resultados para todos os fluidos estudados, de modo que se obtém melhores resultados para o fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500 Pa$ . Para velocidades mais altas o fluido de Bingham apresenta melhores resultados.

A Figura 25 apresenta os valores de pressão na linha de centro do mancal para a rotação de 225 rpm, sendo possível observar que o fluido Herschel-Bulkley  $\tau_0=500 Pa$  apresenta valores de pressão mais altos, comparados aos demais fluidos.

Em aplicações com velocidades mais baixas a tensão inicial influencia nos parâmetros de desempenho, que é observado para o fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500 Pa$ . Também é

possível observar que a região de cavitação nesse mancal é maior comparada com o fluido de Bingham. Nos demais fluidos a pressão na região divergente não atinge a pressão de cavitação.

O fluido de Bingham tem o desempenho inferior para essa rotação e os demais, Bingham e Herschel-Bulkley com  $\tau_0=50$  Pa, apresentam comportamentos iguais ao do fluido Newtoniano.

A Figura 24 apresenta o comportamento dos fluidos estudados, na qual é possível observar que o fluido de Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500$  Pa apresenta maior valor de tensão de cisalhamento em baixas velocidades, resultando em um maior valor de distribuição de pressão e consequentemente em melhores desempenhos, quando comparado aos demais fluidos, conforme será apresentado nas Figuras 25, 26 e 27.

Figura 24- Comportamento dos fluidos quanto à tensão de cisalhamento vs. taxa de cisalhamento

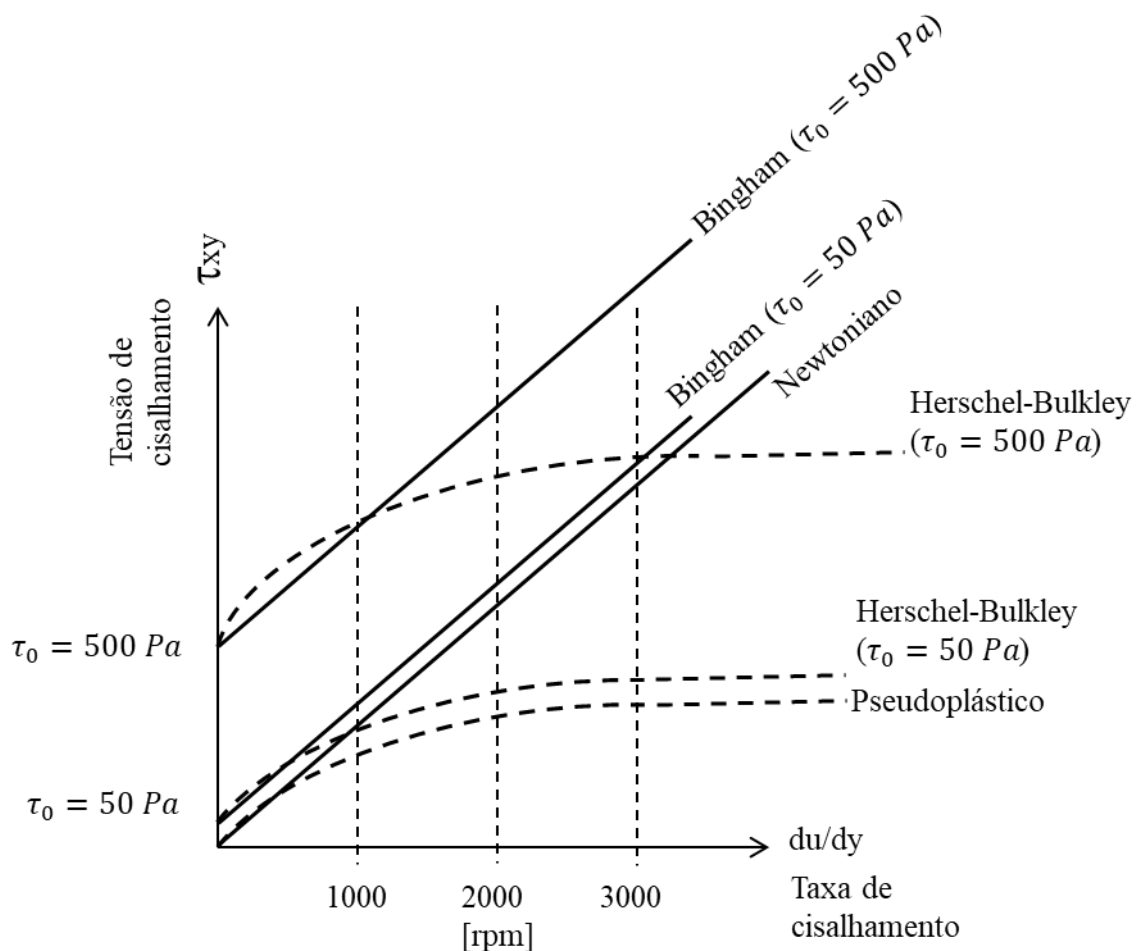
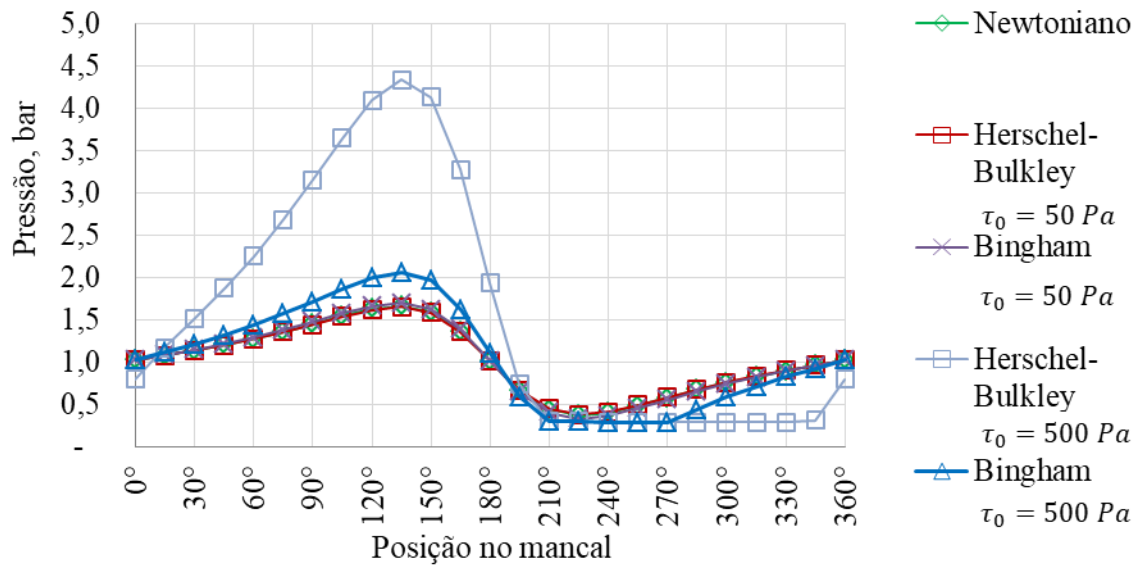


Figura 25- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal em função da tensão inicial  $\tau_0$  para os fluidos Herschel-Bulkley ( $n=0,95$ ) e Bingham, com velocidade de 225 rpm.

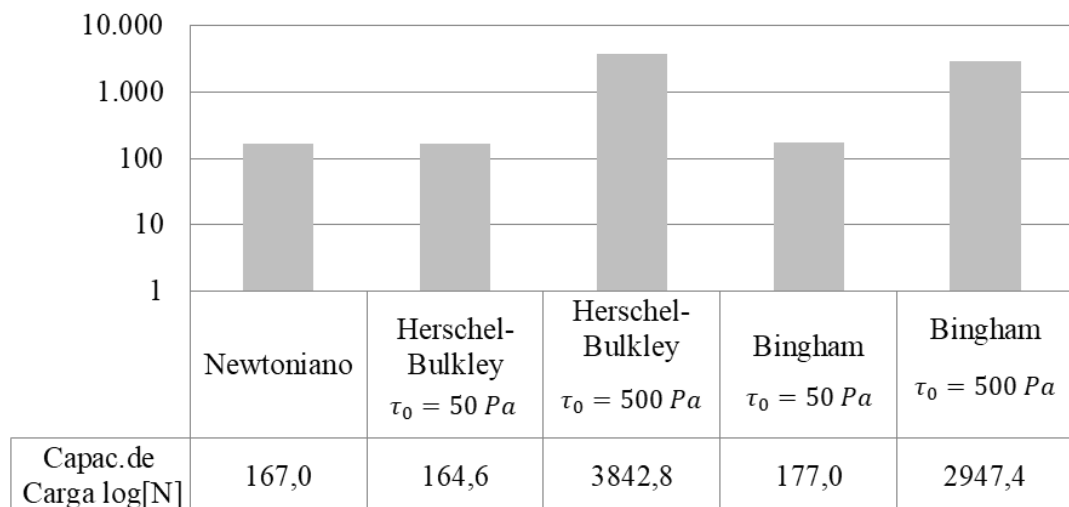


Fonte: Próprio Autor

Em aplicações com velocidades mais baixas a tensão inicial influencia nos parâmetros de desempenho, que é observado para o fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500 Pa$ .

Quanto ao parâmetro de desempenho, a capacidade de carga nos mancais é sensível quanto à utilização de fluido com tensão inicial para rotações mais baixas, como a apresentada no presente trabalho. Pode se observar na Figura 26 que o fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500 Pa$  tem melhor desempenho, dentre os estudados.

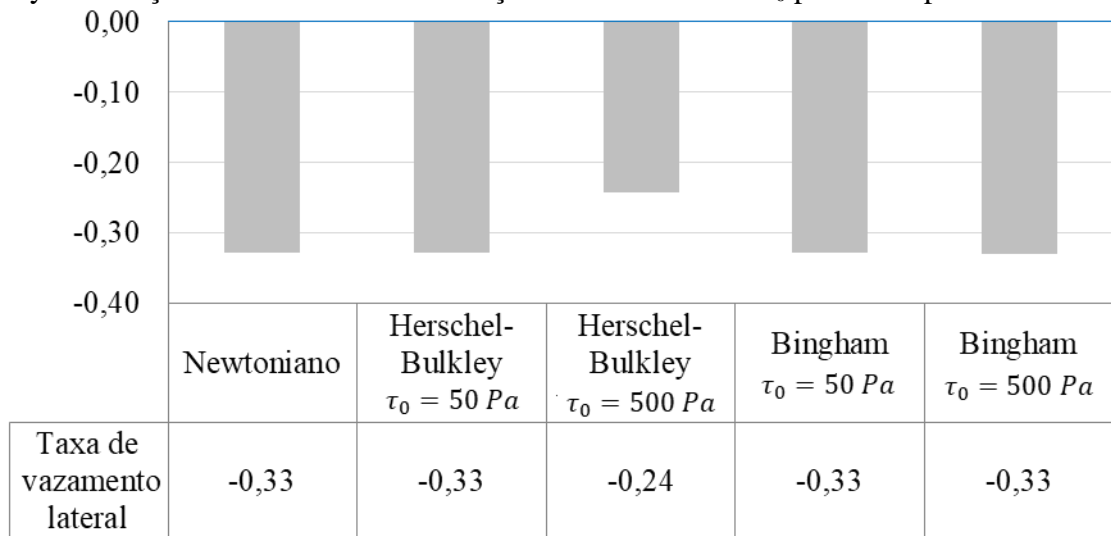
Figura 26- Capacidade de carga entre os fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação ao Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 225 rpm.



Fonte: Próprio Autor

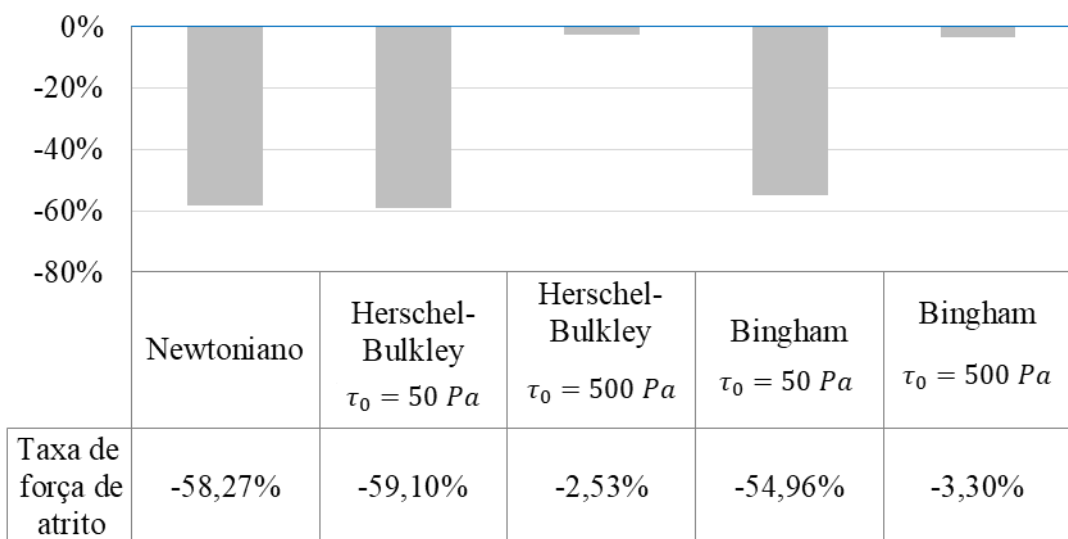
Para o parâmetro de desempenho, taxa de vazamento lateral, o fluido de Bingham com  $\tau_0=500$  Pa tem o melhor resultado. O fluido de Herschel-Bulkley com  $\tau_0=50$  Pa tem o pior desempenho entre os mancais, no qual tem um comportamento próximo ao de um fluido Pseudoplástico. A Figura 27 apresenta os valores de taxa de vazamento lateral para os mancais estudados. A Figura 28 contém os resultados de taxa de força de atrito nos mancais com os fluidos estudados, para a rotação de 225 rpm, na qual o fluido que apresenta a menor taxa e melhor desempenho é o fluido de Bingham com  $\tau_0=500$  Pa.

Figura 27- Taxa de vazamento lateral dos mancais com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação ao Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 225 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Figura 28- Taxa de força de atrito nos mancais com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação ao Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 225 rpm.



Fonte: Próprio Autor

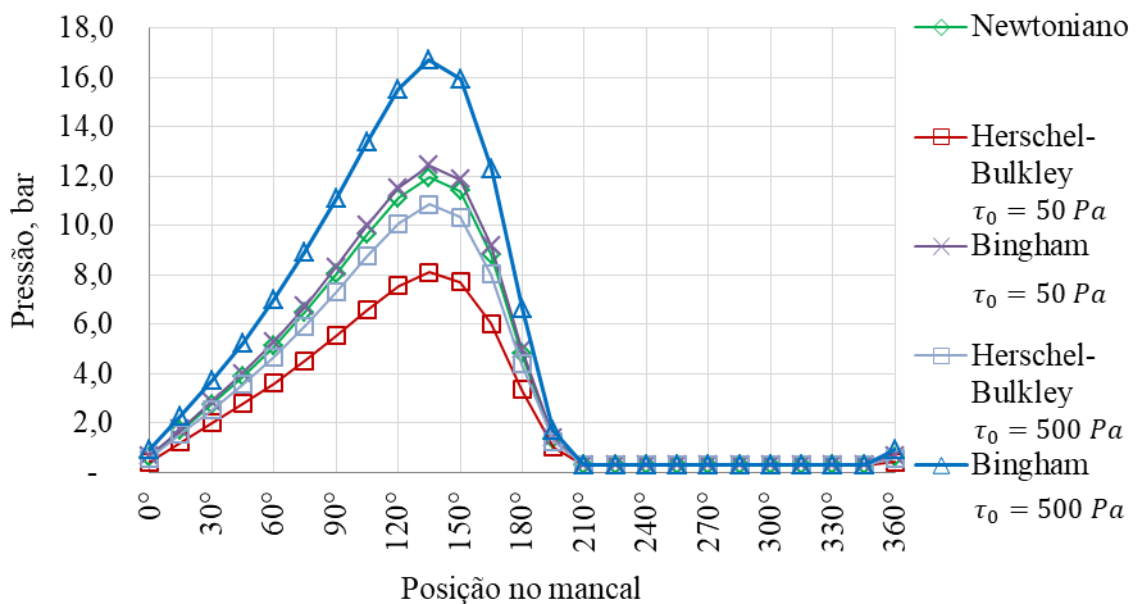


#### 4.1.1.3 A influência da tensão inicial $\tau_0$ no valor da pressão e parâmetros de desempenho sob a rotação de 3600 rpm.

Para a rotação de 3600 rpm, o comportamento dos fluidos mudam em relação as rotações de 1800 e 225 rpm, de modo que o fluido de Bingham com ambos valores de  $\tau_0$  tem melhores resultados comparados aos demais fluidos, em todos os parâmetros de desempenho. Diferentemente da situação para baixa rotação, os fluidos Herschel-Bulkley com ambos os valores de  $\tau_0$  tem resultados inferiores comparados aos demais fluidos, em todos os parâmetros de desempenho. Os valores de pressão ao longo da linha de centro de cada mancal com os fluidos estudados estão presentes na Figura 29, na qual é possível observar que os fluidos de Bingham têm valores mais altos. Os fluidos de Herschel-Bulkley apresentaram os menores valores de pressão. A Figura 30, Figura 31 e Figura 32 contêm os resultados de capacidade de carga, taxa de vazamento lateral e de taxa de força de atrito nos mancais, respectivamente.

Na Figura 29 é possível observar que na região divergente, entre  $180^\circ$  e  $360^\circ$ , para todos os fluidos, os valores de pressão na linha de centro do mancal são iguais ao valor da pressão de cavitação.

Figura 29- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal em função da tensão inicial  $\tau_0$  para os fluidos Herschel-Bulkley ( $n=0,95$ ) e Bingham, com velocidade de 3600 rpm.

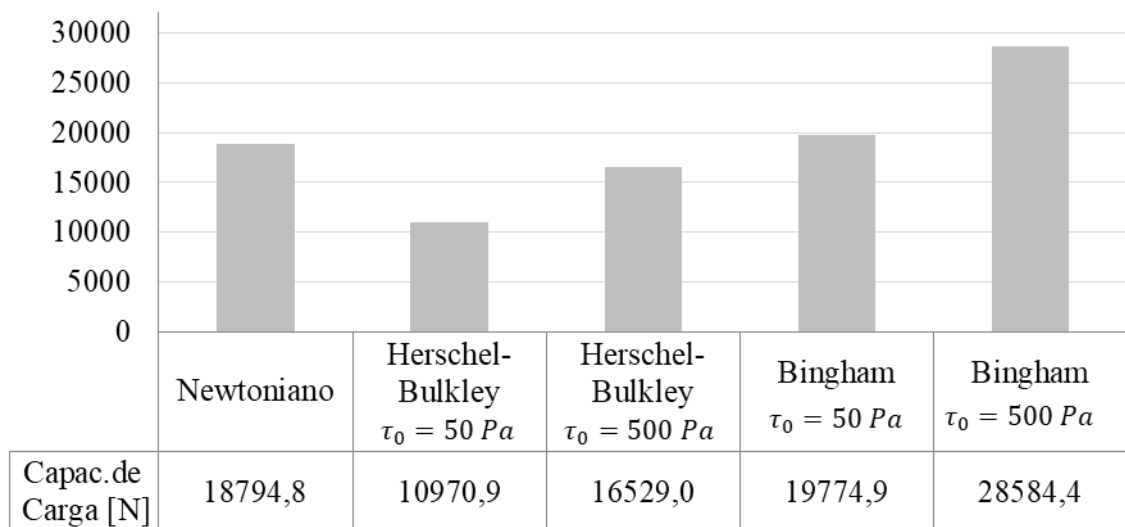


Fonte: Próprio Autor

Na Figura 30 estão presentes os valores de capacidade de carga com velocidade de 3600 rpm, na qual para o fluido Newtoniano e Bingham com  $\tau_0$  igual a 50 Pa a diferença entre os valores de capacidade de carga é pequena.

Contudo, o valor de tensão inicial de um fluido não necessariamente gera um resultado satisfatoriamente superior ao desejado, como mostrado na Figura 30, para alguns fluidos, no caso o Herschel-Bulkley, comparados ao Newtoniano.

Figura 30- Capacidade de carga entre os fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação ao Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 3600 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Com base nos resultados presentes na Figura 31, a taxa de vazamento lateral varia entre todos os fluidos, sendo que para o fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0$  igual a 50 Pa apresenta o maior valor. O fluido que apresenta a menor taxa de variação é o Bingham com  $\tau_0$  igual a 500 Pa, devido o mesmo apresentar uma região de cavitação maior e conseqüentemente ocorrer maior entrada de fluido na bordas da região divergente.

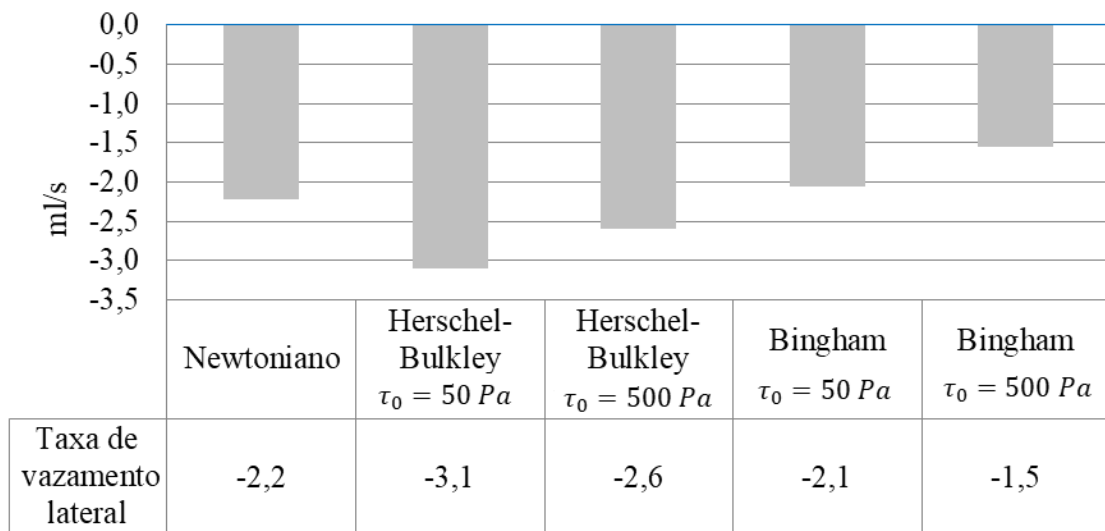
Para valores de taxa de força de atrito, o fluido com menor taxa de força de atrito é o Bingham, com ambos os valores de tensão inicial. O fluido Herschel-Bulkley apresentou os piores resultados, como é possível observar na Figura 32.

Portanto, para operar na rotação de 3600 rpm, o fluido de Bingham com tensão inicial igual a 500 Pa é o que apresenta melhores resultados de desempenho, tendo a maior capacidade de carga, com menor taxa de vazamento lateral e menores perdas por fricção.

Novamente é possível interpretar esses resultados através da Figura 24, na qual o fluido de Herschel-Bulkley para ambas as tensões iniciais, 50 Pa e 500 Pa, opera em uma faixa de

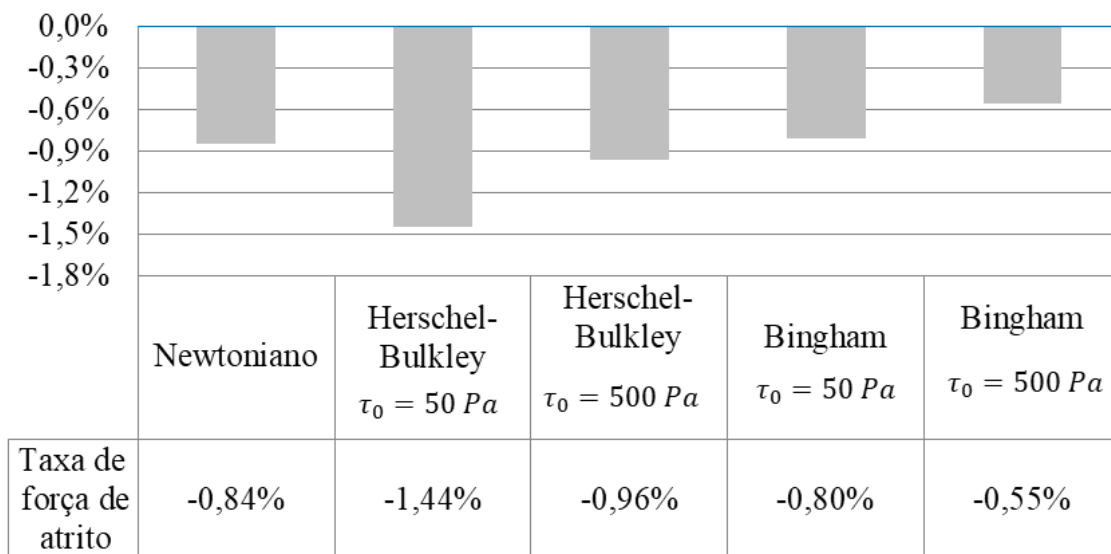
tensão de cisalhamento em relação a taxa de cisalhamento inferior aos demais fluidos para a velocidade de 3600 rpm, gerando menores distribuições de pressão e conseqüentemente menores capacidades de carga, maior taxa de vazamento lateral e maiores taxas de força de atrito. Para o fluido de Bingham a curva de viscosidade é constante e mantem a relação de tensão de cisalhamento e taxa de cisalhamento constante.

Figura 31- Taxa de vazamento lateral do mancal com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação ao Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 3600 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Figura 32- Taxa de força de atrito nos mancal com fluidos de Bingham e Herschel-Bulkley em relação ao Newtoniano em função da tensão inicial  $\tau_0$  para 3600 [rpm].



Fonte: Próprio Autor

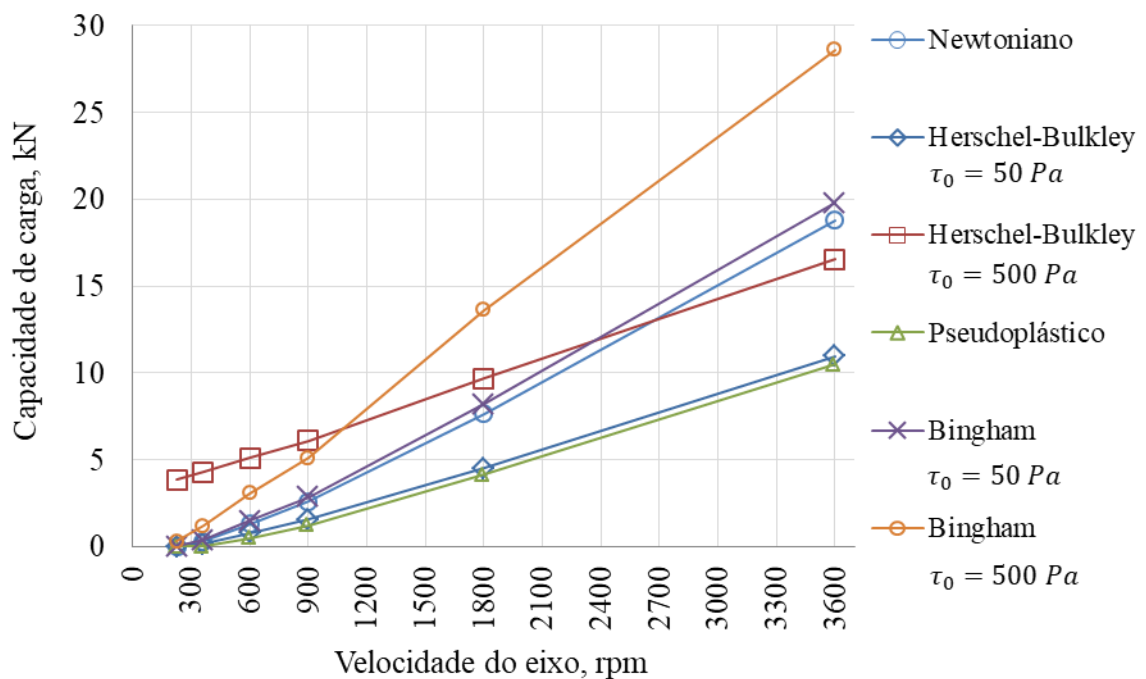
#### 4.1.2 Influência da velocidade no valor da pressão e parâmetros de desempenho

A velocidade do mancal também influencia na pressão do fluido e conseqüentemente no aumento da capacidade de carga do mancal.

Para a comparação e análise da influência da velocidade na pressão e nos parâmetros de desempenho dos fluidos foram consideradas as seguintes velocidades: 225, 360, 600, 900, 1800 e 3600 rpm.

A Figura 33 apresenta os resultados de capacidade de carga dos fluidos estudados em cada rotação simulada. Observa-se que o fluido de Bingham tem maior capacidade de carga para rotações mais altas, acima de 1000 rpm e o fluido Herschel-Bulkley tem maior capacidade de carga para rotações mais baixas, abaixo de 1000 rpm. Os fluidos Pseudoplástico e Herschel-Bulkley( $\tau_0 = 50$  Pa) têm as menores capacidades de carga. Isso ocorre devido à faixa de operação do fluido quanto às suas respectivas tensões de cisalhamento e a taxas de cisalhamento, afirmando o comportamento esperado apresentado na Figura 24.

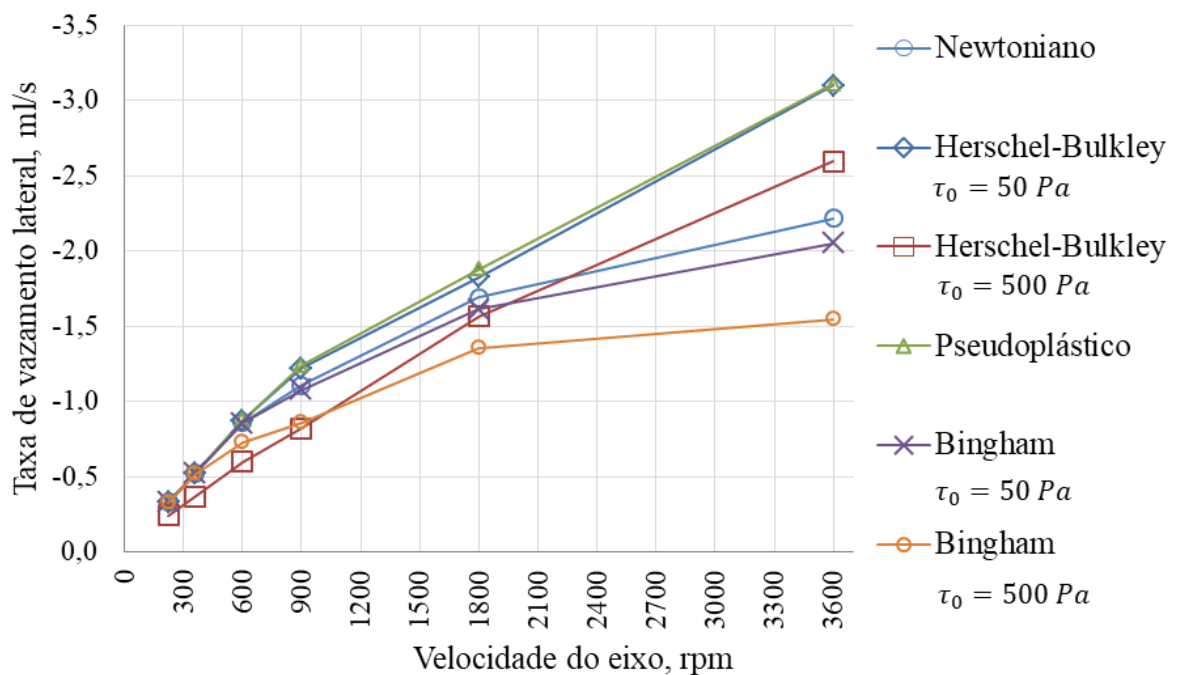
Figura 33- Capacidade de carga do mancal para os fluidos estudados, variando a velocidade do eixo.



Fonte: Próprio Autor

A Figura 34 apresenta os resultados de taxa de vazamento lateral dos fluidos simulados. Observa-se que o fluido de Bingham ( $\tau_0 = 500$  Pa) tem maior capacidade de carga para rotações mais altas, inclusive e acima de 1000 rpm. O fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 500$  Pa) tem menor taxa de vazamento lateral para as rotações mais baixas, abaixo e inclusive 1000 rpm. Os fluidos Pseudoplástico e Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 50$  Pa) têm as maiores taxas de vazamento lateral.

Figura 34- Taxa de vazamento lateral no mancal para diversos fluidos variando a velocidade de eixo.

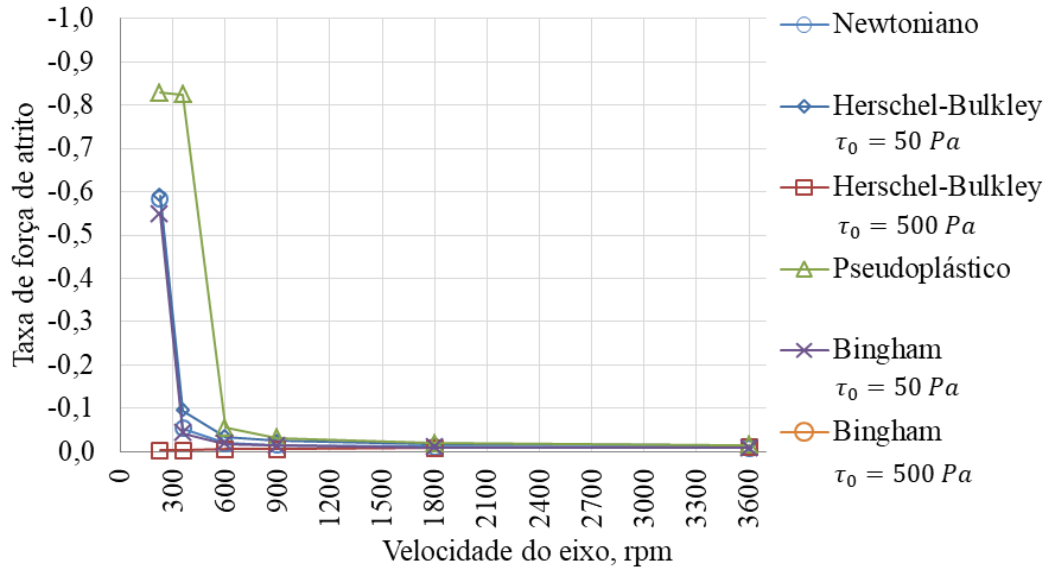


Fonte: Próprio Autor

A taxa de força de atrito gerada em cada fluido foi calculada nas respectivas rotações citadas, sendo o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 500$  Pa) com a menor perda por atrito em função da capacidade de carga. Os valores de taxa de força de atrito têm valores significativos para rotações mais baixas, entre 225 e 600 rpm. Para velocidades superiores a 600 rpm as variações desse parâmetro de desempenho são muito pequenas. Reafirmando a colocação de Sommerfeld (1904) na qual a força de atrito para velocidades mais altas se torna independente da pressão e proporcional à velocidade e para pequenas velocidades torna-se independente da velocidade e proporcional à pressão com que o filme permanece no mancal. A Figura 35 apresenta esses resultados.

As seções a seguir, entre 4.1.2.1 e 4.1.2.2 apresentam os valores dos parâmetros de desempenho para cada fluido em suas respectivas rotações.

Figura 35- Taxa da força de atrito no mancal para valores de velocidade de eixo.

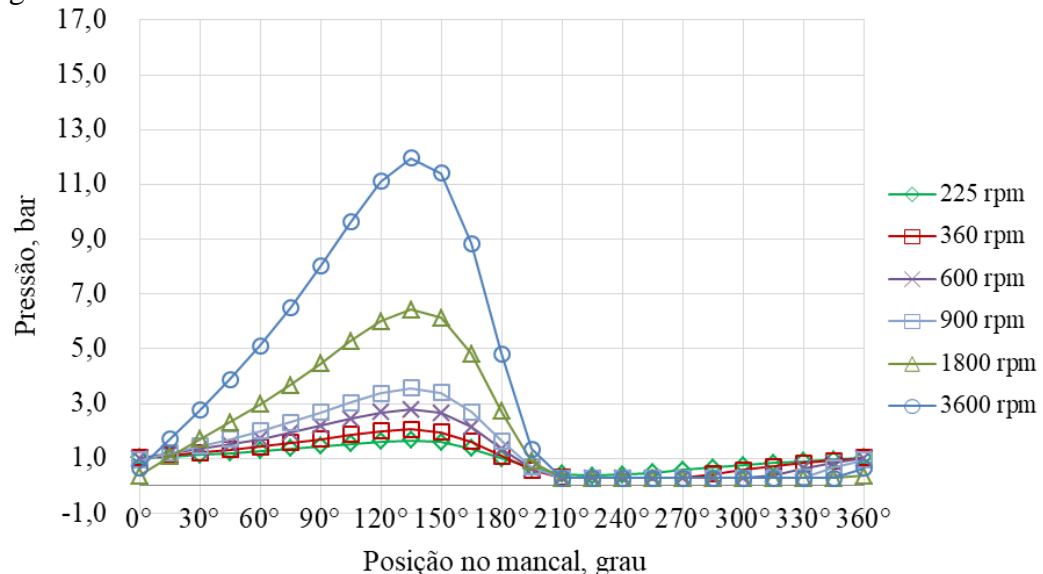


Fonte: Próprio Autor

#### 4.1.2.1 Influência da velocidade na pressão e parâmetros de desempenho: Fluido Newtoniano

Para o mancal com fluido Newtoniano a Figura 36 apresenta os resultados para as velocidades citadas na seção anterior. Observa-se que, para velocidades maiores, os valores de pressão aos logo da linha de centro do mancal aumentam proporcionalmente.

Figura 36- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de velocidade de eixo.



Fonte: Próprio Autor

Para o mesmo fluido Newtoniano, também ocorre o aumento da região de pressão abaixo da pressão atmosférica, próximo à pressão de cavitação, no qual pode ser observado na Figura 36. Na velocidade de 225 rpm a pressão na região divergente não atinge os valores da pressão de cavitação. Nas demais velocidades, de 360 a 3600 rpm, a pressão nessa região atinge a pressão de cavitação, de modo que nas rotações mais baixas a região é menor e nas rotações mais altas a região de baixas pressões aumenta.

A Figura 37 contém algumas imagens de alguns dos resultados de distribuição de pressão sobre toda a superfície do mancal.

Com tais resultados de pressão, foram calculados os valores dos parâmetros de desempenho para o fluido Newtoniano, como os presentes na Figura 38, na qual se observa que a capacidade de carga do mancal com fluido Newtoniano para várias velocidades do eixo. O comportamento do fluido referente à capacidade de carga não é linear para baixas velocidades. Para velocidades mais altas o comportamento se torna mais linear. Observa-se também que a taxa de aumento da capacidade de carga é polinomial com coeficiente positivo, ou seja, aumenta à medida que a velocidade no mancal aumenta em uma razão superior a da velocidade anterior.

Figura 37- Distribuição de pressão em toda a superfície do mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.

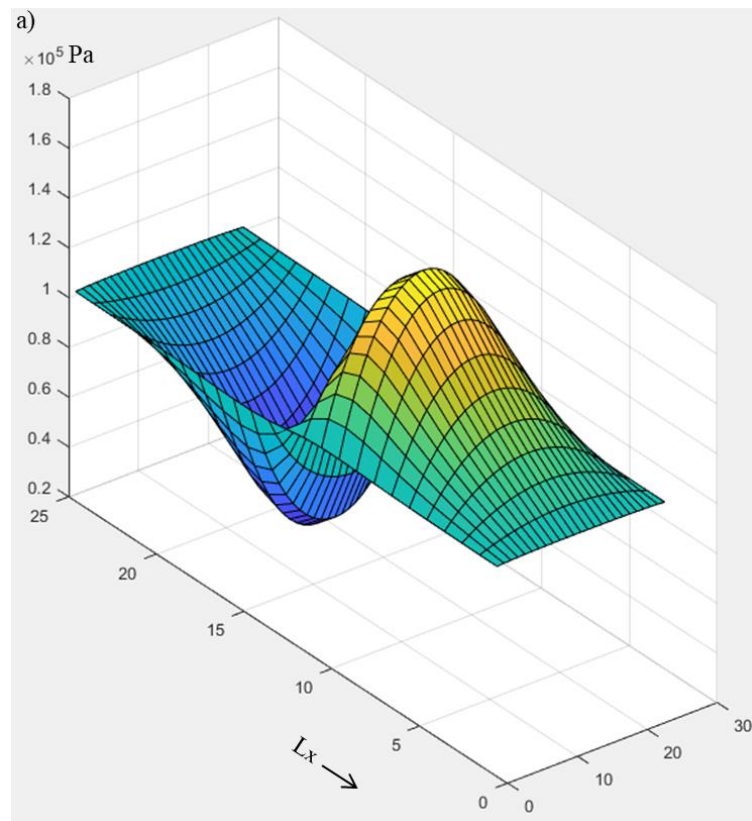


Figura 37 (continuação)- Distribuição de pressão em toda a superfície do mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.

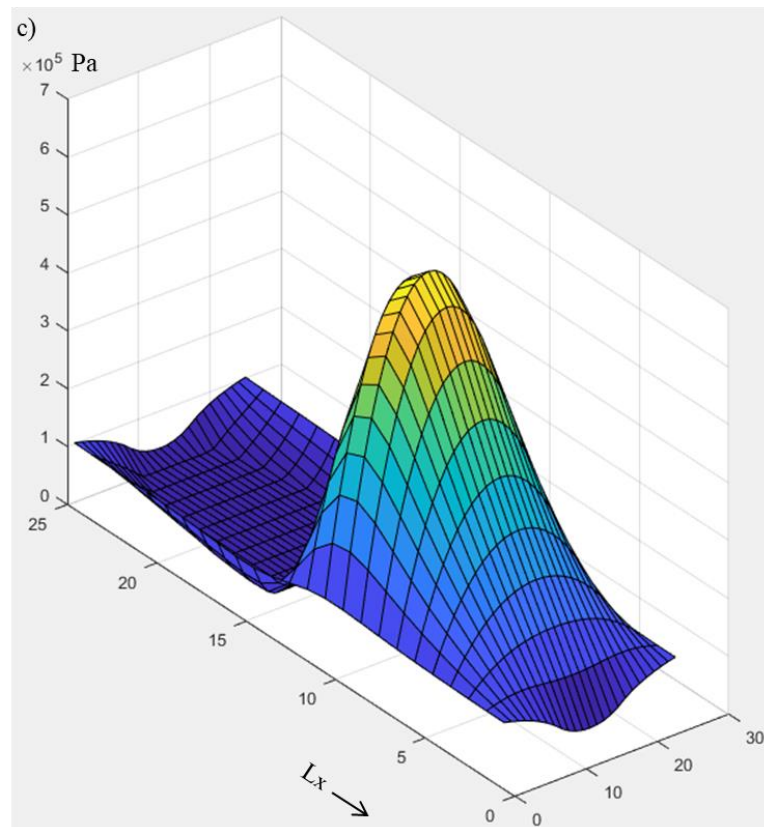
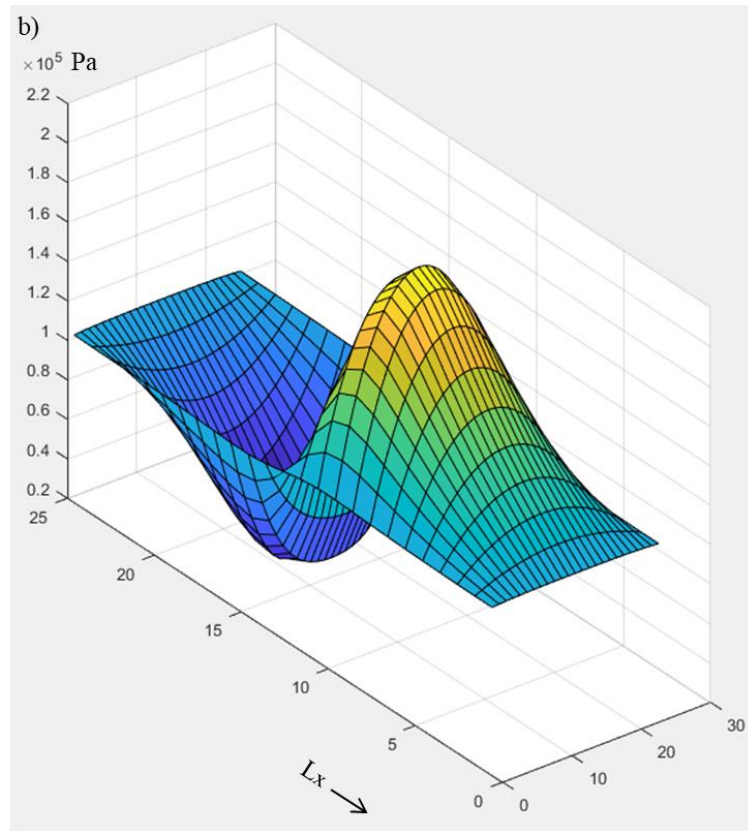
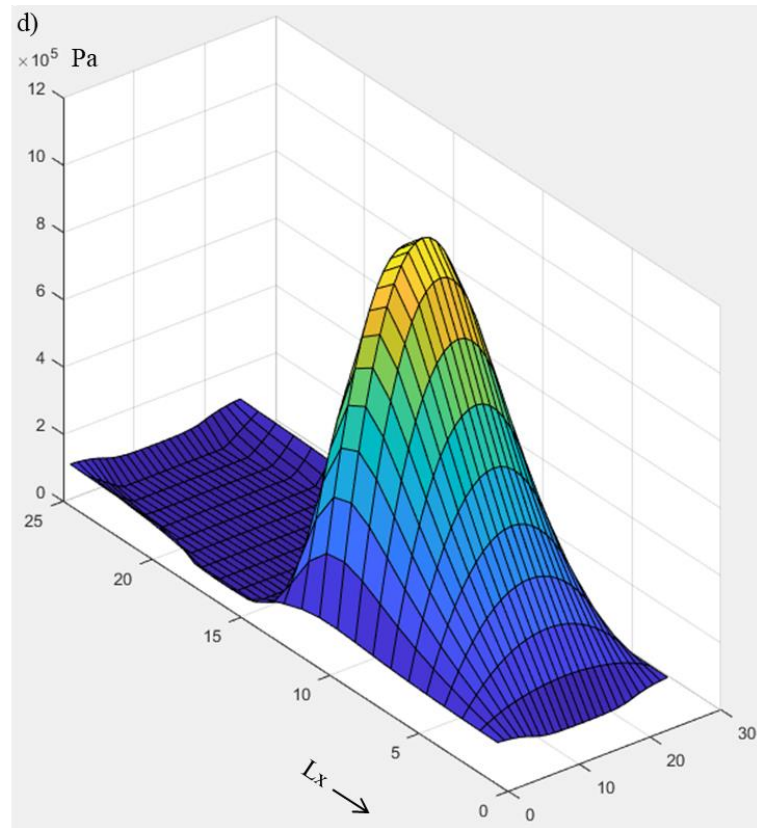


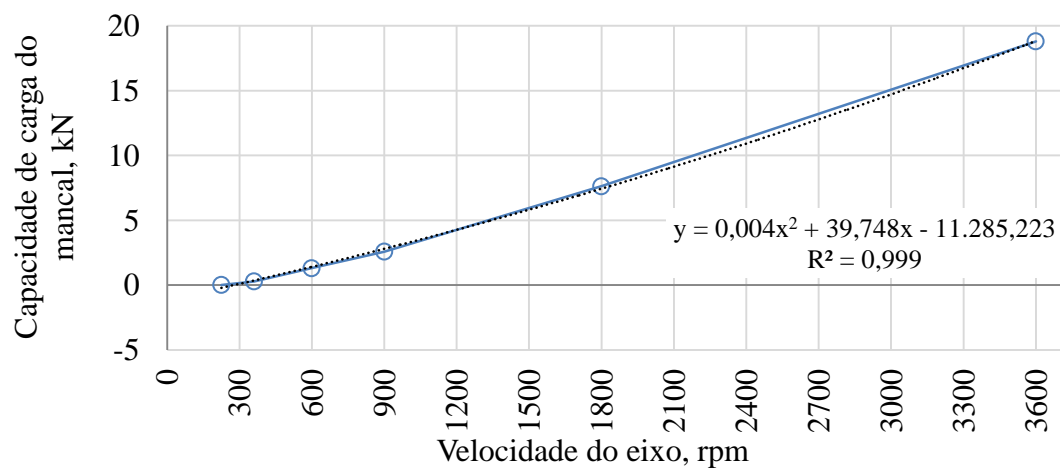


Figura 37 (continuação)- Distribuição de pressão em toda a superfície do mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Figura 38- Capacidade de carga do mancal para o fluido Newtoniano, para alguns valores de velocidade de eixo.



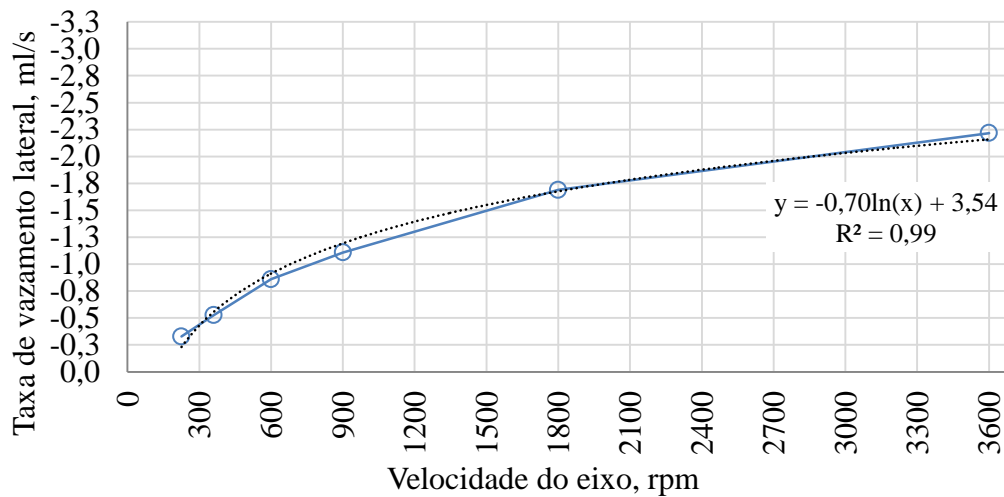
Fonte: Próprio Autor

Referente à taxa de vazamento lateral, o fluido Newtoniano apresenta aumento da taxa de vazamento lateral a medida que a velocidade aumenta, porém essa taxa de crescimento

diminui com o aumento da rotação. Nesse caso, é possível verificar na Figura 39 uma curva aproximada que passa pelos pontos correspondentes aos valores calculados para cada velocidade. A razão desse crescimento aproxima-se de uma curva logarítmica.

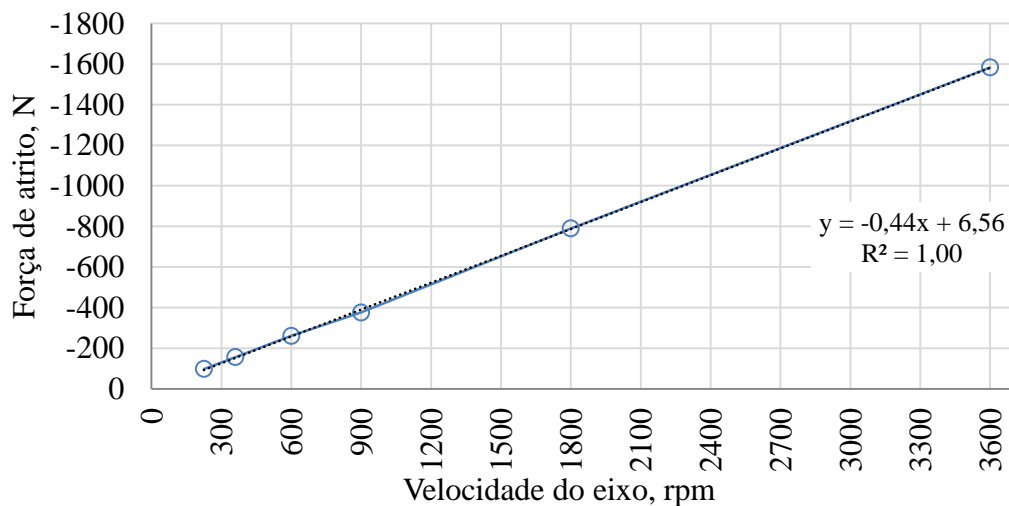
Algumas soluções na literatura não levam em consideração a pressão de cavitação na região divergente do mancal. Essa consideração pode gerar resultados diferentes dos obtidos no presente trabalho, pois se pode ocorrer entrada de fluido no mancal na região divergente, conforme discutido acerca da Figura 8, na qual as pressões são inferiores às pressões atmosféricas, na qual em alguns casos atingem a pressão de cavitação.

Figura 39- Taxa de vazamento lateral do mancal para o fluido Newtoniano, para alguns valores de velocidade de eixo.



Fonte: Próprio Autor

Figura 40- Força de atrito no mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de velocidade de eixo.



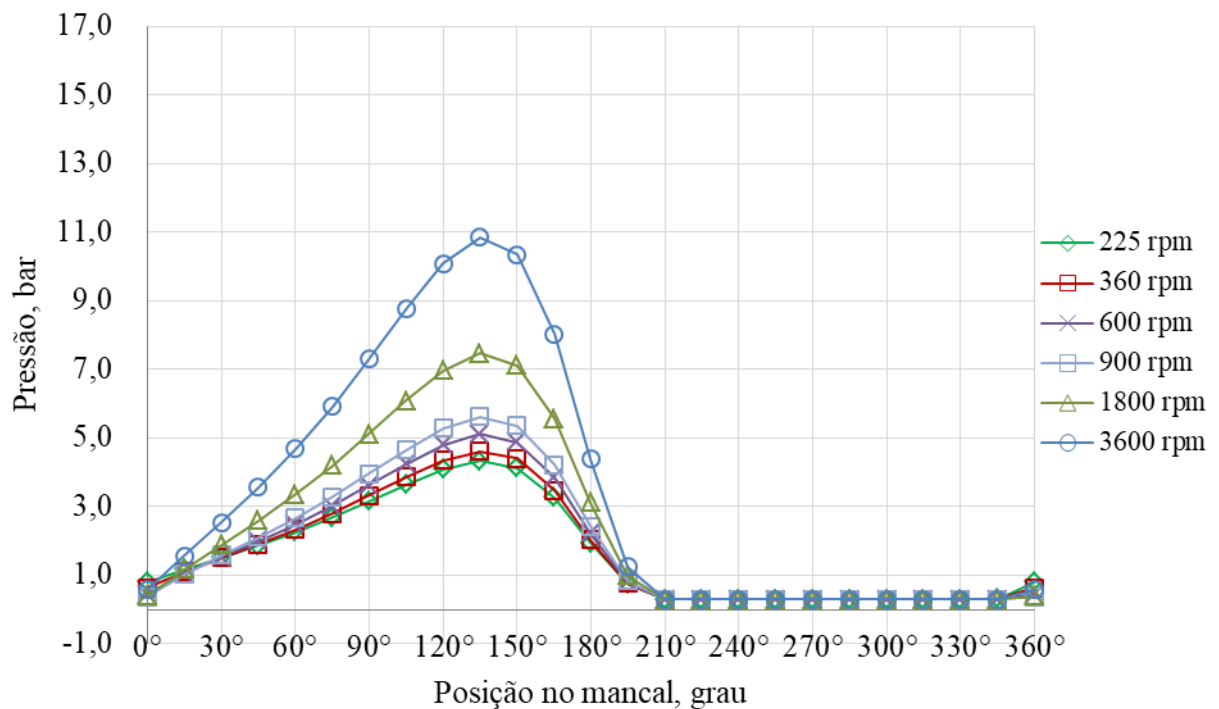
Fonte: Próprio Autor

#### 4.1.2.2 Influência da velocidade no valor da pressão e parâmetros de desempenho: Fluido não-Newtoniano Herschel-Bulkley com $\tau_0 = 500$ Pa.

Para o fluido não-Newtoniano Herschel-Bulkley com  $\tau_0 = 500$  Pa foram realizadas as simulações da mesma forma que as apresentadas na seção anterior 4.1.2.1 e serão apresentadas nessa seção por ter características vantajosas comparadas ao fluido Newtoniano. Alguns dos resultados apresentados nessa seção estão também presentes nas Figuras 33, 34 e 35.

Através da Figura 41 é possível observar a distribuição de pressão ao longo da linha de centro do mancal, no sentido longitudinal do mesmo, na qual os valores de pressão aumentam de acordo com o aumento da velocidade de rotação, como esperado.

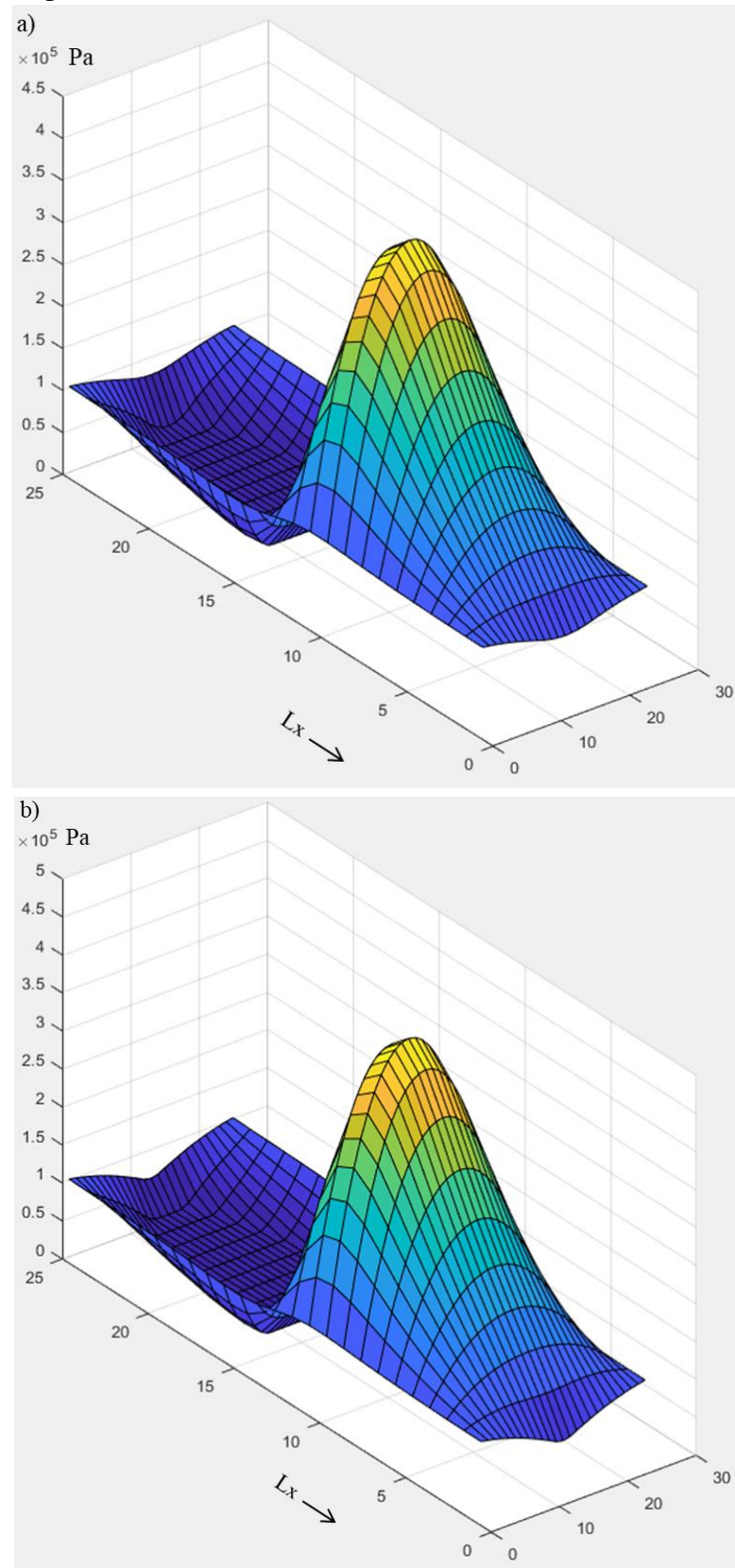
Figura 41- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal no sentido longitudinal para o fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0 = 500$  Pa para alguns valores de velocidade de eixo.



Fonte: Próprio Autor

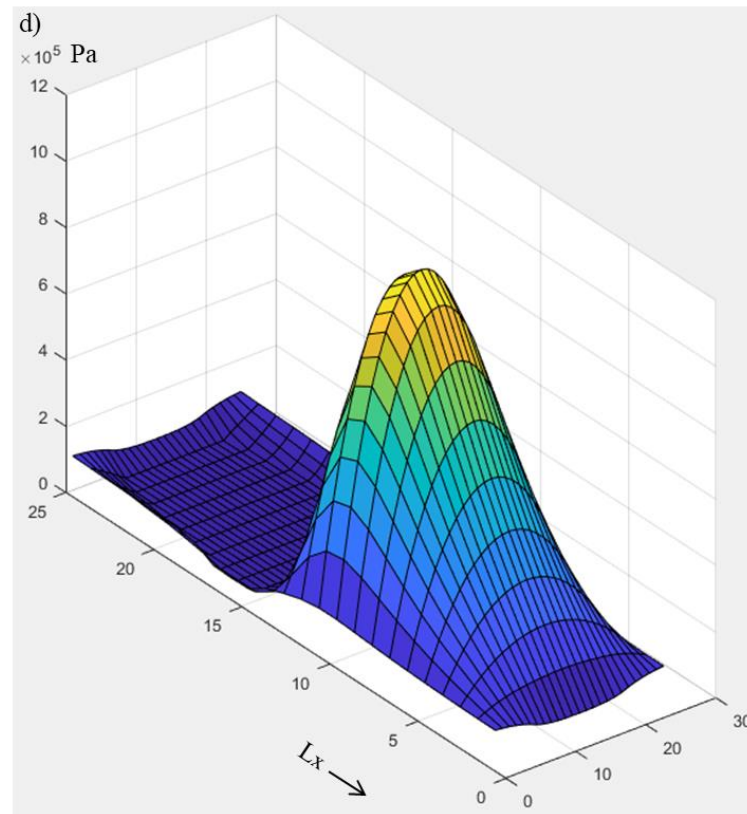
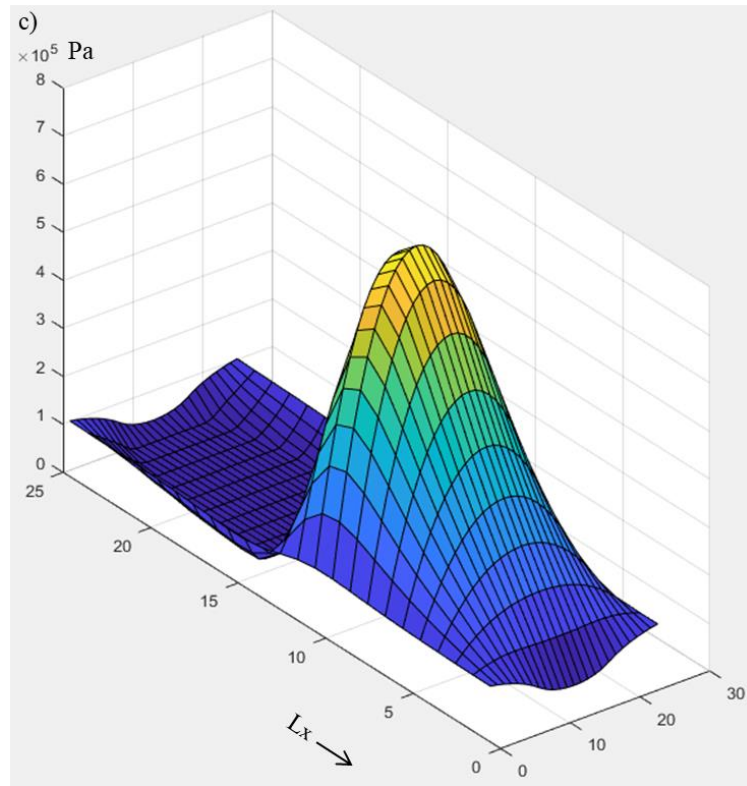
Comparativamente aos demais fluidos, também ocorre o aumento da região de pressão abaixo da pressão atmosférica, próximo à pressão de cavitação, na qual pode ser observado na Figura 42. Em todos os valores de velocidade a pressão na região divergente atinge os valores da pressão de cavitação. A Figura 42 contém algumas imagens de alguns dos resultados de distribuição de pressão sobre toda a superfície do mancal.

Figura 42- Distribuição de pressão em toda a superfície do mancal para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 500$  Pa) para alguns valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.



Fonte: Próprio Autor

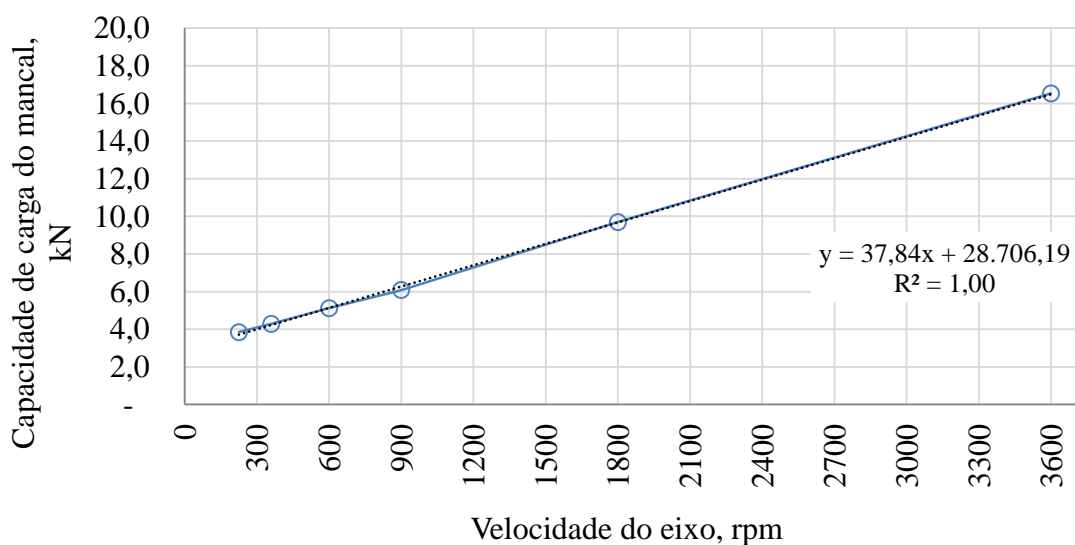
Figura 42 (continuação)- Distribuição de pressão em toda a superfície do mancal para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 500$  Pa) para alguns valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Na Figura 43, se observa a capacidade de carga do mancal com fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 500$  Pa) para várias velocidades do eixo. O comportamento do fluido referente à capacidade de carga é aproximadamente linear para todas as velocidades simuladas e a capacidade de carga aumenta à medida que a velocidade no mancal aumenta, conforme esperado, devido ao comportamento dos fluidos discutido anteriormente.

Figura 43- Capacidade de carga do mancal para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 500$  Pa;  $n=0,95$ ), para alguns valores de velocidade de eixo.

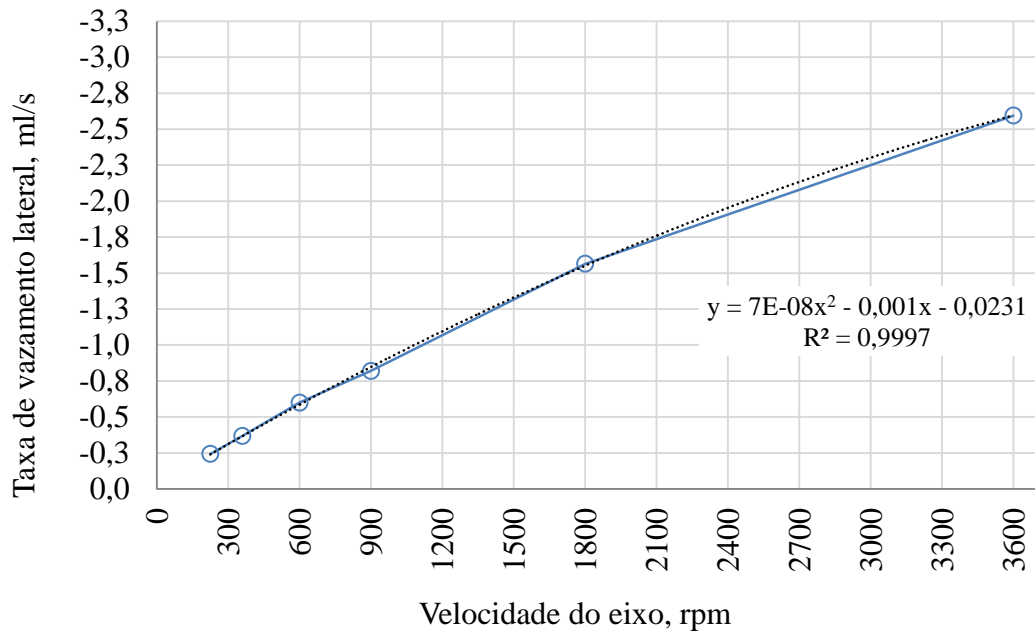


Fonte: Próprio Autor

Quanto à taxa de vazamento lateral, o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 500$  Pa) apresenta aumento da taxa de vazamento lateral à medida que a velocidade aumenta, porém essa taxa de crescimento diminui com o aumento da rotação. Nesse caso, é possível verificar na Figura 44 uma curva aproximada que passa pelos pontos correspondentes aos valores calculados para cada velocidade. A razão desse crescimento presente na Figura 44 é aproximadamente polinomial e ocorre devido ao aumento da pressão na região convergente e a medida na qual a velocidade aumenta. O decréscimo da taxa de variação à medida na qual a velocidade aumenta é devido ao aumento da taxa de entrada de fluido na região de cavitação.

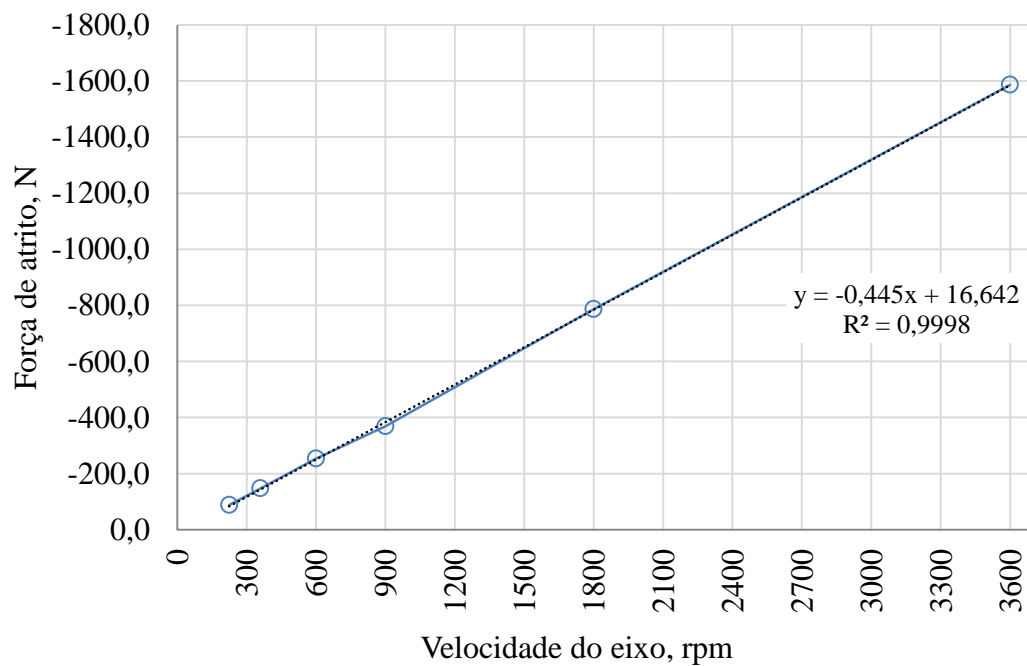
Os resultados de força de atrito para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0 = 500$  Pa) foram simulados considerando-se as mesmas velocidades e seus valores também aumentam com o aumento do valor da velocidade. Nesse parâmetro de desempenho o crescimento é linearmente proporcional ao aumento da velocidade de rotação, conforme apresentado na Figura 45.

Figura 44- Taxa de vazamento lateral do mancal para o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$  Pa;  $n=0,95$ ), para alguns valores de velocidade de eixo.



Fonte: Próprio Autor

Figura 45- Força de atrito no mancal para o fluido Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500$  Pa  $\varepsilon=0,95$  para alguns valores de velocidade de eixo.



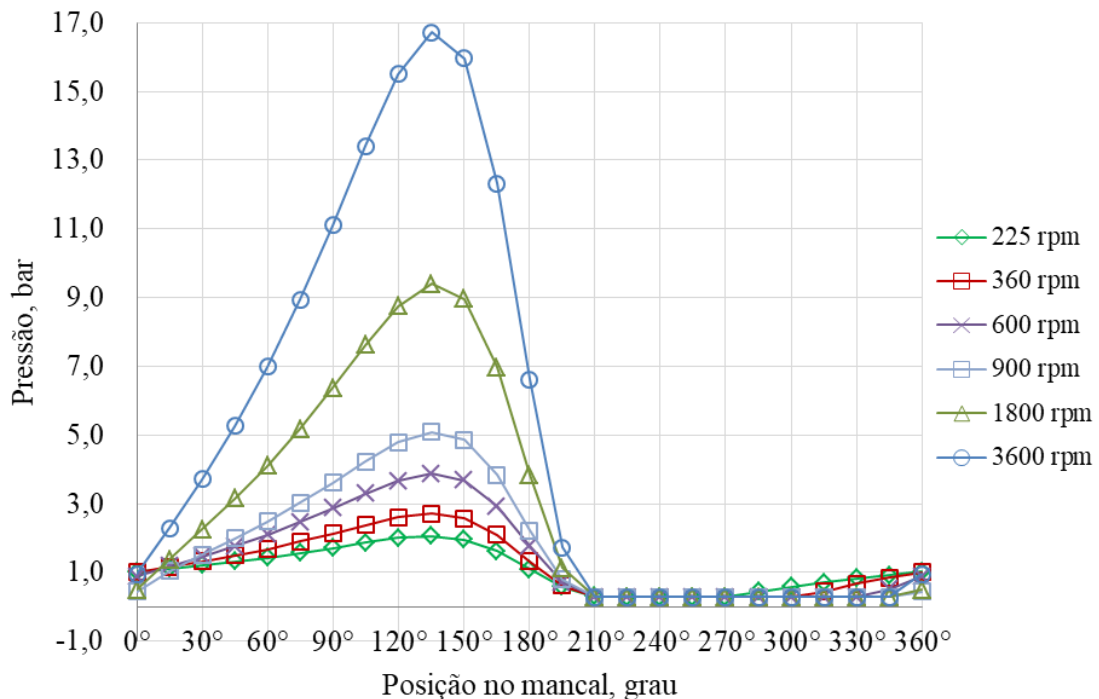
Fonte: Próprio Autor

#### 4.1.2.3 Influência da velocidade na distribuição pressão e parâmetros de desempenho: Fluido não-Newtoniano de Bingham com $\tau_0 = 500$ Pa.

O fluido não-Newtoniano de Bingham com  $\tau_0 = 500$  Pa foi simulado conforme os demais fluidos do presente trabalho e será apresentado e comentado nessa seção por ter características vantajosas comparadas com o fluido Newtoniano e Herschel-Bulkley, para uma faixa específica de velocidade no mancal. Alguns resultados apresentados nessa seção também estão presentes nas Figuras 33, 34 e 35, de modo que se comparou aos demais fluidos.

Na Figura 46 é possível observar a distribuição de pressão ao longo da linha de centro do mancal, no sentido longitudinal do mesmo, na qual os valores de pressão aumentam de acordo com o aumento da velocidade de rotação.

Figura 46- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal no sentido longitudinal para o fluido de Bingham com  $\tau_0 = 500$  Pa para alguns valores de velocidade de eixo.



Fonte: Próprio Autor

Com relação aos demais fluidos, também ocorre o aumento da região de pressão abaixo da pressão atmosférica, próximo à pressão de cavitação, no qual pode ser observado na Figura 47. Em todos os valores de velocidade a pressão na região divergente atinge os valores da pressão de cavitação, no entanto para rotações mais baixas a região na qual a pressão atinge o



valor da pressão de cavitação é menor, comparada ao fluido Herschel-Bulkley com a mesma tensão inicial. Alguns resultados de distribuição de pressão sobre toda a superfície do mancal com fluido Bingham com tensão inicial igual a 500 Pa estão presentes na Figura 47, para algumas velocidades

Figura 47- Distribuição de pressão na superfície do mancal para o fluido de Bingham ( $\tau_0 = 500$  Pa) para os valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.

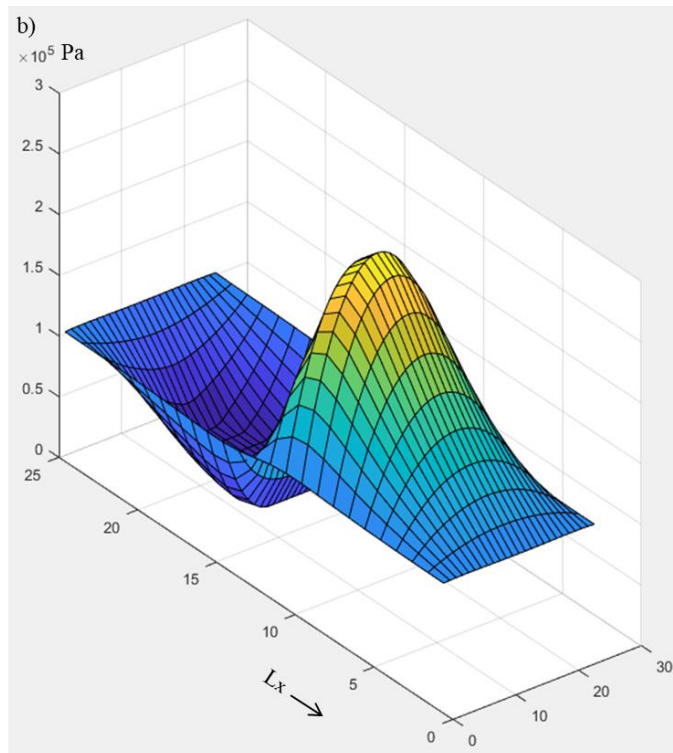
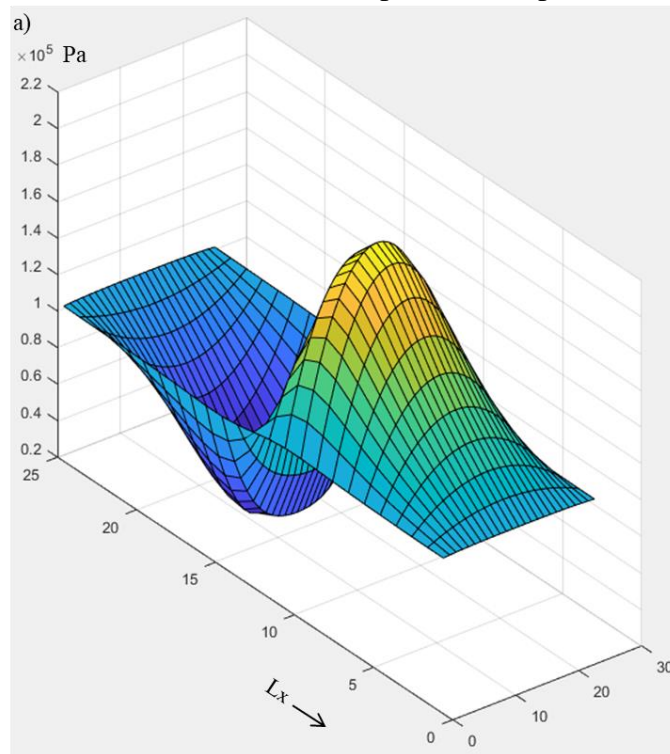
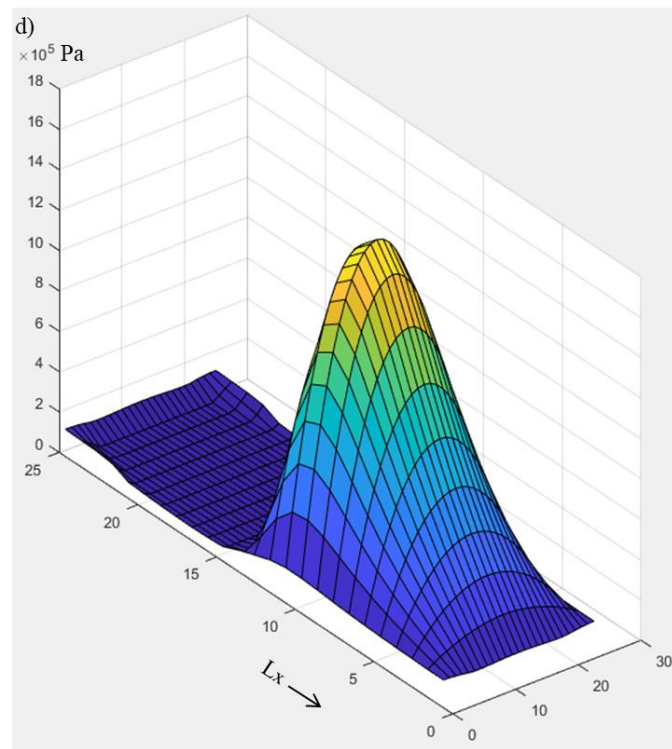
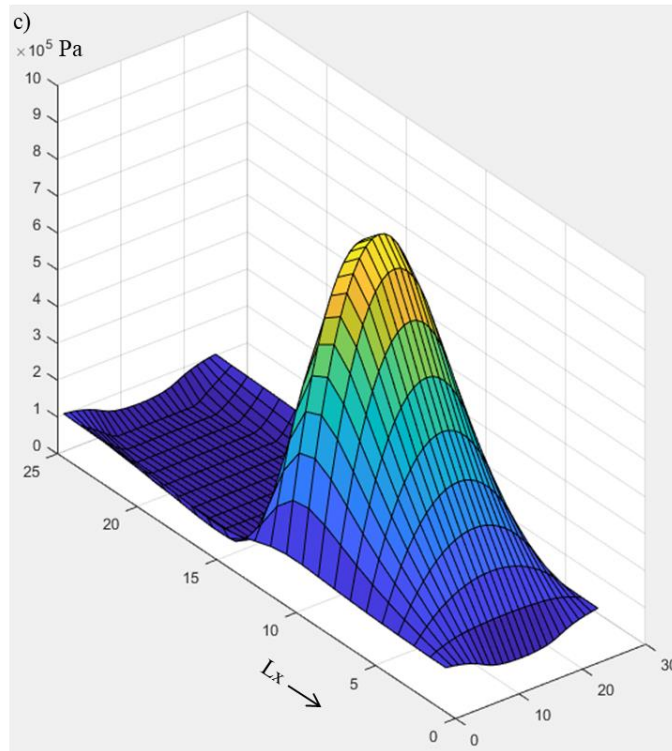


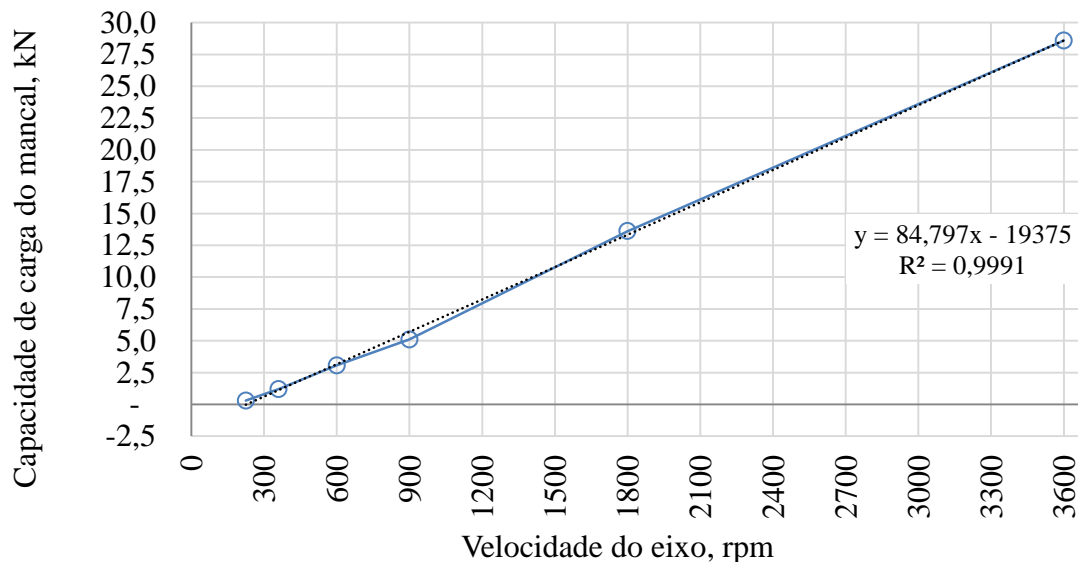
Figura 47 (continuação)- Distribuição de pressão em toda a superfície do mancal para o fluido Bingham ( $\tau_0 = 500$  Pa) para alguns valores de velocidade de eixo. a) 225 rpm. b) 360 rpm. c) 1800 rpm. d) 3600 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Na Figura 48, observa-se as capacidades de carga do mancal com fluido de Bingham ( $\tau_0 = 500$  Pa) para várias velocidades do eixo. O comportamento do fluido referente à capacidade de carga é aproximadamente linear para todas as velocidades simuladas e a capacidade de carga aumenta à medida que a velocidade no mancal aumenta, como esperado. Nesse caso se obteve os maiores valores de capacidade de carga dentre todos os fluidos simulados, isto ocorre devido ao fluido de Bingham ter uma tensão inicial de escoamento e consequentemente necessitar de uma tensão de cisalhamento em função da taxa de cisalhamento maior para escoar, proporcionando um valor de pressão maior, como apresentado na Figura 24, anteriormente.

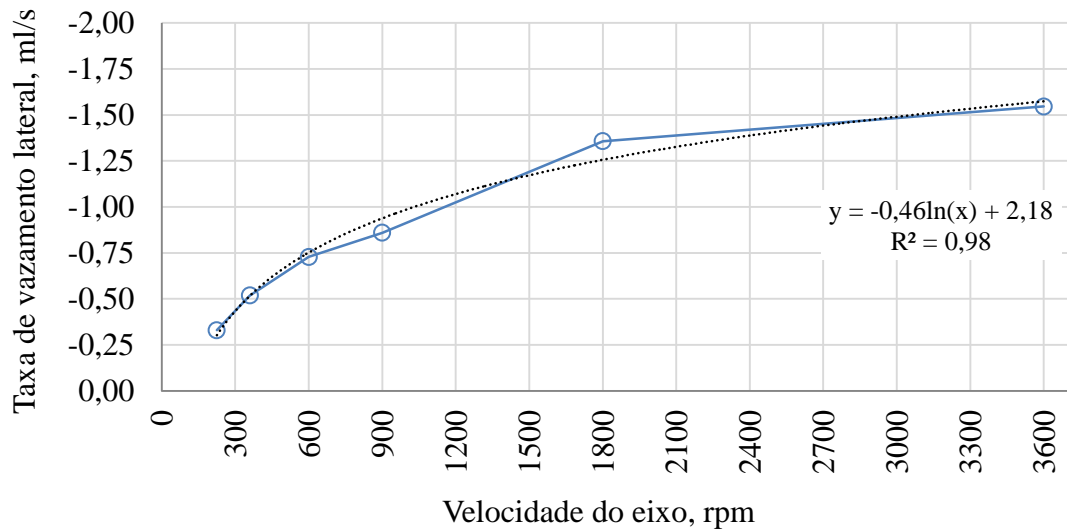
Figura 48- Capacidade de carga do mancal para o fluido de Bingham ( $\tau_0 = 500$  Pa) , para alguns valores de velocidade de eixo.



Fonte: Próprio Autor

Referente à taxa de vazamento lateral, o fluido de Bingham ( $\tau_0 = 500$  Pa) apresenta aumento da taxa de vazamento lateral à medida que a velocidade aumenta, porém essa taxa de crescimento diminui com o aumento da rotação. Nesse caso, é possível verificar na Figura 49 uma curva aproximada que passa pelos pontos correspondentes aos valores calculados para cada velocidade. A razão desse crescimento presente na Figura 49 é aproximadamente logarítmica com coeficiente negativo, similar aos resultados obtidos com o fluido Newtoniano. A taxa de vazamento lateral para esse fluido é menor devido a entrada de fluido na região de cavitação ser maior.

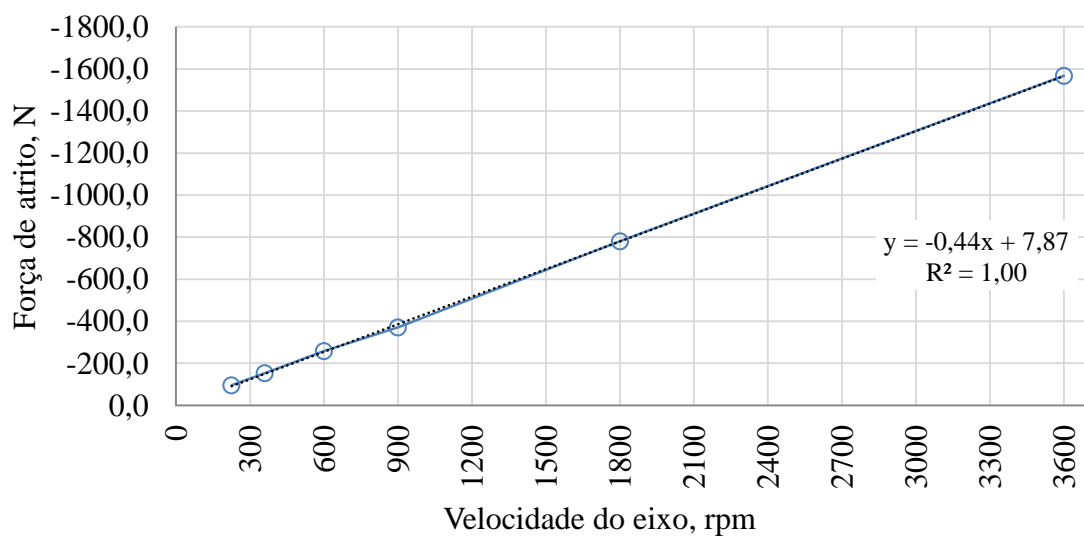
Figura 49- Taxa de vazamento lateral no mancal para o fluido Bingham com  $\tau_0=500$  Pa para alguns valores de velocidade de eixo.



Fonte: Próprio Autor

Conforme presente na Figura 50 os resultados de força de atrito para o fluido Bingham ( $\tau_0 = 500$  Pa), esse parâmetro de desempenho varia linearmente com a variação da velocidade. As forças de atrito aumentam com o aumento da velocidade.

Figura 50- Força de atrito no mancal para o fluido de Bingham com  $\tau_0=500$  Pa para alguns valores de velocidade de eixo.



Fonte: Próprio Autor

### 4.1.3 Influência nos parâmetros de desempenho devido ao expoente nos fluidos Herschel-Bulkley

A variação do comportamento da viscosidade dos fluidos Pseudoplásticos é representada por expressões matemáticas de aproximação dos resultados experimentais. Para tais aproximações se utiliza a equação (5) ou variáveis da mesma, na qual se utiliza o expoente  $n$  na equação para representar tal comportamento. Basicamente, o fluido Herschel-Bulkley é um fluido que possui uma tensão inicial para iniciar o seu escoamento, com comportamento de um Pseudoplástico. No presente trabalho, para o fluido Herschel-Bulkley se variou o expoente da equação (46) com os valores, 0,990, 0,975, 0,950 e 0,900 para a obtenção das respectivas distribuições de pressão sobre a superfície do mancal. Nessa seção, está sendo considerado que a tensão inicial do fluido é igual a 500 Pa. Os valores de pressão para essa análise estão presentes na Figura 52, que representa apenas os valores na linha de centro, no sentido longitudinal do mancal.

Observa-se na Figura 52 que ocorre variação nos valores da pressão conforme a variação no valor do expoente  $n$ . Para a velocidade considerada de 1800 rpm se obtém maiores valores de pressão para valores de expoentes menores devido à faixa de operação relacionada ao formato da curva nessa região na qual as tensões de cisalhamento em função da taxa de cisalhamento aumentam, conforme a Figura 51.

Figura 51- Comportamento do fluido de Herschel-Bulkley relacionado ao expoente  $n$  em função da velocidade de eixo.

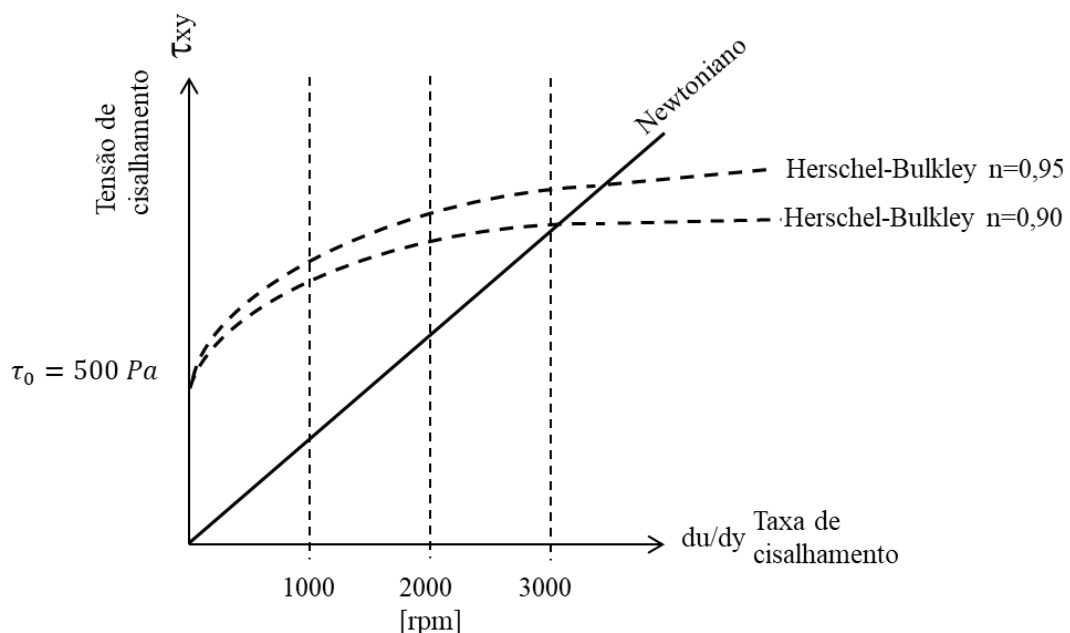
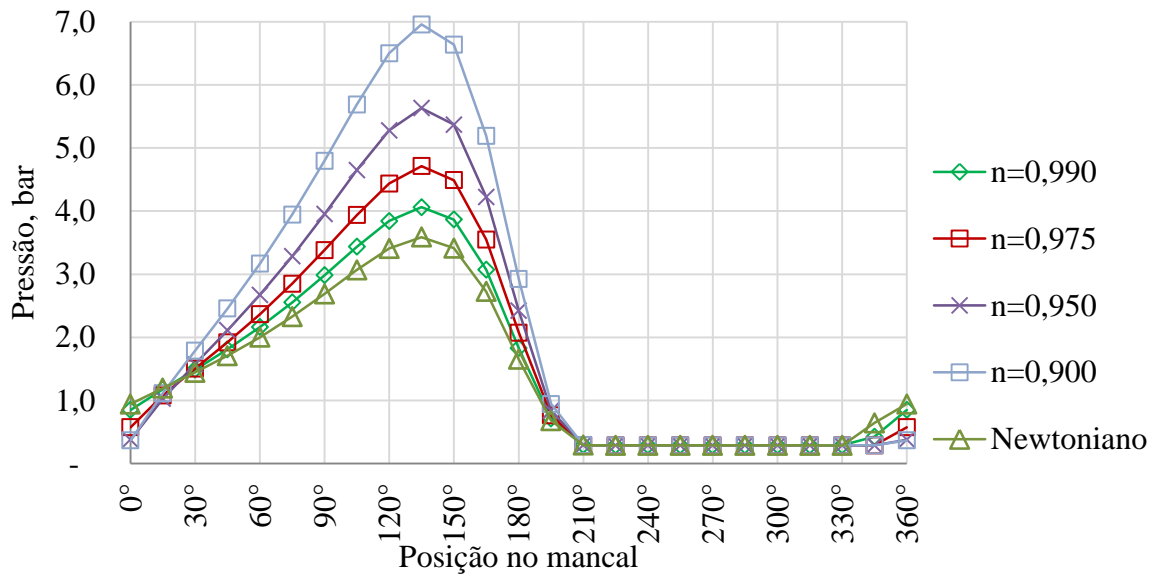


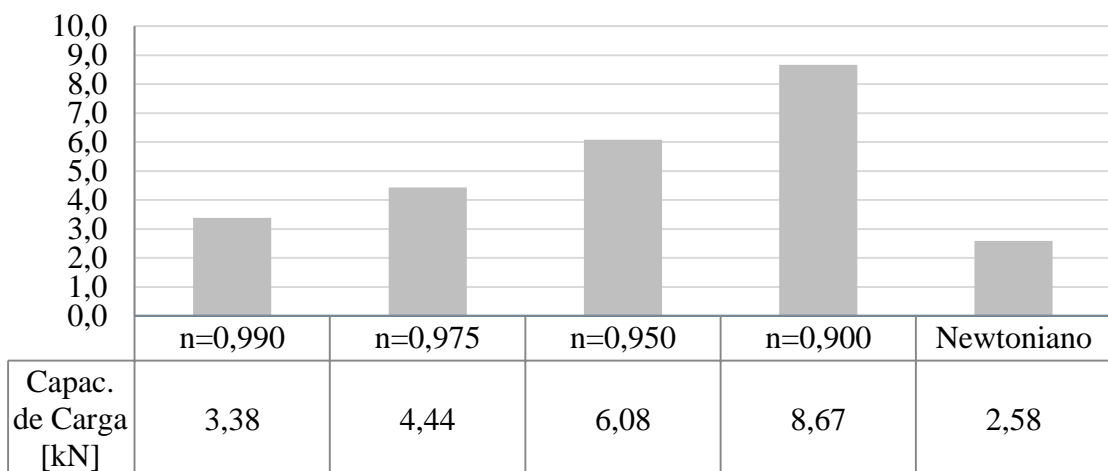
Figura 52- Distribuição de pressão na linha de centro, no sentido longitudinal do mancal em função do expoente  $n$  para o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial  $\tau_0=500$  Pa a 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Os resultados de capacidade de carga para os expoentes considerados estão presentes na Figura 53, na qual se observa que o fluido Herschel-Bulkley com expoente  $n=0,900$  é o que apresenta o maior valor. Porém, não se pode afirmar que para todas as faixas de velocidade esse comportamento se repete, sendo necessário realizar simulações caso a caso, pois a viscosidade varia ponto a ponto no mancal.

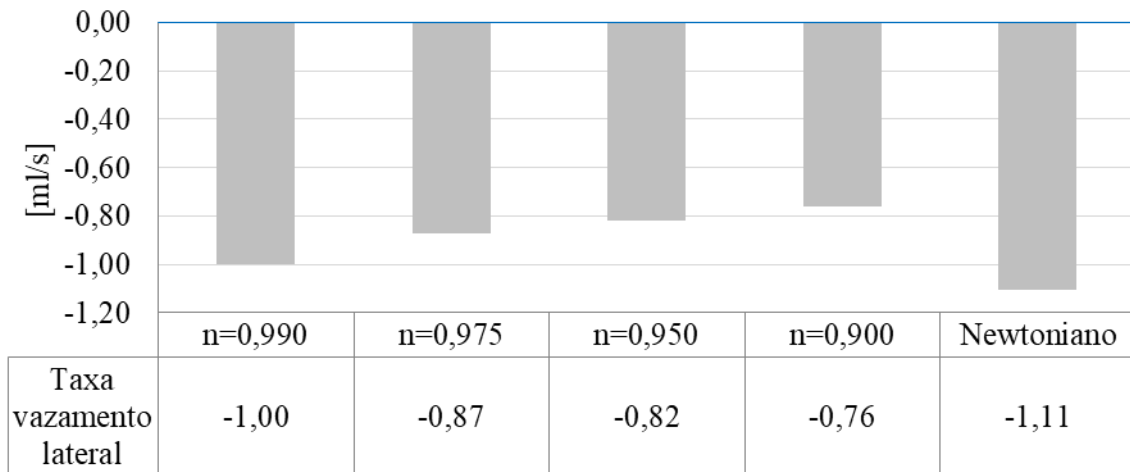
Figura 53- Capacidade de carga do mancal em função do expoente  $n$  para o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial  $\tau_0=500$  Pa a 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Existe uma relação inversamente proporcional entre os valores de capacidade de carga e a taxa de vazamento lateral, estes, apresentados na Figura 54. A proporcionalidade inversa é notada comparando o expoente  $n=0,900$ , no qual o mesmo tem maior valor na Figura 53 e menor valor na Figura 54. Para os demais, expoentes a mesma afirmação é válida.

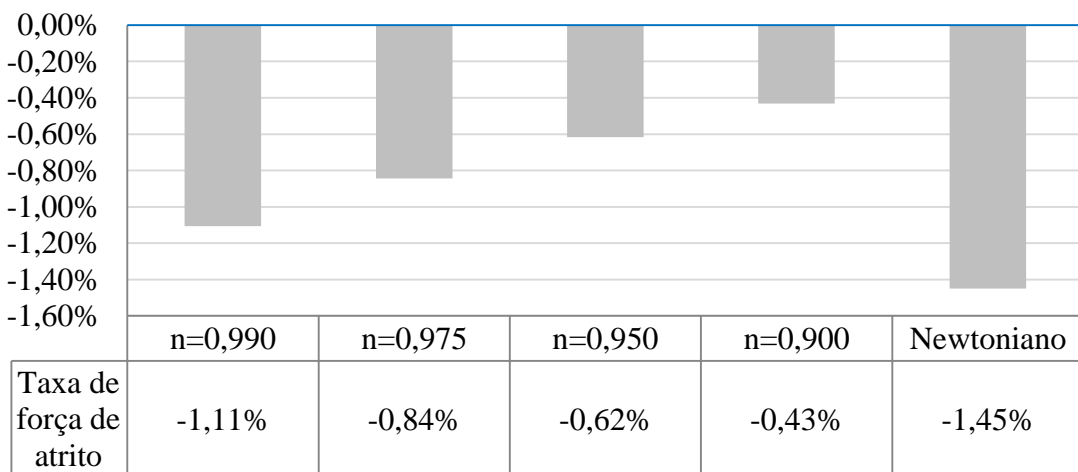
Figura 54- Taxa de vazamento lateral do mancal em função do expoente  $n$  para o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial  $\tau_0=500$  Pa a 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

As taxas de força de atrito nos fluidos diminuem à medida que o expoente da equação do fluido Herschel-Bulkley em discussão aumenta, conforme presente na Figura 55, como esperado.

Figura 55- Taxa de força de atrito no mancal em função do expoente  $n$  para o fluido Herschel-Bulkley com tensão inicial  $\tau_0=500$  Pa a 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor.

## 4.2 INFLUÊNCIA NOS PARÂMETROS DE DESEMPENHO DEVIDO À RAZÃO DE EXCENTRICIDADE

A razão de excentricidade  $\varepsilon$ , é a relação entre a excentricidade  $e$  e a folga  $c$ ,  $\varepsilon=e/c$ .

Para um determinado munhão ou eixo que gira sobre o seu próprio eixo e está apoiado sobre um filme de fluido viscoso, submetido a uma carga, o mesmo desloca-se em relação ao centro do mancal provocando uma excentricidade entre o eixo e o mancal. Ao variar a razão de excentricidade, com valores iguais a 0,60, 0,70 e 0,80 conforme realizado no presente trabalho para o fluido Newtoniano e o fluido Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$  Pa e  $n=0,95$ ), ocorreram aumentos nas pressões nos fluidos à medida que se aumenta a razão de excentricidade. A Figura 56 contém a distribuição de pressão ao longo da linha de centro longitudinal referente ao fluido Newtoniano, contendo as três razões de excentricidade. Observa-se nessa figura que ocorre o aumento da pressão proporcionalmente ao aumento do valor de  $\varepsilon$ .

Comparando os valores da Figura 56, Newtoniano, com os valores apresentados na Figura 57, Herschel-Bulkley com  $\tau_0=500$  Pa, nota-se que há uma maior diferença entre as pressões dos dois fluidos conforme a razão de excentricidade aumenta. No caso do fluido Newtoniano com  $\varepsilon=0,60$  e o Herschel-Bulkley com  $\varepsilon=0,60$ , os valores das capacidades de carga são diferentes, sendo que o fluido Herschel-Bulkley tem maior valor, 28,9%. Para a  $\varepsilon=0,70$  a diferença aumenta para o valor de 29,4% e para  $\varepsilon=0,8$  a diferença aumenta para 33,5%, conforme apresenta a Tabela 3.

Essa comparação é significativamente importante no sentido de se realizar projetos de mancais mais estreitos para atender a uma faixa de pressão em que geralmente se utiliza um fluido Newtoniano, no qual se pode admitir uma razão de excentricidade maior. A diminuição de componentes com a utilização de fluidos reológicos também tem um aspecto de aumento da eficiência nos projetos pela menor utilização dos recursos em geral, como por exemplo, a diminuição do tamanho dos motores de combustão interna.

Tabela 3- Capacidade de carga do mancal para alguns valores de razão de excentricidade para os fluidos Newtoniano e Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$  Pa e  $n=0,95$ ).

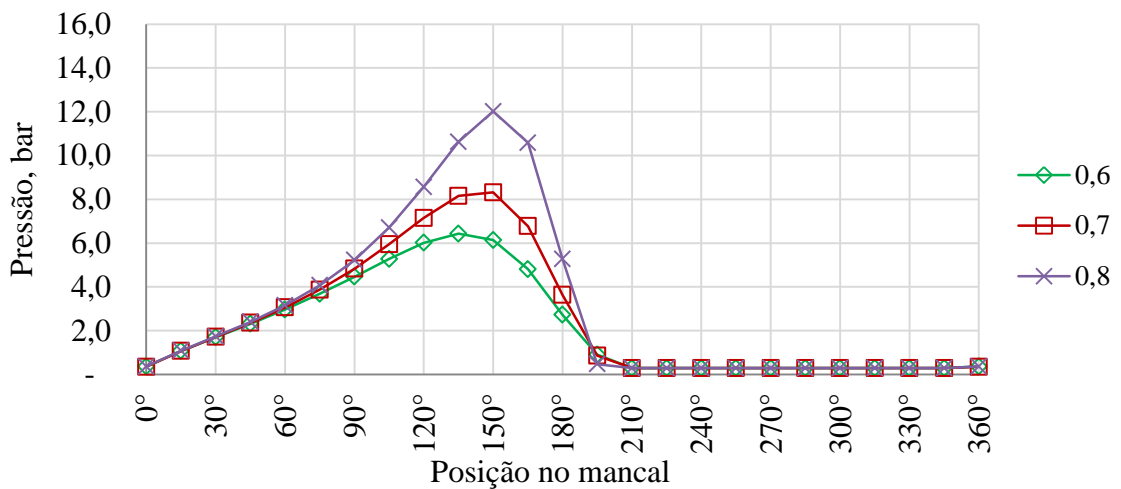
Fluido	$\varepsilon=0,6$	$\varepsilon=0,7$	$\varepsilon=0,8$
Newtoniano, kN	7,52	10,33	14,45
Herschel-Bulkley, kN	9,69	13,37	19,29
Diferença, %	28,9	29,4	33,5

Fonte: Próprio Autor



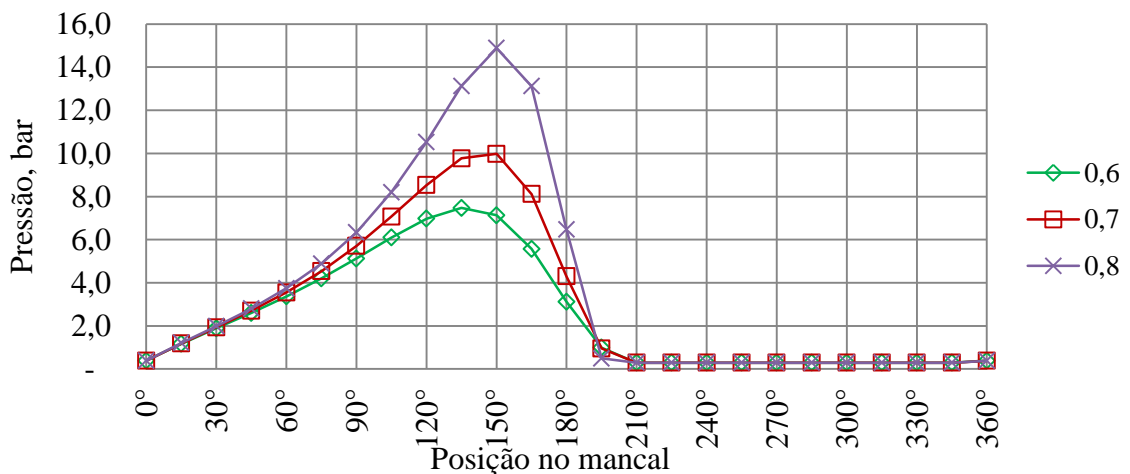
Para os demais parâmetros de desempenho, não houve diferenças significativas entre os dois fluidos. Uma análise pouco discutida na literatura é a respeito da taxa de vazamento lateral, pois muito se atrela o vazamento ao valor da pressão na região convergente do mancal, na qual a mesma é em geral positiva, conforme a meia solução de Sommerfeld (1904). Porém, na região divergente pode ocorrer à entrada de fluido no mancal significativamente a ponto de ocorrer um equilíbrio no qual o balanço de massa do fluido que atravessa o volume de controle do sistema ser nulo.

Figura 56- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal para o fluido Newtoniano para alguns valores de razão de excentricidade  $\varepsilon$  a 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Figura 57- Distribuição de pressão na linha de centro do mancal para o fluido Herschel-Bulkley  $\tau_0=500$  Pa e  $n=0,95$  para alguns valores de razão de excentricidade  $\varepsilon$  à 1800 rpm.



Fonte: Próprio Autor

A Figura 58 contém as distribuições de pressão sobre toda a superfície do mancal para as duas situações analisadas, Newtoniana e Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$  Pa e  $n=0,95$ ).

Figura 58- Distribuição de pressão no mancal para alguns valores de razão de excentricidade para os fluidos Newtoniano e Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$  Pa e  $n=0,95$ ). a)  $\varepsilon=0,6$ . b)  $\varepsilon=0,7$ . c)  $\varepsilon=0,8$ .

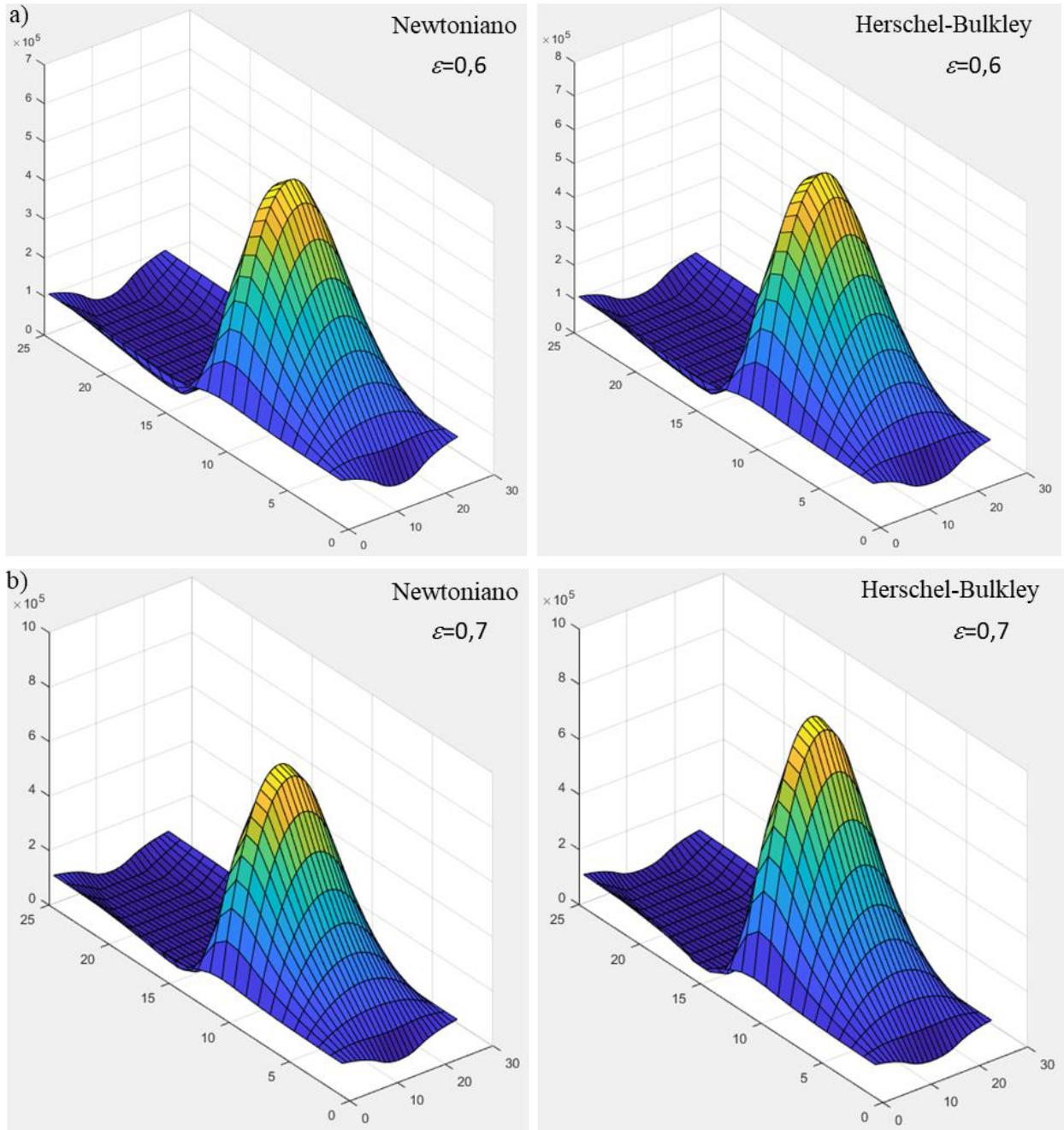
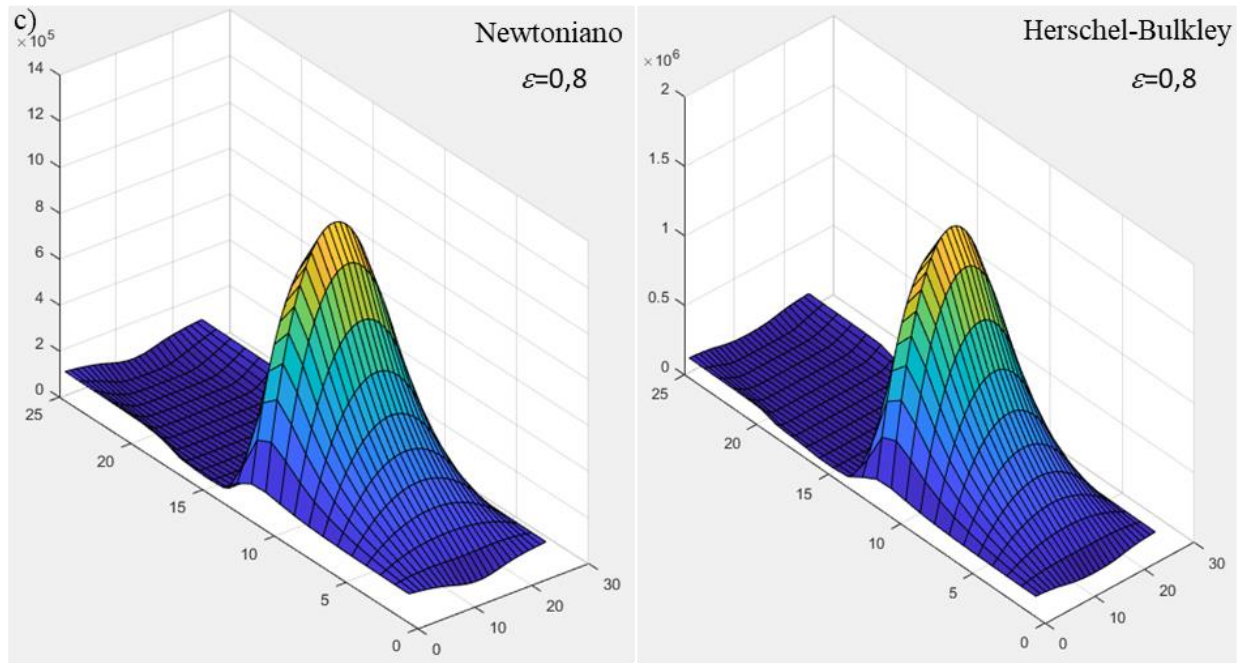


Figura 58 (continuação)- Distribuição de pressão no mancal para alguns valores de razão de excentricidade para os fluidos Newtoniano e Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$  Pa e  $n=0,95$ ). a)  $\varepsilon=0,6$ . b)  $\varepsilon=0,7$ . c)  $\varepsilon=0,8$ .

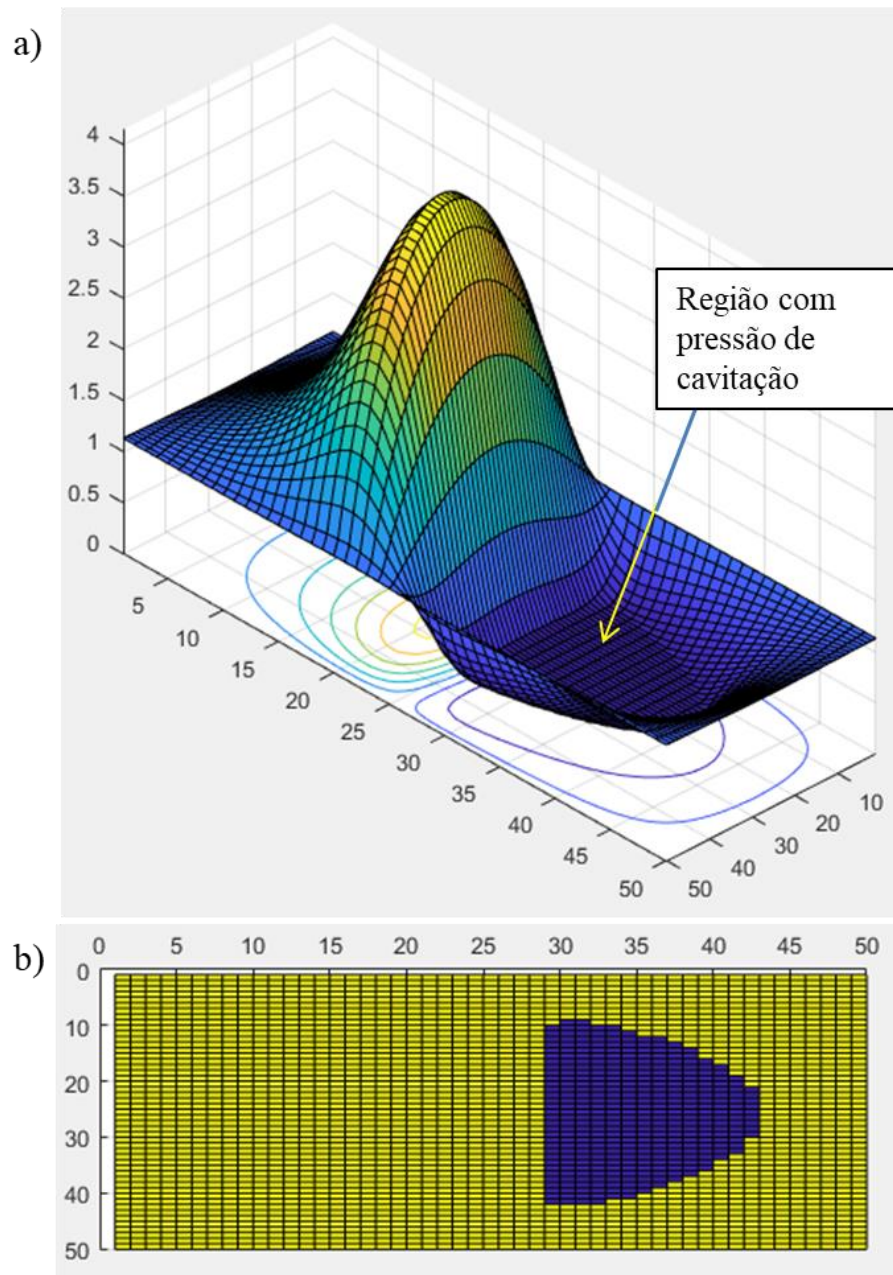


Fonte: Próprio Autor

#### 4.3 OBSERVAÇÕES REFERENTES ÀS REGIÕES DE CAVITAÇÃO

Um dos objetivos do presente trabalho é propor a análise para identificar as regiões de cavitação e destacar os fluidos que tem melhor desempenho em relação à cavitação. A variável calculada pelo programa para determinar a região de pressões igual à pressão de cavitação é o fator de cavitação  $F$ , apresentado nas equações (51) a (57). A Figura 59(a) contém um mancal simulado com os dados da Tabela 1 com velocidade de 900 rpm, utilizando o fluido Newtoniano de modo a proporcionar o entendimento e a visualização dos resultados numéricos para as regiões de pressão e a Figura 59(b) apresenta o fator de cavitação, na qual se observa a região de cavitação no mancal. A Figura 59(b) representa os resultados do fator de cavitação, obtido na mesma simulação realizada para obtenção da distribuição de pressão presente na Figura 59(a).

Figura 59- a) Distribuição de pressão no mancal para o fluido Newtoniano a 900 rpm. b) Fator de cavitação no mancal.



Fonte: Próprio Autor

Foi realizada a comparação entre as regiões de cavitação para os fluidos Newtoniano, Pseudoplástico com expoente  $n=0,95$ , Herschel-Bulkley com  $\tau_0 = 500$  Pa e expoente  $n=0,95$ , e Bingham com  $\tau_0 = 500$  Pa. A velocidade de rotação utilizada foi  $\omega = 900$  rpm.

Com base nesses dados de entrada foram geradas curvas de contorno para cada fluido, sendo possível observar através da Figura 60 as diferenças entre as regiões de alta e baixa pressão nos mancais.

O mancal com fluido Pseudoplástico é o que apresenta menor região de cavitação entre os casos estudados, porém o mesmo tem a menor pressão máxima, conforme mostra a Figura 60(a). Isso ocorre devido ao fato do mesmo apresentar menor pressão na região convergente e menor velocidade no ponto de menor espessura de filme, transição entre as regiões de convergência e divergência.

Quanto aos fluidos Herschel-Bulkley e Bingham, apresentados na Figura 60 (c) e 60(d) respectivamente, ambos apresentaram regiões de cavitação semelhantes, no entanto o fluido de Bingham apresenta maior valor de pressão máxima.

Figura 60- Regiões de cavitação nos mancais para os fluidos Newtoniano, Pseudoplástico Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$  Pa e  $n=0,95$ ) e Bingham ( $\tau_0=500$  Pa) a 900 rpm.

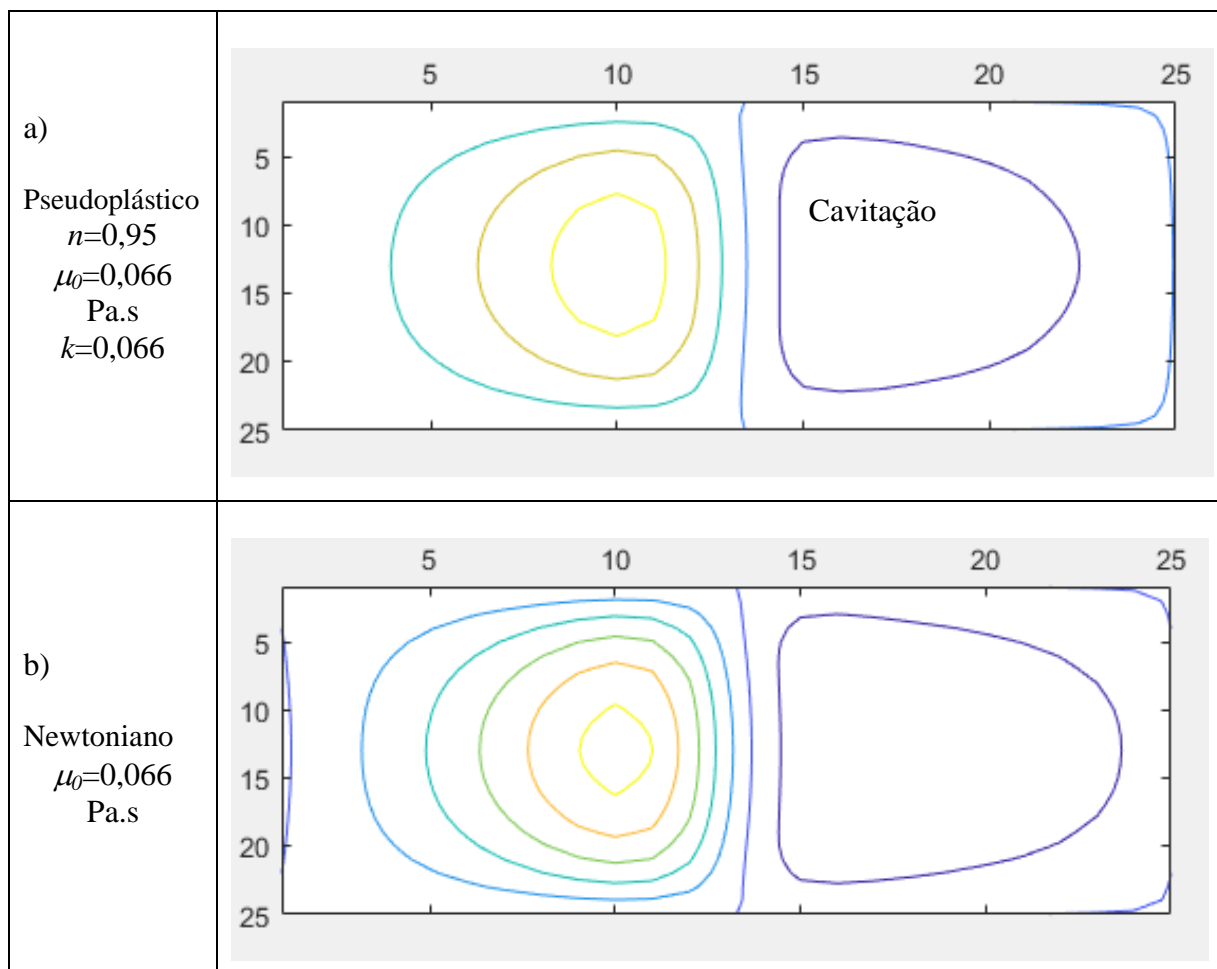
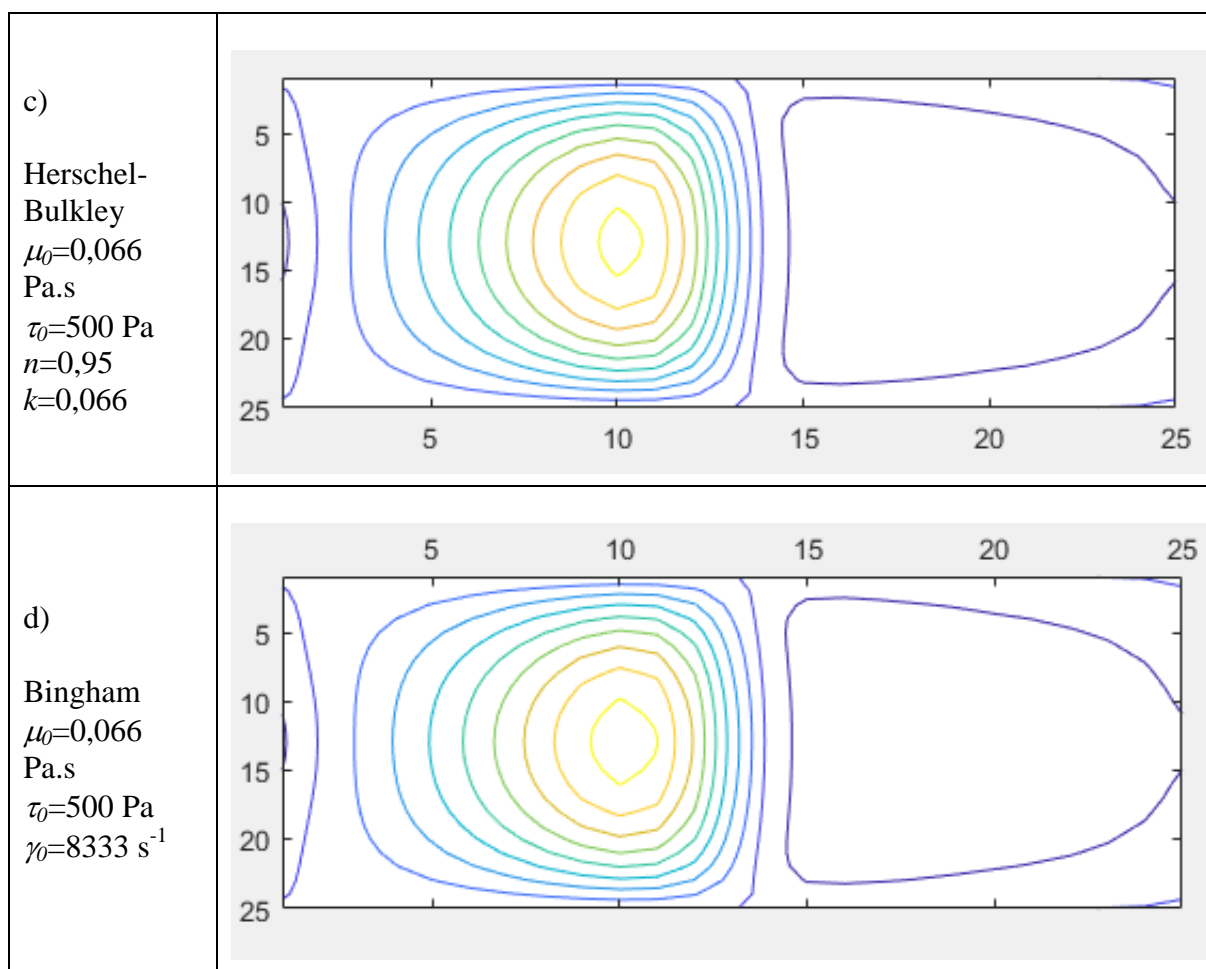


Figura 60 (continuação)- Regiões de cavitação nos mancais para os fluidos Newtoniano, Pseudoplástico Herschel-Bulkley ( $\tau_0=500$  Pa e  $n=0,95$ ) e Bingham ( $\tau_0=500$  Pa) a 900 rpm.



Fonte: Próprio Autor

Os mancais com grande região de cavitação tem maior propensão a ter contato eixo-mancal e também de ocorrência de erosões no mancal. Isso ocorre se o mesmo não estiver operando submerso ao banho de óleo. Nesses casos, os fluidos não-Newtonianos tipo Bingham e Herschel-Bulkley têm desempenhos inferiores aos demais fluidos estudados no presente trabalho.

## 5 CONCLUSÕES E SUGESTÕES

### 5.1 CONCLUSÕES

Neste trabalho foram estudados os comportamentos dos fluidos Newtoniano e dos fluidos com características não-Newtonianas: Pseudoplástico *Power Law*, Bingham e Herschel-Bulkley, considerando-se um mancal radial completo e com largura finita (mancal curto).

Para o estudo de desempenho dos mancais foram feitos gráficos contendo os parâmetros de pressão, capacidade de suportar carga, taxa de vazamento lateral e taxa da força de atrito.

As variáveis que foram consideradas para as análises dos fluidos foram: velocidade, fator de excentricidade, expoente da equação para o fluido Herschel-Bulkley, valor da tensão inicial  $\tau_0$ .

Todos os programas foram escritos no compilador MATLAB e seus resultados foram comparados com resultados experimentais e numéricos desenvolvidos por outros autores, de modo a ajustar e validar o programa desenvolvido pelo presente trabalho.

Após as análises dos resultados numéricos, foi observado que a aplicação dos fluidos lubrificantes não-Newtonianos pode proporcionar benefícios aos mancais radiais. Tais benefícios são: aumento da capacidade de carga, menor atrito gerado e menor taxa de vazamento lateral, quando comparados aos mancais lubrificados com fluidos Newtonianos.

Para baixas rotações, os resultados obtidos com o fluido não-Newtoniano Herschel-Bulkley com tensão inicial  $\tau_0 = 500$  Pa apresenta vantagens em relação aos demais fluidos estudados, principalmente com relação à capacidade de carga. Essa característica é fundamental na formação do filme lubrificante de sustentação do eixo no mancal na partida e em operação.

Para rotações mais altas, os resultados obtidos com o fluido não-Newtoniano de Bingham com  $\tau_0 = 500$  Pa apresenta vantagens em relação aos demais, sendo a capacidade de carga o parâmetro com maior destaque.

A respeito do aumento da eficiência nos mancais pela menor força de atrito, o fluido de Bingham tem o melhor desempenho.

Quanto ao parâmetro de desempenho taxa de vazamento lateral, o fluido de Bingham tem melhor resultado para altas rotações e o fluido Herschel-Bulkley tem melhor resultado para baixas rotações.

Em razões de excentricidades maiores, ou seja, quando as folgas mínimas entre o eixo e mancal são menores, o fluido Herschel-Bulkley tem resultados superiores em capacidade de carga quando o mesmo é comparado ao fluido Newtoniano.

Analisando o fluido Herschel-Bulkley variando o valor do expoente  $n$ , o que tem melhor desempenho é o valor 0,90, porém esse comportamento pode variar conforme outros parâmetros que devem ser testados.

Atualmente, em geral nos motores de combustão interna não se utilizam fluidos lubrificantes com comportamento não-Newtoniano. Utilizam-se apenas aditivos melhoradores de características como índice de viscosidade, anti-desgaste, antiespumante, dispersante, alta pressão, antioxidante e anti-congelante. Com os resultados apresentados no presente trabalho, é possível propor testes em tais motores utilizando os fluidos lubrificantes com características não-Newtonianas (Bingham e Herschel-Bulkley).

Sobretudo, o presente trabalho apresentou resultados afirmativos de que se tem benefícios a respeito da utilização de fluidos não-Newtonianos em mancais radiais hidrodinâmicos que devem ser testados e validados na prática.

## 5.2 SUGESTÕES

Como sugestão para trabalhos futuros propõe-se a validação dos modelos apresentados no presente trabalho, na forma experimental para que os mesmos sejam comparados com os resultados numéricos.

Sugere-se o desenvolvimento de um programa que possa dar continuidade ao presente trabalho com o objetivo de simular resultados para faixas de valores mais amplas e considerando a influência da temperatura no comportamento dos fluidos nos mancais.

Realizar ensaios utilizando fluidos Newtonianos com a adição de produtos comerciais, no caso o Carbopol do fabricante Lubrizol, para obter características de um fluido não-Newtoniano, de modo que podem ser utilizados para realizar estudos em mancais e comparar os valores experimentais com os obtidos numericamente no presente trabalho. Zhu, Kim e Kee (2005) realizaram alguns estudos similares utilizando aditivos que modificaram as características dos lubrificantes.

Para a validação dos modelos estudados no presente trabalho, sugere-se que se faça caracterização dos fluidos não-Newtonianos e os ensaios utilizando mancais radiais.



## REFERÊNCIAS

- AL-FADHALAH, K. J.; ELSHARKAWY, A. A.; Effect of non-Newtonian lubrication on the separation of a sphere from a flat. **Tribology International**, v. 41, p. 1237– 1246. 2008.
- ANSYS CFX RELEASE 12.0. **Solver theory guide**. Canonsburg: ANSYS, 2012. 274 p.
- BRAUN, M.J., HANNON, W.M., Cavitation formation and modeling for fluid film bearings: A review. **Journal of Engineering Tribology**, v. 224:839. 2010.
- BREWE, D.E., Theoretical modelling of the vapor cavitation in dynamically loaded journal bearings. **ASME Journal of Tribology. Trans. of ASME** v. 108. p. 628-638. 1986
- CHU, H-M.; LI, W-L.; R.; CHEN, M-D.; Elastohydrodynamic lubrication of circular contacts at pure squeeze motion with non-Newtonian lubricants. **Tribology International**, v. 39, p. 897–905. 2006.
- DIEN, I. K., ELROD, H. G. A generalized steady-state Reynolds equation for non-Newtonian fluids, with application to journal bearings. **Journal of Lubrication Technology. Trans. of ASME**, v. 105, p385-390. 1983.
- DORIER, C., TICHY, J., Behavior of a Bingham-like viscous fluid in lubrication flows. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 45, p. 291-310. 1992.
- ELROD, H. G. A cavitation algorithm. **Journal of Lubrication Technology**, v. 103, p. 350-354. 1981.
- FLOBERG, L. Cavitation in lubricating oil films. In cavitation in real liquids. 1964. GM Research Labs. Warren, Michigan, Elsevier Publishing Co., New York. 138–146.
- FORTIER, A. **Numerical simulation of hydrodynamic bearings with engineered slip/no-slip surfaces**. 90 f. Thesis of Masters of Science in Mechanical Engineering. Georgia Institute of Technology. Atlanta. 2004.
- FLUENT 6.1 Documentation:  
<http://jullio.pe.kr/fluent6.1/help/html/ug/node297.htm>  
 Acesso em 25/12/2017 as 19:25
- GARG, H. C.; KUMAR, V. SHARDA, H. B. Performance of slot-entry hybrid journal bearings considering combined influences of thermal effects and non-Newtonian behavior of lubricant. **Tribology International**, v. 43, p. 1518–1531. 2010.
- GERTZOS, K. P.; NIKOLAKOPOULOS, P. G. PAPANOPOULOS, C.A. CFD analysis of journal bearing hydrodynamic lubrication by Bingham lubricant. **Tribology International**, v.41, p. 1190– 1204. 2008.
- GUO, F., NISHIKAWA, H., YANG, P., KANETA, M. EHL under cyclic squeeze motion. **Tribology International**, v. 40, p. 1–9. 2007.

HAMROCK, B.J. SCHMID, S.R., JACOBSON, B.O., **Fundamentals of Fluid Film Lubrication**, CRC Press, 2 Ed. 2004. 728 p.

JUVINALL, R., MARSHEK, M., **Projeto de componentes de máquinas**, 4 ed. LTC, 2007. 500 p.

JAKOBSSON, B. FLOBERG, L., The finite journal bearing considering vaporization. **Transactions of Chalmers University Technology**, Goteborg, Sweden, v. 190, p. 1–119. 1957.

MARX, N., FERNÁNDEZ, L., BARCELÓ, F., SPIKES, H. A., Shear thinning and hydrodynamic friction of viscosity modifier-containing oils. Part II: shear thinning behavior. **Tribology Letters**, v. 66:91, p. 1-11. 2018.

MARX, N., FERNÁNDEZ, L., BARCELÓ, F., SPIKES, H. A., Shear thinning and hydrodynamic friction of viscosity modifier-containing oils. Part I: shear thinning behavior. **Tribology Letters**, v. 66:92, p. 1-14. 2018.

NORTON, R. L. **Projeto de máquinas**, 4 ed. Bookman, 2013.

OLSSON, K. O. Cavitation of dynamically loaded bearings. **Chalmers Tekniska Hogskolas Handlingar**, v. 308, p. 1-60. 1965.

PATANKAR, S.V., **Numerical heat transfer and fluid flow**. Hemisphere, New York. 1980. 197 p.

PAPANASTASIOU, T. C., BOUDOUVIS A. G., Flows of viscoplastic materials: models and computations. **Computers & Structures**, v. 64, No. I-4, p. 677-694. 1997.

PATANKAR, S. V., LIU, C. H., AND SPARROW, E. M., Fully developed flow and heat transfer in ducts having streamwise-periodic variation of cross-sectional area. **ASME Journal of Heat Transfer**, v. 99, p. 180-186. 1977.

PAYVAR, P., SALANT, R.F., A computational method for cavitation in a wavy mechanical seal. **ASME Journal of Tribology. Trans. of ASME**, v. 114, p. 199-204. 1992.

RAIMONDI, A. A., BOYD, J., A solution for the finite journal bearing and its application to analysis and design-parts I, II, and III. **Trans. Am. Soc. Lubrication Engineers**, v.1(1), p. 159-209. 1958.

REYNOLDS, O. On the theory of lubrication and its application to Mr. Beauchamp Tower's experiments, including an experimental determination of the viscosity of olive oil. **Phil. Trans. Royal Society**. (London), ser. A, vol. 177, p. 157- 231. 1886.

SARGENTINI, R. **Simulação numérica do deslocamento de óleos parafínicos em dutos considerando efeitos térmicos e não newtonianos**. 2013. 136 f. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal Fluminense. Niterói. 2013.

SINHASAN, R., GOYAL, K. C., Elastohydrodynamic studies of circular journal bearings with non-Newtonian lubricants. **Tribology International**, v.23, p. 419-428. 1990.

SKELLAND, A. H. P., **Non-Newtonian flow and heat transfer**. 1 ed. New York. John Willey & Sons Inc., 1967. 469 p.

SOMMERFELD, A., The hydrodynamic theory of lubrication friction. **Zs Math. und Phys.**, v. 50, n. 1 and 2, p. 97-155. 1904.

TEVAARWERK, J.L., Traction calculations using the shear plane hypothesis. 6 th. Tribology Proc. Of Leeds-Lyon Symposium on Tribology, Thermal Effects in Tribology, Paper VIII. 1979. p. 201-215.

WAUKESHA BEARINGS CORPORATION

<https://www.waukbearing.com/en/technical-resources/bearing-damage-index/>

Acesso em 15 jul. 2018.

WANG, J., WANG, N., PEIRAN, Y., KANETA, M., LUBRECHT, A. A., A theoretical simulation of thermal elastohydrodynamic lubrication for a Newtonian fluid in impact motion. **Tribology International**, v. 167, p. 116–123. 2013.

XU, H., LIAO, S-J., Laminar flow and heat transfer in the boundary-layer of non-Newtonian fluids over a stretching flat sheet. **Computers and Mathematics with Applications**, v. 57, p. 1425-1431. 2009.

ZHU, H., KIM, Y.D., KEE, D., Non-Newtonian fluids with a yield stress. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 29, p. 177–181. 2005.

## BIBLIOGRAFIA CONSULTADA

ALMQVIST, T.; LARSSON, R. The Navier–Stokes approach for thermal EHL line contact solutions. **Tribology International**, v.35, p.163–170. 2002.

BLAIR, B. J., PETHYBRIDGE, G., **Hydrodynamic bearing damage and remediation of contributing factors in rotating machinery**. In. 9th EDF/Prime (LMS) Poitiers Workshop. 2010. 14 p.

CAMPOS, A, J, V., **Modelização de um contacto elastohidrodinâmico linear considerando o comportamento não newtoniano do lubrificante e a dissipação de energia térmica no contacto**. 2004. 334 f. Tese de Doutoramento. Departamento de Engenharia Mecânica e Gestão Industrial. Universidade do Porto. Porto, 2004.

CAMPOS, A.; SOTTOMAYOR, A.; SEABRA, J. Non-Newtonian thermal analysis of an EHD contact lubricated with MIL-L-23699 oil. **Tribology International**, v. 39, p.1732–1744. 2006.

CHAPMAN, S. J. **Programação em MATLAB para engenheiros**. 5 ed. São Paulo. CENGAGE Learning. 2016. 632 p.

CHAPRA, S. C., CANALE, R. P. **Numerical methods for engineers**. 6 ed. New York. McGraw-Hill. 2010. 968p.

CHRISTIANSEN, C. K., **Diesel engine tribology**. 2015. 197 f. PhD Thesis. Department of Mechanical Engineering. Technical University of Denmark. Lyngby, Denmark. 2015.

DOWSON. D., TAYLOR. C. M., Cavitation in bearings. **Ann. Rev. Fluid Mech.**, v. 11, p. 35-66. 1979.

DUBOIS, G. B., OCVIRK, F. V. Experimental investigation of eccentricity ratio, friction, and oil flow of short journal bearing. **NACA Technical Note 2809**, p.80. 1952.

DUBOIS, G. B., OCVIRK, F. V. Analytical derivation and experimental evaluation of short-bearing approximation for full journal bearings. **NACA REPORT 1157**, p.36 .1953.

ECKERT, M. Fluid mechanics in Sommerfeld's School. **Annu. Rev. Fluid Mech.**, v. 47, p. 1–20. 2015.

FLETCHER, C. A. J. **Computational techniques for fluid dynamics 1 – fundamental and general techniques**. 2 ed. New York. Springer-Verlag, 1991. 401 p.

FLETCHER, C. A. J. **Computational techniques for fluid dynamics 2 – specific techniques for different flow categories**. 2 ed. New York. Springer-Verlag, 1991. 484 p.

GILAT, A. **MATLAB com aplicações em engenharia**. 5 ed. Porto Alegre. Bookman. 2006. 360 p.

HIRSCH, C. **Numerical computation of internal & external flows – the fundamentals of computational fluid dynamics – Volume 1.** 2 ed. Burlington. John Wiley & Sons, 2007. 656 p.

MACIEL, G. F., SANTOS, H. K., FERREIRA, F.O., Rheological analysis of water clay compositions in order to investigate mudflows developing in canals. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Science Engineering**, v. 31, p. 64-74. 2009.

MALKIN, A. Y., Non-Newtonian viscosity in steady-state shear flows. **Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics**, v. 192, p. 48–65. 2013.

MORTEZA, N.; GUILBAULT, R., Edge contact effect on thermal elastohydrodynamic lubrication of finite contact lines. **Tribology International**, v. 71, p. 50–61. 2014.

NIKOLAKOPOULOS, P. G., BOMPOS, D.A., Experimental measurements of journal bearing friction using mineral, synthetic, and bio-based lubricants. **Lubricants** , v. 3, p. 155-163. 2015.

VALKONEN, A., **Oil film pressure in hydrodynamic journal bearings.** 2009. f. 203. Doctoral Thesis. Helsinki University of Technology. Helsinki. 2009.

VERSTEEG, H. K.; MALALASEKERA, W. **An introduction to computational fluid dynamics - the finite volume method.** 2 ed. London. Pearson Education Limited, 2007. 503 p.

WOODS, C. M., BREWE, D., The solution of the Elrod algorithm for a dynamically loaded journal bearing using multigrid techniques. In: Tribology Conference. **NASA Technical Memorandum**, Baltimore. 1988. p. 1-31.