

ESTE EXEMPLAR CORRESPONDE A REDAÇÃO FINAL DA
TESE DEFENDIDA POR GREGORY BREGION
DANIEL..... E APROVADA
PELA COMISSÃO JULGADORA EM 19 / 07 / 2012

Kateia Lucchesi Carvalho
ORIENTADOR

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

Gregory Bregion Daniel

**Desenvolvimento de um Modelo
Termohidrodinâmico para Análise em
Mancais Segmentados**

Campinas, 2012

90/2012

Gregory Bregion Daniel

Desenvolvimento de um Modelo Termohidrodinâmico para Análise em Mancais Segmentados

Tese apresentada ao Curso de Doutorado da Faculdade de Engenharia Mecânica da Universidade Estadual de Campinas, como requisito para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Mecânica.

Área de Concentração: Mecânica dos Sólidos
e Projeto Mecânico

Orientadora: Katia Lucchesi Cavalca

Campinas
2012

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA E ARQUITETURA - BAE -
UNICAMP

D221d Daniel, Gregory Bregon
Desenvolvimento de um modelo termohidrodinâmico
para análise em mancais segmentados / Gregory Bregon
Daniel. --Campinas, SP: [s.n.], 2012.

Orientador: Katia Lucchesi Cavalca.
Tese de Doutorado - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Mecânica.

1. Mancais. 2. Rotores - Dinâmica. 3. Turbinas
hidráulicas - Dinâmica. I. Cavalca, Katia Lucchesi,
1963-. II. Universidade Estadual de Campinas.
Faculdade de Engenharia Mecânica. III. Título.

Título em Inglês: Development of a thermohydrodynamic model for analysis
in tilting pad journal bearings

Palavras-chave em Inglês: Bearing, Rotors - Dynamic, Hydraulic turbines -
Dynamic

Área de concentração: Mecânica dos Sólidos e Projeto Mecânico

Titulação: Doutor em Engenharia Mecânica

Banca examinadora: João Roberto Barbosa, Renato Pavanello, Robson
Pederiva, Sergio Said Mansur

Data da defesa: 19-07-2012

Programa de Pós Graduação: Engenharia Mecânica

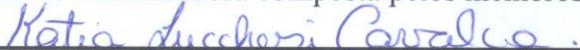
**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA MECÂNICA
COMISSÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA
DEPARTAMENTO DE PROJETO MECÂNICO**

TESE DE DOUTORADO

**Desenvolvimento de um Modelo
Termohidrodinâmico para Análise em
Mancais Segmentados**

Autor: Gregory Bregion Daniel
Orientadora: Katia Lucchesi Cavalca

A Banca Examinadora composta pelos membros abaixo aprovou esta Tese:



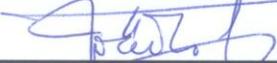
Prof. Dr. Katia Lucchesi Cavalca, Presidente
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP/FEM



Prof. Dr. Renato Pavanello
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP/FEM



Prof. Dr. Robson Pederiva
Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP/FEM



Prof. Dr. João Roberto Barbosa
Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA/DEM



Prof. Dr. Sergio Said Mansur
Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho” – UNESP/FEIS

Campinas, 19 de julho de 2012

Dedico este trabalho a Deus.

Agradecimentos

Este trabalho não poderia ser concluído sem a ajuda de diversas pessoas às quais presto minha homenagem:

Aos meus pais, Benedito Darcy e Araci Elisabeth, por toda dedicação e auxílio prestado em minha vida.

À minha namorada Alline, pelo companheirismo e incentivo incondicional ao longo desses anos.

À minha irmã Fernanda, pela motivação e incentivo.

À Professora Katia, pela orientação prestada tanto na área científica quanto na formação pessoal.

Aos Professores Robson Pederiva e Pablo Siqueira Meirelles, pelas preciosas sugestões e conselhos no desenvolvimento do trabalho.

A todos os colegas do Laboratório de Máquinas Rotativas (LAMAR), em especial a Hélio, Leonardo, Tiago, Rafael, Vanessa e Diogo pela contribuição e trocas de experiências.

Aos técnicos Maurício, Mauro e Ferreira por todo suporte e ajuda prestado para a realização deste trabalho.

A todos os professores e colegas do departamento, que ajudaram de forma direta e indireta na conclusão deste trabalho.

Ao CNPq e CAPES, pela ajuda financeira prestada a este trabalho.

“As coisas são mais belas quando vistas de cima”

Alberto Santos Dummont

Resumo

DANIEL, Gregory Bregion, *Desenvolvimento de um Modelo Termohidrodinâmico para Análise em Mancais Segmentados*, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2012. 218 p. Tese (Doutorado)

Este trabalho tem por objetivo analisar o comportamento termohidrodinâmico de mancais hidrodinâmicos segmentados e avaliar a influência da temperatura nas características dinâmicas (coeficiente equivalente de rigidez e de amortecimento) desses mancais. Por esse motivo, foi desenvolvido um modelo termohidrodinâmico para análise em mancais segmentados, permitindo assim determinar a distribuição de pressão no filme lubrificante juntamente com a distribuição de temperatura. O método de volumes finitos é utilizado na discretização do modelo termohidrodinâmico desenvolvido para resolução da equação de Reynolds e da equação de energia. A partir da distribuição de pressão e de temperatura no filme lubrificante do mancal pode-se calcular as forças hidrodinâmicas atuantes no mancal, a posição de equilíbrio do eixo no mancal e, conseqüentemente, os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento. Os resultados obtidos através do modelo termohidrodinâmico (THD) foram então comparados com os resultados obtidos através do modelo hidrodinâmico clássico (HD), em que o filme lubrificante é considerando isoviscoso, possibilitando analisar a influência da variação da temperatura do filme lubrificante na determinação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal. A validação experimental do modelo termohidrodinâmico desenvolvido é realizada a partir de dados de temperatura obtidos em um mancal hidrodinâmico segmentado operando em uma turbina a vapor. Os resultados apresentados neste trabalho mostram as distribuições de pressão, as distribuições de temperatura, a posição de equilíbrio do eixo e dos segmentos do mancal, as forças hidrodinâmicas no mancal, os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento na forma completa e na forma reduzida (síncrono e não síncrono), o que permite realizar uma análise das condições de lubrificação e do comportamento dinâmico de mancais hidrodinâmicos segmentados.

Palavras Chave: Mancal Hidrodinâmico Segmentado, Lubrificação Termohidrodinâmica, Coeficientes Dinâmicos, Dinâmica de Rotores.

Abstract

DANIEL, Gregory Bregion, *Development of a Thermohydrodynamic Model for Analysis in Tilting pad Journal Bearings*, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2012. 218 p. Tese (Doutorado)

This work aims to analyze the thermohydrodynamic behavior of tilting pad journal bearings and evaluate the temperature influence on the dynamics characteristics (equivalent stiffness and damping coefficients) of these bearings. For this reason, a thermohydrodynamic model was developed to analyze tilting pad journal bearings, leading to the evaluation of the pressure distribution in the oil film jointly with the temperature distribution. The Finite Volume Method is applied in this thermohydrodynamic model to solve the Reynolds' Equation and the Energy Equation. From the distributions of pressure and temperature in the oil film, it is possible to determine the hydrodynamic forces on the bearing, the equilibrium position of the shaft in the bearing and, consequently, the equivalent stiffness and damping coefficients. The results obtained through the thermohydrodynamic model (THD) were compared with the results obtained through the hydrodynamic model (HD), in which the oil film is considered isoviscous, what enables the analysis of the influence of the temperature variation of the oil film in the determination of the equivalent stiffness and damping coefficients of the bearing. The experimental validation of the developed thermohydrodynamic model was accomplished using the temperature measurements obtained in a tilting pad journal bearing operating in a steam turbine. The results presented in this work show the pressure distribution, the temperature distribution, the equilibrium position of the shaft and the pads in the bearing, the hydrodynamic forces in the bearing and the equivalent stiffness and damping coefficients in the full and reduced form (synchronous and non-synchronous), bringing to the analysis of the lubrication condition and the dynamic behavior of tilting pad journal bearing.

Key Words: Tilting Pad Journal Bearing, Thermohydrodynamic Lubrication, Dynamic Coefficients, Rotordynamics.

Lista de Ilustrações

Figura 3.1 – (a) Rotor de turbina a vapor em balanceamento (cedido por SIEMENS), (b) Mancal hidrodinâmico segmentado.	21
Figura 3.2 – Configuração típica de um sistema rotativo (Nelson e McVaugh, 1976)	21
Figura 3.3 – Esquema da montagem da matriz global do sistema rotor-mancal.....	24
Figura 3.4 – Modelo mola-amortecedor para o filme lubrificante do mancal (Mendes, 2011).25	
Figura 4.1 - (a) Vista frontal do segmento, (b) Perspectiva do Segmento, (c) Esquema de um sistema eixo-segmento.....	28
Figura 4.2 – Definição da pré-carga no mancal.....	29
Figura 4.3 – Definição da configuração de operação no mancal.....	30
Figura 4.4 – Fluxograma do modelo de lubrificação termohidrodinâmica – Busca do Ponto de Equilíbrio do Eixo no Mancal (Análise Estática).....	32
Figura 4.5 – Definição da malha computacional para a determinação da pressão.	37
Figura 4.6 – Transformação de coordenadas. (a) Plano Físico, (b) Plano Computacional (Maliska, 2004).....	43
Figura 4.7 – Definição da malha computacional para a determinação da pressão.	43
Figura 4.8 - Condição de mistura de fluidos entre os segmentos.	48
Figura 4.9 – Fluxograma do modelo de lubrificação hidrodinâmica desenvolvido neste trabalho.	70
Figura 4.10 – Fluxograma do modelo de lubrificação termohidrodinâmica desenvolvido neste trabalho.	72
Figura 5.1 – Configuração do Mancal Segmentado; (a) LOP; (b) LBP.....	75
Figura 5.2 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LOP a 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	77
Figura 5.3 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LBP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	78
Figura 5.4 – Posição Angular dos Segmentos no Mancal; (a) Configuração LOP; (b) Configuração LBP;	80

Figura 5.5 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Local; (a) $F_{x'}$ - LOP; (b) $F_{y'}$ - LOP; (c) $F_{x'}$ - LBP; (d) $F_{y'}$ - LBP;.....	81
Figura 5.6 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Inercial; (a) F_X - LOP; (b) F_Y - LOP; (c) F_X - LBP; (d) F_Y - LBP;	82
Figura 5.7 – Coeficientes dinâmicos de mancais segmentados obtidos pela lubrificação hidrodinâmica na configuração LOP; (a) Rigidez; (b) Amortecimento.	84
Figura 5.8 – Coeficientes dinâmicos de mancais segmentados obtidos pela lubrificação hidrodinâmica na configuração LBP; (a) Rigidez; (b) Amortecimento.	84
Figura 5.9 – Coeficientes equivalentes para mancal segmentado: (a) Coeficientes de rigidez obtidos com o modelo desenvolvido, (b) Coeficientes de rigidez obtidos por Russo (1999), (c) Coeficientes de amortecimento obtidos com o modelo desenvolvido, (d) Coeficientes de amortecimento obtidos por Russo (1999).....	86
Figura 5.10 – Condição de contorno aplicada no mancal para a determinação da distribuição de temperatura; (a) LOP- Fronteira Adiabática; (b) LBP- Fronteira Adiabática; (c) LOP- Fronteira com Temperatura Prescrita; (d) LBP- Fronteira com Temperatura Prescrita.....	88
Figura 5.11 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP a 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.....	89
Figura 5.12 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	91
Figura 5.13 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP a 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	93
Figura 5.14 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.....	94
Figura 5.15 – Posição Angular dos Segmentos no Mancal; (a) Configuração LOP; (b) Configuração LBP.	95
Figura 5.16 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Local; (a) $F_{x'}$ - LOP; (b) $F_{y'}$ - LOP; (c) $F_{x'}$ - LBP; (d) $F_{y'}$ - LBP;.....	96

Figura 5.17 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Inercial; (a) F_X - LOP; (b) F_Y - LOP; (c) F_X - LBP; (d) F_Y - LBP;	97
Figura 5.18 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	99
Figura 5.19 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	100
Figura 5.20 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	102
Figura 5.21 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	103
Figura 5.22 – Posição Angular dos Segmentos no Mancal; (a) Configuração LOP; (b) Configuração LBP;	104
Figura 5.23 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Local; (a) F_X - LOP; (b) F_Y - LOP; (c) F_X - LBP; (d) F_Y - LBP;	105
Figura 5.24 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Inercial; (a) F_X - LOP; (b) F_Y - LOP; (c) F_X - LBP; (d) F_Y - LBP;	106
Figura 5.25 – Coeficientes Equivalentes de Rigidez obtidos pela Lubrificação Hidrodinâmica e Termohidrodinâmica com Condição Adiabática; (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy} ;	108
Figura 5.26 – Coeficientes Equivalentes de Amortecimento obtidos pela Lubrificação Hidrodinâmica e Termohidrodinâmica com Condição Adiabática; (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy} ;	110
Figura 5.27 – Coeficientes Equivalentes de Rigidez obtidos pela Lubrificação Hidrodinâmica e Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita; (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy} ;	111
Figura 5.28 – Coeficientes Equivalentes de Amortecimento obtidos pela Lubrificação Hidrodinâmica e Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita; (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy} ;	113

Figura 5.29 – Coeficientes Equivalentes de Rigidez obtidos pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática e Temperatura Prescrita; (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy} ;	115
Figura 5.30 – Coeficientes Equivalentes de Amortecimento obtidos pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática e Temperatura Prescrita; (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy} ;	116
Figura 6.1 – Coeficientes equivalentes de rigidez na forma completa: (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy}	119
Figura 6.2 – Coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa: (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy}	120
Figura 6.3 – Diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa.	121
Figura 6.4 – Diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa.	122
Figura 6.5 – Coeficientes equivalentes de rigidez na forma reduzida: (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy}	124
Figura 6.6 – Coeficientes equivalentes de amortecimento na forma reduzida: (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy}	125
Figura 6.7 – Diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de rigidez na forma reduzida; (a) Redução Síncrona; (b) Redução Não-síncrona.	126
Figura 6.8 – Diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma reduzida; (a) Redução Síncrona; (b) Redução Não-síncrona.	127
Figura 7.1 – Posicionamento do sensor no segmento.....	132
Figura 7.2 – Vazão do Óleo de Reposição (L/min), Temperatura do Óleo de Reposição (°C) e Rotação da Máquina (RPM).	133
Figura 7.3 – Distribuição de Pressão nos Segmentos; (a) Configuração do Mancal; (b) Segmento 1; (c) Segmento 2; (d) Segmento 3; (e) Segmento 4; (f) Segmento 5.....	135
Figura 7.4 – Distribuição de Temperatura nos Segmentos; (a) Configuração do Mancal; (b) Segmento 1; (c) Segmento 2; (d) Segmento 3; (e) Segmento 4; (f) Segmento 5.....	137
Figura 7.5 – Distribuição de Temperatura nos Segmentos; (a) Configuração do Mancal; (b) Temperatura Máxima; (c) Temperatura no Sensor; (d) Segmento 5.	138

Figura 7.6 – Temperatura Medida Experimentalmente no Segmento 5.....	139
Figura 8.1 – Bancada de teste com o rotor e mancais segmentados.....	141
Figura 8.2 – Representação esquemática do posicionamento dos sensores no rotor.	142
Figura 8.3 – Detalhe do posicionamento dos sensores e da célula de carga no mancal.	142
Figura 8.4 – Programa de aquisição em <i>Labview</i> ®.....	143
Figura 8.5 – Resposta ao desbalanceamento (massa residual): (a) Amplitude; (b) Fase.	144
Figura 8.6 – Resposta ao desbalanceamento (massa 5 gramas + residual): (a) Amplitude; (b) Fase.	145
Figura 8.7 – Resposta ao desbalanceamento (massa 5 gramas): (a) Amplitude; (b) Fase.	146
Figura 8.8 – Modelo matemático do sistema rotativo.	147
Figura 8.9 – Coeficientes do Mancal Segmentado 1: (a) Rigidez; (b) Amortecimento.	149
Figura 8.10 – Coeficientes do Mancal Segmentado 2: (a) Rigidez; (b) Amortecimento.	149
Figura 8.11 – Resposta ao Desbalanceamento na Massa: (a) Amplitude; (b) Fase.	150
Figura 8.12 – Resposta ao Desbalanceamento no Mancal 1 (lado A): (a) Direção X; (b) Direção Y.	151
Figura 8.13 – Resposta ao Desbalanceamento no Mancal 1 (lado B): (a) Direção X; (b) Direção Y.	151
Figura 8.14 – Resposta ao Desbalanceamento no Mancal 2 (lado A): (a) Direção X; (b) Direção Y.	152
Figura 8.15 – Resposta ao Desbalanceamento no Mancal 2 (lado B): (a) Direção X; (b) Direção Y.	152
Figura 8.16 – Resposta ao Desbalanceamento na Massa: (a) Direção X; (b) Direção Y.....	153
Figura 8.17 – Coeficientes equivalentes de Rigidez e de Amortecimento no Mancal 1.....	154
Figura 8.18 – Coeficientes equivalentes de Rigidez e de Amortecimento no Mancal 2.....	154
Figura A.1 – Condições de contorno adotadas para os volumes no contorno inferior da malha. (a) Fronteira Leste: Temperatura Prescrita, (b) Fronteira Leste: Adiabática.	170
Figura A.2 – Condição de mistura de fluidos entre os segmentos.	175
Figura A.3 – Condição de contorno adotada para os volumes no contorno leste da malha: Fronteira Leste Adiabática.....	176

Figura A.4 – Condição de contorno adotada para o volume localizado no canto inferior direito da malha: Fronteiras Leste e Sul Adiabáticas.....	180
Figura B.1 - Coeficientes equivalentes de rigidez considerando diferentes erros numéricos. (a) K_{XX} ; (b) K_{XY} ; (c) K_{YX} ; (d) K_{YY}	186
Figura B.2 - Coeficientes equivalentes de amortecimento considerando diferentes erros numéricos. (a) C_{XX} ; (b) C_{XY} ; (c) C_{YX} ; (d) C_{YY}	187
Figura B.3 - Coeficientes equivalentes de rigidez considerando diferentes perturbações. (a) K_{XX} ; (b) K_{XY} ; (c) K_{YX} ; (d) K_{YY}	188
Figura B.4 - Coeficientes equivalentes de amortecimento considerando diferentes perturbações. (a) C_{XX} ; (b) C_{XY} ; (c) C_{YX} ; (d) C_{YY}	189
Figura B.5 - Coeficientes equivalentes de rigidez considerando diferentes discretizações da malha. (a) K_{XX} ; (b) K_{XY} ; (c) K_{YX} ; (d) K_{YY}	190
Figura B.6 - Coeficientes equivalentes de amortecimento considerando diferentes discretizações da malha. (a) C_{XX} ; (b) C_{XY} ; (c) C_{YX} ; (d) C_{YY}	191
Figura C.1– Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LOP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	194
Figura C.2 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LOP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	195
Figura C.3– Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LBP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	196
Figura C.4 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LBP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	197
Figura C.5– Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	198
Figura C.6– Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	200

Figura C.7 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	201
Figura C.8 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	202
Figura C.9 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.....	203
Figura C.10 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.....	205
Figura C.11 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 100 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	206
Figura C.12 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.....	207
Figura C.13 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 25 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	209
Figura C.14 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;.....	210
Figura C.15 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 100 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.....	211
Figura C.16 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.....	213

Figura C.17 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 25 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.	214
Figura C.18 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	215
Figura C.19 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 100 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	217
Figura C.20 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 100 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;	218

Lista de Tabelas

Tabela 5.1 - Dados e Parâmetros do Mancal Segmentado utilizado nas Simulações Computacionais	75
Tabela 6.1 - Dados e Parâmetros do Mancal Segmentado utilizado nas Simulações Computacionais	117
Tabela 7.1 – Parâmetros Geométricos e Condições de Operação do Mancal	130
Tabela 8.1 – Modelo por elementos finitos do sistema rotativo.....	147
Tabela 8.2 – Parâmetros geométricos do mancal	148
Tabela B.1 - Parâmetros Geométricos e Condições Operacionais do Mancal Segmentado utilizado nas Simulações Computacionais	183

Lista de Abreviaturas e Siglas

API	<i>American Petroleum Institute</i>
CAPES	Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior
CNPE	Conselho Nacional de Política Energética
CNPq	Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico
DPM	Departamento de Projeto Mecânico
DR	Diferença Relativa
EHD	Elastohidrodinâmico
FEM	Faculdade de Engenharia Mecânica
GDL	Graus de Liberdade
LAMAR	Laboratório de Máquinas Rotativas
LBP	<i>Load between pivots</i>
LOP	<i>Load on pivot</i>
HD	Hidrodinâmico
PDE	Plano Decenal de Expansão de Energia
PIB	Produto Interno Bruto
TEHD	Termoelastohidrodinâmico
tep	Toneladas equivalente de Petróleo
THD	Termohidrodinâmico
UNICAMP	Universidade Estadual de Campinas

Lista de Símbolos

A_p, A_E, A_W, \dots	Coeficientes da equação linearizada da temperatura (solução numérica)
B	Termo fonte da equação linearizada da pressão (solução numérica) e termo fonte da equação linearizada da temperatura (solução numérica)
B, Γ	Deslocamentos de rotação ao redor dos eixos (Y, Z)
$[C]$	Matriz de amortecimento
C, c	Coeficientes equivalentes de amortecimento
C_p, C_E, C_W, \dots	Coeficientes da equação linearizada da pressão (solução numérica)
C_B	Folga de montagem no mancal
C_S	Folga do segmento
C_p	Calor específico do fluido
D	Coeficientes do termo difusivo (difusividade)
e_x, e_y	Excentricidade do eixo no sistema de referência inercial X, Y .
F	Força de excitação ou força hidrodinâmica
h	Espessura do filme lubrificante
h_0	Folga radial do mancal
h_s	Espessura do segmento
J	Jacobiano
$[K]$	Matriz de rigidez
K, k	Coeficientes equivalentes de rigidez
k	Condutividade térmica do fluido
L	Largura do mancal
$[M]$	Matriz de massa
\dot{M}	Vazão mássica (termo advectivo)
m	Massa ou pré-carga no mancal
N	Número de segmentos
O	Centro (posição do central)

P	Pressão hidrodinâmica devida ao filme lubrificante
q	Coordenada generalizada de deslocamento
R	Função de dissipação ou raio do eixo
$[S]$	Matriz de impedância
S	Termo fonte da equação de energia
T	Temperatura no fluido (filme lubrificante) ou energia cinética
T_0	Temperatura de referencia do fluido (filme lubrificante)
T_R	Matriz de transformação
t	Tempo
U	Energia potencial
U, V, W	Velocidade linear do fluido nas direções x, y, z, respectivamente.
u, v, w	Campo de velocidades do fluido nas direções x, y, z, respectivamente.
X, Y, Z	Sistema de coordenadas fixo ou inercial
x, y, z	Sistema de coordenadas local
x', y', z'	Sistema de coordenadas móvel
x_R, y_R	Posição do eixo no sistema de referencia local do segmento
α	Deslocamento angular do segmento (ângulo <i>tilt</i>)
β	Coordenada angular no segmento
β_s	Ângulo do segmento
Γ^ϕ	Produto da difusividade pela massa específica da propriedade transportada, sendo que para a equação da energia é k / Cp
γ	Pivotamento (posicionamento do pivô no segmento) ou autovalor para a resposta em frequência (redução dos coeficientes).
μ	Viscosidade do fluido
μ_0	Viscosidade de referencia do fluido
ξ, η	Mudança de variável para a resolução da equação de energia
ρ	Densidade do fluido
Φ	Dissipação viscosa

φ	Ângulo de rotação própria ou posição angular do pivô
ϕ	Propriedade de transporte
Ω	Velocidade de rotação do rotor
ω	Velocidade de rotação do rotor ou rotação de precessão
ϱ	Relação entre a largura e o raio do segmento (L/R_S)

Subscritos

1, 2, ...	Referente ao número do segmento
E	Referente ao eixo
e	Referente ao eixo ou referente ao volume/fronteira leste
i	Referente a i -ésima coordenada generalizada
j	Referente ao j -ésimo segmento
n	Referente ao volume/fronteira norte
NE	Referente ao volume nordeste
NW	Referente ao volume noroeste
P	Referente ao segmento (pad)
p	Referente ao pivô ou referente ao volume central
r	Referente ao rotor
S	Referente ao segmento
s	Referente ao segmento ou referente ao volume/fronteira sul
SE	Referente ao volume sudeste
SW	Referente ao volume sudoeste
w	Referente ao volume/fronteira oeste
xm, ym	Referente ao sistema de referencia local móvel

Sobrescritos

'

Diferenciação em relação à posição ou coordenada referente ao sistema de referência móvel

· Diferenciação com respeito ao tempo

-- Coordenada ou variável adimensional

Sumário

1	INTRODUÇÃO	1
2	REVISÃO DA LITERATURA	5
3	DESCRIÇÃO DO PROBLEMA	20
4	METODOLOGIA.....	27
4.1	Características geométricas.....	27
4.2	Modelo de Lubrificação Termohidrodinâmico	31
4.2.1	Determinação da Distribuição de Pressão	33
4.2.2	Determinação da Distribuição de Temperatura	42
4.2.2.1	Solução da Equação de Energia Generalizada por Volumes Finitos – Aplicação para os Volumes Internos da Malha do Mancal Segmentado	49
4.2.2.2	Adimensionalização dos Perfis de Velocidade	54
4.2.2.3	Termo Fonte (Dissipação Viscosa)	56
4.2.3	Busca do Ponto de Equilíbrio	58
4.2.4	Cálculo dos Coeficientes Equivalentes de Rigidez e de Amortecimento.....	60
4.2.5	Fluxograma para o Cálculo dos Coeficientes Equivalentes em Mancal Segmentado através da Lubrificação Hidrodinâmica (HD)	68
4.2.6	Fluxograma para o Cálculo dos Coeficientes Equivalentes em Mancal Segmentado através da Lubrificação Termohidrodinâmica (THD).	71
5	RESULTADOS OBTIDOS ATRAVÉS DE SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL...74	
5.1	Modelo Matemático Desenvolvido Através de Lubrificação Hidrodinâmica	76
5.1.1	Coeficientes Dinâmicos obtidos pelo Modelo de Lubrificação Hidrodinâmica..	83
5.2	Modelo Matemático Desenvolvido através de Lubrificação Termohidrodinâmica ...	87
5.2.1	Condição de Contorno: Segmento Adiabático (THD1)	89
5.2.2	Condição de Contorno: Temperatura Prescrita no Segmento (THD2).....	98
5.2.3	Coeficientes Dinâmicos obtidos pelo Modelo de Lubrificação Termohidrodinâmica	107

6	RESULTADOS SIMULADOS DOS COEFICIENTES EQUIVALENTES DE RIGIDEZ E DE AMORTECIMENTO PARA MANCAL SEGMENTADO	117
7	VALIDAÇÃO DO MODELO DE LUBRIFICAÇÃO TERMOHIDRODINÂMICA	129
8	AVALIAÇÃO DOS COEFICIENTES DO MANCAL ATRAVÉS DA RESPOSTA AO DESBALANCEAMENTO DO ROTOR	141
9	CONCLUSÕES, COMENTÁRIOS E ETAPAS FUTURAS.....	155
9.1	Descrições das Etapas Futuras	158
10	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	159
	APÊNDICE A – SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO DE ENERGIA GENERALIZADA NAS FRONTEIRAS DA MALHA COMPUTACIONAL	168
	APÊNDICE B – VERIFICAÇÃO DA CONSISTÊNCIA E ROBUSTEZ DO MODELO THD	183
	APÊNDICE C – RESULTADOS SIMULADOS COMPLEMENTARES PARA O MANCAL SEGMENTADO COM 4 SEGMENTOS (CAPÍTULO 5)	193

1 Introdução

O constante crescimento industrial ocorrido nos últimos anos é uma das causas da melhora nos resultados do cenário econômico nacional, cujo principal é o produto interno bruto (PIB).

O forte investimento das indústrias multinacionais no país é consequência do grande mercado consumidor brasileiro e estabilidade política e econômica vigentes no país. Entretanto, para obter um maior investimento industrial, é necessário investir fortemente em mão-de-obra qualificada e em condições de infraestrutura que possam garantir uma alta produção industrial.

Por esse motivo, o governo tem investido em capacitação de mão-de-obra especializada para suprir a demanda industrial no setor de pesquisa e desenvolvimento. Dentre esses investimentos, o governo federal está investindo em 75 mil bolsas de estudo no exterior para brasileiros e na construção de 200 novas escolas técnicas federais até o final de 2014.

Em relação às condições de infraestrutura no país, o governo brasileiro tem dedicado atenção especial ao setor energético, visando a garantir a geração de energia necessária para suprir o consumo projetado. Desta forma, o Plano Decenal de Expansão de Energia (PDE 2020) exhibe um cenário de referência para a expansão da oferta de energia, atinente a um crescimento econômico sustentável, atendendo aos critérios de garantia de suprimento estabelecidos pelo Conselho Nacional de Política Energética – CNPE.

Segundo o PDE 2020, a projeção consolidada do consumo final energético para o horizonte de 2015 é de $292,4 \cdot 10^6$ tep e para o horizonte de 2020 é de $372,0 \cdot 10^6$ tep, considerando o cenário econômico como referência, no qual inclui o PIB nacional e a população residente no país. Essa projeção para 2020 é 60% superior ao utilizado em 2010, sendo que dois terços do consumo total serão dos setores industrial e transportes.

Desta forma, investimentos estão sendo realizados em vários setores energéticos para satisfazer esse crescimento do consumo. Um desses investimentos refere-se ao setor de energia elétrica, cuja capacidade instalada no Sistema Interligado Nacional sairá de 110.000 MW, registrada em dezembro de 2010, para 171.000 MW em dezembro de 2020, com priorização das fontes renováveis (hidráulica, eólica e biomassa).

Como consequência do aumento do consumo e dos investimentos realizados, a participação das hidrelétricas cairá de 76% para 67%, a geração oriunda de fontes alternativas, como a de usinas eólicas e térmicas à biomassa, sairá de 8% para 16%, sendo que apenas a geração eólica aumentará sua participação atual de 1% para 7%, mostrando que a representatividade de fontes renováveis na matriz elétrica brasileira se manterá em torno de 83% ao final do decênio.

Nesse contexto, como as unidades geradoras de energia são formadas, em sua grande maioria, por turbinas e turbogeradores, o setor energético brasileiro depende fortemente de sistemas designados por máquinas rotativas. Dessa forma, evidencia-se a importância do conhecimento do comportamento desses equipamentos para a engenharia, e para o parque produtivo e gerador nacional. Por esse motivo, cresce a necessidade para o país de desenvolver competência para atender a demanda em pesquisa e desenvolvimento, relacionados aos fenômenos presentes em máquinas rotativas.

A análise dinâmica de máquinas rotativas, como as turbinas hidráulicas, é uma tarefa muito complexa, pois envolve diversos parâmetros. Diante disso, essa análise não deve levar em conta apenas o comportamento dinâmico do rotor, pois é necessário analisar a interação com outros componentes do mesmo sistema, como a fundação e os mancais.

Em um sistema rotor-mancal-fundação, a vibração aplicada pelo rotor aos mancais pode induzir um movimento da estrutura de suporte que interage com os mancais que, por sua vez, podem retransmitir o movimento ao rotor. Dessa forma, os mancais exercem uma função importante nesse sistema, sendo responsáveis por transmitir forças entre o rotor e a fundação.

Por esse motivo, para que possa ser realizada uma análise dinâmica do sistema rotor-mancal-fundação, devem-se conhecer previamente as características dinâmicas dos mancais que compõem esse sistema, as quais, por sua vez, podem ser aproximadas por coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do filme de lubrificante.

A determinação dos coeficientes de rigidez e de amortecimento de mancais hidrodinâmicos tem sido tema constante de pesquisa, sendo que, apesar da existência de vários métodos, não há ainda uma forma global que possa ser utilizada para todos os tipos de mancais.

A fim de obter esses coeficientes, vários modelos de lubrificação têm sido desenvolvidos para representar o comportamento dos mancais hidrodinâmicos. Esses modelos são classificados de acordo com a condição de lubrificação, podendo ser hidrodinâmico (HD), termohidrodinâmico (THD), elastohidrodinâmico (EHD) e termoelastohidrodinâmico (TEHD). Entretanto, independentemente do modelo, a determinação da pressão de sustentação é geralmente obtida através da solução da Equação de Reynolds (Reynolds, 1886). Diferentemente dos modelos HD e EHD, os modelos THD e TEHD levam em consideração a influência da temperatura no filme lubrificante, o que é de grande valia, visto que a temperatura influencia significativamente a viscosidade do lubrificante, a ponto de tornar um mancal operacionalmente estável em instável.

A determinação de coeficientes equivalentes tem sido realizada em diversos tipos de mancais, como os cilíndricos, elípticos, multilobulares e segmentados. Diferentemente dos mancais de geometria fixa, os mancais segmentados permitem um pequeno movimento angular nos segmentos do mancal, resultando em uma melhor condição de estabilidade, o que os tornam quase invulneráveis ao fenômeno de vibração fluido-induzida, descoberto por Newkirk, e chamado “oil whip” (Castro, 2008; Muszynska, 2005; Newkirk, 1925). Esses mancais são comumente utilizados em turbinas hidráulicas e turbo-geradores, de forma a atender a demanda de alta rotação desses equipamentos. Além disso, são utilizados também em sistemas sob condições críticas, ou seja, sistemas submetidos a uma baixa carga e alta rotação, o que resulta em pequenas excentricidades do eixo no interior do mancal durante a operação e, consequentemente, favorece a ocorrência de instabilidade.

Dentro desse contexto, o presente trabalho tem como objetivo propor um novo modelo para investigar a influência dos efeitos térmicos nas características dinâmicas de mancais segmentados. Visto que os mancais segmentados são aplicados em máquinas rotativas com elevada velocidade de operação, o cisalhamento provocado nessas condições tende a gerar uma elevada dissipação viscosa e, conseqüentemente, aumentar a temperatura de operação no mancal. Assim, como já observado em trabalhos precedentes, a viscosidade do fluido lubrificante se altera, modificando também os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal.

A partir do modelo desenvolvido, foram realizadas as seguintes etapas:

- Determinação das distribuições de pressão através da lubrificação hidrodinâmica;
- Determinação das distribuições de pressão e de temperatura através da lubrificação termohidrodinâmica;
- Avaliação das condições de lubrificação e da influência da temperatura em mancais hidrodinâmicos segmentados;
- Cálculo dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal hidrodinâmico segmentado, através da lubrificação hidrodinâmica e da termohidrodinâmica;
- Avaliação da influência da temperatura no cálculo dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento para mancais hidrodinâmicos segmentados;
- Estimação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal hidrodinâmico segmentado, a partir da resposta ao desbalanceamento experimental.

Os resultados obtidos neste trabalho foram confrontados com os obtidos em trabalhos precedentes, a fim de verificar novas influências e contribuir com novas informações para o atual estado da arte, como a distribuição de temperatura bidimensional (radial e circunferencial) e os coeficientes dinâmicos reduzidos e expandidos.

2 Revisão da Literatura

O desenvolvimento de novas tecnologias e a otimização de técnicas já existentes é um reflexo da busca constante por máquinas e equipamentos mais eficientes, confiáveis e seguros, visando sempre a obter uma maior produção, menores perdas por paradas inesperadas (danos e falhas) e evitar a ocorrência de acidentes. Em resumo, garantir sempre o melhor retorno financeiro sem colocar em risco a integridade física dos operários e usuários desses avanços tecnológicos.

Essa busca por soluções que possam resultar em melhorias significativas é algo que sempre existiu, um comportamento natural em um processo de desenvolvimento. Do ponto de vista tecnológico, o grande marco foi a Revolução Industrial em meados do século XVIII, que permitiu substituir o trabalho braçal por maquinários, estimulando o desenvolvimento das máquinas a vapor, tornos, furadeiras, teares, entre outros. A Revolução Industrial representou um período de grande desenvolvimento tecnológico, na qual surgiram várias máquinas e equipamentos, além de componentes de máquinas empregados até hoje, como por exemplo, correias, correntes, mancais, etc.

A partir dos benefícios obtidos na Revolução Industrial, buscou-se cada vez mais melhorar as máquinas e equipamentos, a fim de melhorar a eficiência e, conseqüentemente, aumentar a produção e os lucros obtidos. Durante esta época, constatou-se que um dos grandes problemas encontrados era o atrito, responsável por grandes perdas energéticas e elevados níveis de calor. Assim, houve a necessidade de obter mancais capazes de operar em altas rotações, com alta capacidade de carga e sem apresentar perda energética e superaquecimento por atrito.

Diante disso, os pesquisadores buscavam maneiras de solucionar tal problema através da lubrificação, desenvolvendo para tanto métodos teóricos e/ou experimentais. E foi desta forma

que os ingleses Tower (1883;1885) e Reynolds (1886), e o russo Petroff (1883) obtiveram sucesso. Embora trabalhando separadamente e de maneira independente, resolveram os problemas fundamentais da hidrodinâmica, equacionando o comportamento do filme lubrificante existente entre as partes móveis e fixas das máquinas, surgindo assim um novo ramo de estudo na Engenharia conhecido hoje como Tribologia.

Entre 1883 e 1885, Tower analisou a influência do comportamento dinâmico dos mancais sobre as máquinas rotativas, constatando que um rotor é sustentado pelo filme lubrificante quando submetido corretamente em movimento de rotação. Nesse mesmo período, em 1886, Reynolds determinou a equação diferencial que representa o perfil de pressões entre duas superfícies em movimento, devido à variação da pressão interna no filme de fluido existente entre essas duas superfícies.

O trabalho desenvolvido por Reynolds em 1886 confirmou os trabalhos de Petroff e Tower, e explicou os fenômenos observados na lubrificação hidrodinâmica, que até então eram desconhecidos. A publicação desta equação é considerada um divisor de águas no estudo dos mancais hidrodinâmicos, pois Reynolds introduziu muitos conceitos novos para o nível de conhecimento dos pesquisadores da época, ampliando, ainda mais, o campo de pesquisa.

Em 1904, Sommerfeld publicou uma solução analítica para a equação de Reynolds aplicadas a mancais longos, cujo termo referente ao fluxo do lubrificante e os gradientes de pressão na direção axial podem ser negligenciados na formulação. Esta solução foi obtida integrando a Equação de Reynolds a partir de novas condições de contorno, obtendo assim a equação do perfil de pressão em função de parâmetros específicos, como por exemplo, posição angular, folga radial, razão de excentricidade, velocidade da superfície e viscosidade do fluido.

Embora já existisse uma solução para o mancal longo, a aplicação desses mancais apresentava ainda algumas restrições, como, por exemplo, a possibilidade de redução da folga radial a zero, devido à ocorrência de pequenas deflexões do eixo ou também desalinhamentos. Diante disso, houve a necessidade de estudar e analisar o comportamento hidrodinâmico em mancais curtos. Desta forma, Ocvirk propôs, em 1952, uma solução da equação de Reynolds

para aplicação em mancais curtos. Essa solução negligencia o termo que leva em conta o fluxo circunferencial do mancal, por considerar o mesmo pequeno quando comparado ao fluxo na direção axial do eixo (fluxo de perda).

Com o desenvolvimento dos computadores modernos, tornou-se viável a utilização de métodos numéricos para determinação da solução de Reynolds. Assim, Pinkus (1956) aplicou o método de diferenças finitas para determinar a solução de Reynolds e, conseqüentemente, obter a distribuição de pressão hidrodinâmica no mancal, possibilitando a realização de soluções para problemas mais generalizados de mancais hidrodinâmicos. Pinkus pôde ainda obter resultados da solução da equação de Reynolds para mancais hidrodinâmicos elípticos. Três anos mais tarde, Pinkus (1959) publicou resultados obtidos em mancais hidrodinâmicos trilobulares, a partir de seu método de solução.

O desenvolvimento e análise de mancais multilobulares, tal como os mancais elípticos e trilobulares, veio da necessidade de elevar as velocidades de rotação das máquinas, o que representava um grande problema no mancal cilíndrico, devido à ocorrência da instabilidade fluido-induzida, descoberta por Newkirk, e designada “*oil whip*” (Castro, 2008; Muszynska, 2005; Newkirk, 1925). Entretanto, o desenvolvimento desses mancais permitiu apenas elevar a velocidade de rotação sujeita à ocorrência da instabilidade fluido-induzida e, conseqüentemente, aumentar a faixa de operação em condição de estabilidade, sem que fosse possível eliminar esse fenômeno.

Embora os mancais multilobulares não conseguissem eliminar o fenômeno da instabilidade fluido-induzida, permitiram elevar as rotações de operação das máquinas, resultando em avanço tecnológico na época. Entretanto, visando ainda a eliminar a instabilidade fluido-induzida no comportamento dinâmico do sistema e, conseqüentemente, elevar ainda mais a velocidade de operação das máquinas, desenvolveram-se, então, os mancais hidrodinâmicos segmentados. Diferentemente dos mancais de geometria fixa, os mancais segmentados permitem um pequeno movimento angular nos segmentos do mancal, resultando em uma melhor condição de estabilidade, o que os torna praticamente livres do fenômeno de vibração fluido-induzida.

Boyd e Raimond (1953) mostraram que, a partir da instalação de mancais segmentados, máquinas rotativas puderam quase dobrar suas velocidades de operação, sem que ocorresse instabilidade fluido-induzida. Em 1958, Raimondi e Boyd publicaram um grande número de gráficos de projetos para aplicação em mancais de comprimento finito, cujos resultados foram obtidos através da resolução numérica da Equação de Reynolds.

Em 1964, Lund publicou um estudo que se tornou um marco na análise das características dinâmicas de mancais segmentados (Lund, 1964). Este trabalho foi utilizado como o modelo base para o desenvolvimento de modelos mais avançados nas últimas décadas. O método proposto por Lund, denominado método da montagem dos segmentos (*Lund's Pad Assembly Method*), tem por objetivo determinar os coeficientes de rigidez e de amortecimento do mancal, a partir das características dinâmicas de um único segmento, considerando cada segmento independente. Nesse método são determinados os coeficientes dinâmicos reduzidos e a força resultante no segmento para várias excentricidades de operação do eixo, e então armazenados esses dados (características dinâmicas) desse específico segmento. Em seguida, a partir da espessura de filme para cada segmento, os coeficientes dinâmicos e as forças em cada segmento são determinados através da interpolação dos dados obtidos naquele específico segmento. Por fim, o carregamento e os coeficientes dinâmicos do mancal são obtidos através da soma vetorial (sobreposição dos segmentos), sendo que esse processo se repete até que a carga requerida no mancal seja obtida. Visto que a equação de Reynolds é resolvida para apenas um segmento do mancal, esse método não apresenta um alto custo computacional, resultando em uma rápida solução. Deve-se destacar que o desempenho computacional disponível na década de 60 era muito limitado e, por isso, os pesquisadores deviam considerar essa limitação para obtenção de modelos viáveis. Através desse método, Lund determinou os coeficientes dinâmicos de vários mancais segmentados, o que permitiu verificar alguns parâmetros como relação L/D , pré-carga e a inércia do segmento. Os resultados obtidos nesse trabalho mostraram que os coeficientes dinâmicos tendem a aumentar, conforme aumenta a pré-carga e a relação L/D do mancal. Além disso, verificou-se que o aumento da relação L/D tende a melhorar a condição de estabilidade, distanciando-se da massa crítica do segmento. Por fim, observou-se que quando os segmentos são montados simetricamente em relação à força de

aplicação e considerando segmentos com inércias desprezíveis (nulas), os coeficientes cruzados no mancal podem ser negligenciados, pois são praticamente nulos. Entretanto, quando considerada a inércia dos segmentos, os coeficientes de acoplamento cruzado devem ser considerados, principalmente próximo à região de ressonância.

Outro trabalho de destaque foi publicado por Allaire (1981). Neste trabalho, Allaire propôs um novo método para a determinação de coeficientes dinâmicos em mancais segmentados (Allaire, 1981). Esse método difere do método de montagem do segmento, conforme proposto por Lund (Lund, 1964). A principal diferença proposta por Allaire refere-se a não reduzir os coeficientes dinâmicos para o armazenamento das características dinâmicas do segmento. Allaire propôs determinar os coeficientes dinâmicos na forma completa e a força resultante para uma ampla faixa de excentricidades do eixo, e então armazenar as características dinâmicas desse segmento. Dessa forma, a partir das características dinâmicas desse segmento, obtêm-se os coeficientes dinâmicos na forma completa e a força resultante para cada segmento do mancal. Assim, conhecidos os coeficientes dinâmicos na forma completa em cada segmento, foi possível escrever a matriz de coeficientes na forma completa, na qual consideram-se os graus de liberdade de cada segmento, ou também realizar uma redução síncrona ou não-síncrona dos coeficientes. Os resultados apresentados nesse trabalho, obtidos através de um mancal simétrico de 5 segmentos, mostram os coeficientes dinâmicos na forma completa, tanto os relacionados ao movimento de translação do eixo quanto os relacionados ao movimento angular dos segmentos. Além disso, os coeficientes dinâmicos reduzidos (redução síncrona) são também mostrados, apresentando diferenças significativas dos coeficientes dinâmicos na forma completa. Por fim, é possível verificar que a grande contribuição do trabalho de Allaire é a consideração de coeficientes dinâmicos na forma completa, o que permite verificar a influência do grau de liberdade do segmento e, posteriormente, analisar a condição de estabilidade do sistema rotor-mancal, ou seja, eixo-segmento.

Durante esse período, acreditava-se que os mancais hidrodinâmicos segmentados não eram susceptíveis a instabilidades, até que Flack (1988) mostrou que a ocorrência de instabilidade é possível em certas condições de operação. Essas instabilidades podem ocorrer

devido a deformações, excitações ou mesmo por variações da viscosidade no filme de lubrificante. Esse mesmo comportamento, mostrando a ocorrência de instabilidades em mancais hidrodinâmicos segmentados, também foi verificado por Lie (1989), através de cálculos numéricos e experimentos em um mancal segmentado sob condições de carregamento sobre segmentos e entre segmentos.

Em 1999, Russo determinou numericamente e identificou experimentalmente os coeficientes dinâmicos de rigidez e amortecimento em mancais hidrodinâmicos padrão e em mancais hidrodinâmicos híbrido (com injeção de óleo no segmento). Os resultados obtidos nesse trabalho mostraram que a injeção de óleo na direção radial do segmento altera as distribuições de pressão e, conseqüentemente, as características dinâmicas do mancal.

Nicholas (2003) publicou uma revisão do estado da arte sobre os modelos desenvolvidos para a obtenção das características dinâmicas de mancais hidrodinâmicos segmentados. A partir do trabalho “*Lund’s Pad Assembly Method*” (Lund, 1964), Nicholas descreve os avanços obtidos nesse modelo, como a inclusão dos efeitos de turbulência (Orcutt, 1967), e comenta também o desenvolvimento de modelos mais avançados, nos quais os segmentos são considerados como arcos independentes (Knight and Barret, 1988; Branagan, 1988; Kim, 1995). Além disso, nessa revisão, é discutido o efeito da pré-carga no mancal, mostrando que seu aumento tende a diminuir o amortecimento efetivo no mancal, e a influência da frequência de vibração na obtenção dos coeficientes dinâmicos reduzidos, que afeta consideradamente os valores dos coeficientes e, conseqüentemente, o comportamento dinâmico do sistema rotor-mancal. Por fim, Nicholas destacou que o método desenvolvido por Lund (Lund, 1964) tinha sido altamente aplicado e testado nas últimas 4 décadas e continuava sendo utilizado naqueles dias para projeto de mancais segmentados.

Dois anos mais tarde, Nicholas (2005) apresentou uma descrição dos parâmetros geométricos para o projeto de mancais segmentados. Primeiramente, Nicholas descreveu as condições de operação padrão em mancais segmentados, apresentando os valores recomendados para a carga unitária (pressão média), velocidade de rotação e a máxima temperatura de operação. Além disso, alguns parâmetros geométricos do mancal foram

discutidos, tais como deslocamento do pivô (*pivot offset*), pré-carga, relação L/D e folga radial. Por fim, um projeto para reduzir a temperatura no mancal foi apresentado, destacando também a forma e a posição que devem ser instalados os sensores para medição de temperatura.

Um estudo comparando os coeficientes dinâmicos obtidos através de modelo reduzido e de modelo completo para mancais hidrodinâmicos segmentados foi apresentado por Yan et al. (2010). Neste trabalho, um modelo analítico foi desenvolvido para determinar os coeficientes dinâmicos no mancal. A partir do método de Newton-Raphson, esse modelo analítico determina a posição de equilíbrio do eixo e dos segmentos e os coeficientes dinâmicos em cada segmento, através da variação das forças devido aos deslocamentos e velocidades no eixo e nos segmentos. Após determinar os coeficientes dinâmicos em cada segmento, são determinados os coeficientes dinâmicos na forma completa e na reduzida. A partir da comparação apresentada nesse trabalho, pode-se verificar que há uma diferença entre os coeficientes na forma completa e na forma reduzida. Além disso, é mostrado que tal diferença torna-se muito relevante quando analisa-se a estabilidade e a frequência natural amortecida de um rotor rígido suportado por mancais segmentados, visto que o modelo reduzido superestima a condição de estabilidade do rotor.

Recentemente, Dimond et al (2011) apresentaram uma ampla revisão da teoria de mancais hidrodinâmicos segmentados. Primeiramente, é descrito o estado da arte da teoria de mancais hidrodinâmicos segmentados, apresentado o desenvolvimento dos modelos de mancais hidrodinâmicos segmentados na forma clássica (equação de Reynolds) e através da abordagem de fluxo médio. Na abordagem de fluxo médio foram discutidas e comparadas a teoria de comprimento de mistura (*mixing length theory*), desenvolvida por Constantinescu em 1967 (Constantinescu, 1967) e a abordagem empírica desenvolvida por Hirs em 1973 (Hirs, 1973). A metodologia utilizada no modelo de mancal segmentado foi apresentada, descrevendo o equacionamento aplicado quando é considerada a dinâmica do segmento (*Single Pad Bearing Dynamics*) e quando é considerado o modelo reduzido. No modelo dinâmico reduzido foi apresentada detalhadamente a redução dos coeficientes dinâmicos do mancal, destacando ainda a influência da frequência vibracional do sistema, podendo a redução ser síncrona e não-síncrona. Além disso, Dimond apresentou também a teoria termoelastohidrodinâmica aplicada

aos mancais segmentados, na qual a equação de Reynolds generalizada é resolvida juntamente com a equação de energia.

A partir do método proposto por Lund (1964), ao longo dos anos foram-se aprimorando os métodos para análise do comportamento dinâmico dos mancais segmentados, principalmente através de análise numérica (simulação computacional). Embora alguns estudos apresentassem resultados experimentais para comparação e validação dos resultados numéricos, a realização de testes experimentais para a estimação dos coeficientes dinâmicos de mancais hidrodinâmicos não era muito comum, por se tratar de uma tarefa muito árdua. A partir da década de 90, com o auxílio de melhores sistemas de aquisição e processamento de sinais, muitos pesquisadores desenvolveram técnicas experimentais para a estimação dos coeficientes dinâmicos de mancais hidrodinâmicos. Em geral, essas técnicas baseiam-se na comparação da resposta do rotor, no domínio do tempo ou da frequência, devida à aplicação de forças de excitação, o que permite serem aplicadas tanto para mancais de geometria fixa, tal como os mancais cilíndricos, elípticos e trilobulares, como também para mancais segmentados.

Zhang, Xie e Qiu realizaram um estudo sobre a identificação de coeficientes dinâmicos de mancais hidrodinâmicos em um sistema rotor-mancal flexível. Nesse estudo, 8 coeficientes dinâmicos (4 de rigidez e 4 de amortecimento) são identificados através de ajuste da resposta em frequência obtida por excitação por impulso, através do critério de mínimos quadrados. Na primeira parte desse estudo (Zhang, 1992a) foi apresentado o método de identificação no domínio da frequência, verificando-se sua robustez e confiabilidade quando considerados distúrbios nos sinais, tais como ruído branco, erro de fase, erro na amplitude (*offset*) e resposta desbalanceada. A influência desses distúrbios na estimação dos coeficientes foi verificada através de simulações computacionais, sendo que os resultados obtidos mostraram que, entre os distúrbios considerados, a resposta desbalanceada residual e o erro de fase influenciam significativamente na determinação dos coeficientes estimados, devendo assim serem cuidadosamente eliminados do sinal de vibração medido. Os resultados obtidos mostraram ainda uma boa correlação entre os coeficientes estimados e os coeficientes teóricos. Na segunda parte desse estudo (Zhang, 1992b), o método proposto é aplicado em um banco de teste, visando a estimar experimentalmente os coeficientes do mancal. O banco de teste é composto

por um rotor com um disco centralizado suportado por dois mancais hidrodinâmicos (sistema simétrico). Assim, uma força impulsiva é aplicada no disco e, então, obtêm-se os deslocamentos nos mancais, sendo que, após realizar a filtragem nesses sinais, obtêm-se as respostas em frequência experimentais. Com isso, ajustando as respostas em frequência experimentais pelo critério de mínimos quadrados, foi possível obter os coeficientes dinâmicos estimados do filme lubrificante, o qual apresentou uma boa correlação com os coeficientes teóricos.

Em 1994, Tieu e Qiu (1994) desenvolveram um método de identificação experimental dos coeficientes de rigidez e de amortecimento de mancais hidrodinâmicos, baseado nas respostas de desbalanceamento obtidas no rotor. Nesse trabalho, foi utilizado um banco de teste composto por um rotor com dois discos e suportado por dois mancais cilíndricos. Sendo assim, aplicando massas desbalanceadas com defasagens previamente conhecidas nos discos do rotor, obtêm-se as respostas ao desbalanceamento no rotor, permitindo identificar os 16 coeficientes dinâmicos (4 coeficientes de rigidez e 4 coeficientes de amortecimento em cada mancal) dos mancais hidrodinâmicos. Uma grande vantagem apresentada neste método refere-se à fácil aplicação em mancais de grande porte, sem ter a necessidade de utilizar sistemas de alta potência para a excitação do sistema, visto que a mesma é realizada no sistema a partir da inserção de massas desbalanceadas pré-definidas. Os resultados experimentais obtidos nesse trabalho apresentaram boa correlação com resultados numéricos e experimentais apresentados na literatura, mostrando assim a robustez e aplicabilidade do método.

Três anos mais tarde, Qiu e Tieu (1997) desenvolveram um método de identificação experimental dos coeficientes dinâmicos de mancais hidrodinâmicos, através de respostas ao impulso obtidas no rotor. O método é similar ao descrito anteriormente, mas ao invés de utilizar um estimador linear baseado no método de mínimos quadrados a partir de respostas ao desbalanceamento do rotor, o estimador linear se utilizou de respostas ao impulso nas direções vertical e horizontal do rotor (movimento lateral). Nesse trabalho, os coeficientes identificados foram utilizados no modelo do rotor, visando a estimar o comportamento dinâmico do sistema. Com isso, verificou-se uma boa correlação entre os resultados experimentais e os estimados, tanto na força de impacto, quanto nos deslocamentos e nas funções de transferência. Além

disso, devido à ampla faixa de frequências excitadas por impacto, foi possível observar a ocorrência do fenômeno *whirl*, sendo que as frequências de vibração *whirl* apresentaram boa correlação com os valores calculados a partir dos coeficientes estimados nos mancais, além de apresentar também boa concordância com a teoria de estabilidade linear.

Em 2003, Zhou et al (2003) realizaram um estudo experimental sobre coeficientes dinâmicos de mancais hidrodinâmicos. Nesse trabalho, é apresentado um método de identificação experimental de coeficientes dinâmicos de mancal hidrodinâmico no domínio do tempo, através do método dos mínimos quadrados. Para isso, utilizou-se uma bancada de teste com um eixo rotativo suportado por dois mancais hidrodinâmicos segmentados nas extremidades e um mancal hidrodinâmico, a ser analisado, no centro do eixo. Além disso, essa bancada de teste era composta por três sistemas pneumáticos, sendo que o primeiro aplicava o carregamento estático no mancal e o segundo e terceiro aplicavam o carregamento dinâmico, um em cada direção do mancal (coordenadas x e y do movimento lateral do rotor). Sensores de pressão realizavam a medição das forças aplicadas no mancal e sensores de deslocamentos obtinham as vibrações de deslocamento relativo entre o eixo e o mancal. A partir das forças atuantes no mancal (excitação senoidal) e do deslocamento do mesmo, empregou-se o método dos mínimos quadrados para a estimação dos coeficientes de rigidez e de amortecimento do mancal. Os resultados obtidos nesse trabalho mostraram que os coeficientes dinâmicos do mancal hidrodinâmico tendem a crescer com o aumento do parâmetro carregamento (carregamento adimensional). Além disso, foi possível verificar que, para excitação com alta amplitude (elevado carregamento), os coeficientes estimados apresentam uma grande dispersão, devido à influência dos efeitos não lineares no comportamento dos mesmos, indicando ainda que a aplicação de um modelo linear nessa condição pode acarretar erros significativos.

Paralelamente ao desenvolvimento de mancais hidrodinâmicos com melhores condições de estabilidade, o que resultou na obtenção dos mancais segmentados, alguns pesquisadores focaram seus esforços em analisar e estimar os efeitos térmicos presentes nos mancais hidrodinâmicos. A avaliação do comportamento térmico no mancal foi realizada primeiramente

nos mancais hidrodinâmicos cilíndricos e, posteriormente, nos mancais multilobulares (elípticos e trilobulares) e nos mancais segmentados.

Inicialmente, as análises térmicas tornaram-se necessárias, devido aos primeiros mancais hidrodinâmicos desenvolvidos apresentarem problemas de perda de energia por atrito e, conseqüentemente, superaquecimento do filme lubrificante. Além disso, conforme foi-se elevando a velocidade de operação das máquinas, os projetistas precisaram melhorar o sistema de fluxo de fluido no mancal, para evitar o superaquecimento do lubrificante, que afeta significativamente a viscosidade e, conseqüentemente, o comportamento dinâmico do mancal.

Um dos primeiros trabalhos que considerou a variação da temperatura no filme lubrificante foi desenvolvido por Cope (1949). Neste trabalho, avaliou-se a distribuição de temperatura no fluido do mancal resolvendo a equação da energia de forma simplificada, na qual foi considerada uma temperatura constante na direção radial e negligenciada a condução entre o filme lubrificante e as superfícies do eixo e do mancal.

Em 1960, Hunter e Zienkiewicz (1960) avaliaram a distribuição de temperatura no fluido, considerando a variação de temperatura na espessura do filme lubrificante. O método numérico proposto considerou condições de contorno do tipo adiabática e do tipo isotérmica, cujos resultados obtidos foram comparados com os resultados das análises clássicas. A partir dos resultados obtidos nesse trabalho, Hunter concluiu que a troca de calor na direção radial poderia ser negligenciada, pois não influenciava na distribuição de temperatura. Entretanto, foi possível verificar, através de resultados obtidos em trabalhos futuros, que essa afirmação estava equivocada.

Um trabalho de valiosa contribuição no desenvolvimento de análises termohidrodinâmicas em mancais foi publicado por Dowson (1962). Nesse trabalho, Dowson apresentou a equação de Reynolds generalizada, que considera a variação de viscosidade e de densidade (fluido compressível) do fluido lubrificante, tanto na direção radial, quanto na circunferencial e axial. Com isso, permitiu realizar análises térmicas nos mancais

hidrodinâmicos de forma mais abrangente, sem a necessidade de considerar tantas simplificações, como ocorrido nos primeiros trabalhos.

Quatro anos mais tarde, em cooperação com Dowson, March (1966) desenvolveu uma análise termohidrodinâmica a partir da solução das equações de Reynolds, energia e da condução nos sólidos. Essa análise foi desenvolvida na condição bidimensional, levando em conta a variação das propriedades do lubrificante nas coordenadas circunferencial e radial (através do filme). Além da boa concordância com resultados obtidos experimentalmente, os resultados obtidos nessa análise mostram que o eixo poderia ser considerado isotérmico, pois não apresentava oscilações significativas de temperatura, devido ao seu movimento de rotação, e que os gradientes axiais de temperaturas eram muito pequenos quando comparados aos da direção radial, podendo assim ser negligenciados (Dowson et al., 1966).

Em 1979, Mitsui e Yamada investigaram a influência das características térmicas do lubrificante e das condições de operação no comportamento do mancal, sendo que os resultados obtidos nessa investigação mostraram que as características térmicas do lubrificante e a velocidade de rotação do eixo podem influenciar significativamente as distribuições de temperatura e pressão e, conseqüentemente, a capacidade de sustentação do mancal. Três anos mais tarde, Mitsui (1982a) investigou a influência de modificações geométricas no comportamento do mancal, o que permitiu verificar que o valor e a posição do pico de temperatura variam com a alteração da folga radial. Ainda nesse ano, Mitsui (1982b) determinou as características dinâmicas de mancais radiais, sendo que os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento foram calculados considerando a variação da viscosidade no filme lubrificante. Conforme mostrado nesse trabalho, os coeficientes dinâmicos foram calculados e comparados com resultados experimentais, apresentando uma boa concordância.

Com o passar dos anos, devido às informações obtidas de trabalhos precedentes e ao desenvolvimento computacional, trabalhos com fenômenos ainda mais complexos puderam ser realizados. Nesse sentido, Ferron, Frene e Boncompain (1983) avaliaram o comportamento térmico em um mancal finito, considerando a transferência de calor entre o filme lubrificante, a

parede do mancal e o eixo, juntamente com a cavitação e recirculação do lubrificante. Para isso, a equação de Reynolds e a equação de energia foram resolvidas numericamente pelo método das diferenças finitas, sendo que os resultados obtidos nas simulações computacionais apresentaram boa concordância com os resultados experimentais. Três anos mais tarde, Boncompain, Fillon e Frene (1986) realizaram novas análises termohidrodinâmicas, incluindo também os efeitos do escoamento reverso na entrada do lubrificante e da recirculação do fluxo de calor. O método numérico proposto permitiu obter de forma bem consistente os resultados da distribuição de temperatura e distribuição de pressão no mancal.

Heshmat e Pinkus (1986) analisaram o mecanismo de mistura na entrada de óleo do mancal, obtendo equações teóricas para a temperatura de mistura e resultados experimentais para a temperatura de mistura em função dos parâmetros do mancal. Além disso, equações empíricas foram obtidas para a determinação da temperatura de mistura em mancais radiais e axiais.

Em 1990, Han e Paranjpe desenvolveram uma análise termohidrodinâmica em mancais através do método dos volumes finitos, o que além de facilitar a implementação do modelo termohidrodinâmico, permitiu obter resultados mais precisos e estáveis, por ser baseado na equação da continuidade. Os resultados obtidos nesse trabalho mostraram que a pressão de alimentação e a configuração da ranhura de alimentação influenciam a distribuição de temperatura no mancal. Além disso, verificou-se que a condição de contorno de temperatura influencia significativamente a solução, indicando ser esta uma consideração a ser tomada de forma bem cuidadosa. Cinco anos mais tarde, Paranjpe e Han (1995) analisaram as condições termohidrodinâmicas em mancais durante o regime transitório, considerando o mancal sob um carregamento dinâmico do tipo senoidal. Os resultados obtidos mostraram que a temperatura do filme lubrificante varia consideravelmente com o tempo.

Bouard, Fillon e Frene (1996) analisaram diferentes modelos turbulentos em análises termohidrodinâmicas em mancais segmentados. Os estudos numéricos foram desenvolvidos através do método das diferenças finitas, sendo que os resultados obtidos mostram que os efeitos térmicos no mancal são importantes e que, em altas rotações, diferenças significativas

no pico de pressão e na distribuição de temperatura podem ser obtidas quando comparados os modelos laminares e turbulentos.

Santos (1997) estudou em sua dissertação de mestrado os efeitos térmicos em mancais segmentados. Para isso, um modelo termohidrodinâmico foi desenvolvido a partir do método das diferenças finitas, no qual a equação de Reynolds e a equação de energia são resolvidas de forma acoplada. Os resultados obtidos nesse trabalho mostram a distribuição de pressão e de temperatura nos segmentos do mancal. Além disso, verificou-se que o projeto de mancais segmentados a partir de modelos isotérmicos resulta em um superdimensionamento, visto que a pressão obtida no modelo isotérmico é significativamente maior que a pressão obtida no modelo termohidrodinâmico.

Dando continuidade ao trabalho desenvolvido por Santos, Nicoletti (1999) analisou em sua dissertação de mestrado os efeitos térmicos em mancais segmentados híbridos. Nesse trabalho, Nicoletti mostrou que a pressão de injeção e a posição dos orifícios pode influenciar significativamente a distribuição de temperatura no mancal, pois esses parâmetros estão relacionados ao direcionamento de óleo frio no mancal.

Mais recentemente, com o intuito de verificar a influência dos efeitos térmicos do mancal no comportamento dinâmico do rotor, alguns trabalhos analisaram a condição de estabilidade do sistema rotor-mancal. Morton (2008) realizou uma revisão das investigações de vibrações síncronas instáveis em máquinas rotativas, verificando que esse comportamento pode ser causado devido às modificações térmicas no eixo nas regiões dos mancais e selos. Nesse mesmo contexto, Daniel, Alves e Cavalca (2010) analisaram o comportamento dinâmico de um rotor Laval, quando considerados os efeitos térmicos nos mancais. Para isso, o sistema rotor-mancais foi analisado considerando primeiramente os coeficientes dinâmicos dos mancais obtidos através de um modelo hidrodinâmico isotérmico e, em seguida, considerando os coeficientes dinâmicos dos mancais obtidos através de um modelo termohidrodinâmico. Os resultados obtidos nesse trabalho mostraram que, devido à mudança de temperatura no filme lubrificante, há uma alteração nas características dinâmicas do mancal, causando uma variação na frequência natural e na amplitude de vibração do sistema.

Alves (2010) realizou em sua dissertação de mestrado um estudo sobre a influência dos efeitos térmicos nas características dinâmicas dos mancais cilíndricos planos. Nesse trabalho, um modelo termohidrodinâmico foi desenvolvido através do método das diferenças finitas para obtenção da distribuição de pressão, distribuição de temperatura e determinação dos coeficientes equivalentes. Os resultados obtidos nesse trabalho mostraram que a variação de temperatura no filme lubrificante pode alterar significativamente os coeficientes dinâmicos do mancal e, conseqüentemente, alterar o comportamento dinâmico do sistema rotor-mancal.

Dentro desse contexto, este trabalho visa a dar continuidade na investigação das características dinâmicas de mancais hidrodinâmicos segmentados, levando em consideração os avanços e as descobertas obtidos nos trabalhos descritos anteriormente. A principal contribuição deste trabalho está no desenvolvimento de um modelo termohidrodinâmico para determinação de coeficientes equivalentes de mancais hidrodinâmicos segmentados, expandidos e reduzidos, levando em consideração a distribuição de temperatura e os efeitos térmicos tanto no plano do segmento quanto no plano da espessura de filme lubrificante.

O modelo termohidrodinâmico desenvolvido neste trabalho leva em consideração a espessura do filme lubrificante, permitindo avaliar os efeitos térmicos e a distribuição de temperatura nessa dimensão (folga do mancal), o que representa uma contribuição em relação aos modelos desenvolvidos por Santos (1997) e por Nicoletti (1999). A determinação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento, reduzidos e expandidos, através da lubrificação hidrodinâmica e da termohidrodinâmica tem por objetivo verificar a influência dos efeitos térmicos nas características dinâmicas dos mancais hidrodinâmicos segmentados, o que não foi considerado nas análises realizadas por Russo (1999).

Por fim, além de verificar a influência dos efeitos térmicos nos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal, o modelo termohidrodinâmico desenvolvido neste trabalho permitiu verificar a distribuição de pressão, a distribuição de temperatura, as forças hidrodinâmicas e a posição de equilíbrio, o que permitiu avaliar também a condição de lubrificação (espessura mínima de filme lubrificante) nos segmentos dos mancais.

3 Descrição do Problema

A modelagem de máquinas durante as etapas de concepção e projeto é de grande importância, pois permite avaliar o comportamento dinâmico durante as condições de operação através de simulação computacional, o que possibilita antever (identificar) possíveis falhas e repará-las, antes do processo de fabricação. Além disso, o acompanhamento, o monitoramento e, em alguns casos, a estimação do comportamento dinâmico de máquinas em operação também é de grande importância, pois permite evitar falhas e paradas repentinas, programar paradas para manutenção e, principalmente, evitar acidentes. Entretanto, essa tarefa é relativamente complexa, pois o comportamento dinâmico de uma máquina envolve uma série de fatores, além de ser influenciada por vários subconjuntos que compõem essas máquinas.

A resposta dinâmica de uma máquina rotativa, como uma turbina a vapor (Figura 3.1(a)), depende das características dos vários componentes que integram esse sistema rotativo, como por exemplo, o rotor, os mancais, os selos de fluxo, a estrutura de suporte, etc. Por esse motivo, pode-se afirmar que não é possível analisar de forma precisa o comportamento dinâmico dessas máquinas, sem conhecer previamente a influência mecânica de cada componente. Sendo assim, para que seja possível estimar o comportamento dinâmico e as condições de estabilidade de um sistema rotativo, deve-se modelar o sistema rotativo completo, a partir dos parâmetros obtidos dos modelos utilizados para cada componente do sistema.

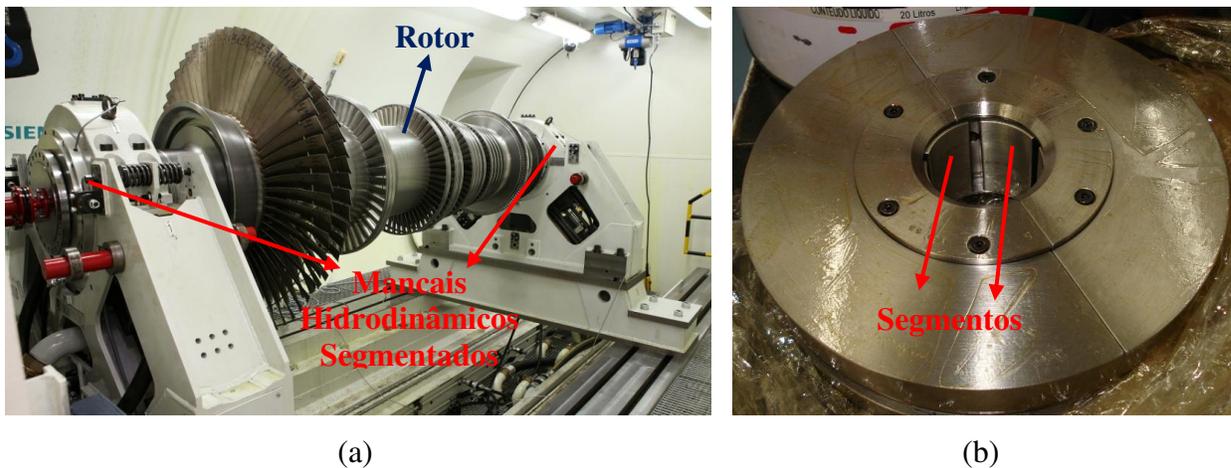


Figura 3.1 – (a) Rotor de turbina a vapor em balanceamento (cedido por SIEMENS),
 (b) Mancal hidrodinâmico segmentado.

Para modelar o comportamento dinâmico de um sistema rotativo com discos rígidos e mancais, pode-se utilizar a configuração representada na Figura 3.2 (Nelson e McVaugh, 1976; Nelson, 1980). Nesta configuração, o sistema de referência XYZ representa o referencial inercial, sendo a coordenada X o eixo axial e as coordenadas Y e Z os eixos transversais horizontal e vertical, respectivamente. O sistema de referência xyz representa o referencial móvel (rotacional), o qual é definido em relação ao referencial inercial através da rotação ωt ao redor do eixo X, com ω denotando a velocidade de rotação do rotor (rotação de precessão) e sendo os eixos X e x colineares e coincidentes com a linha de centro do rotor não-deformado.

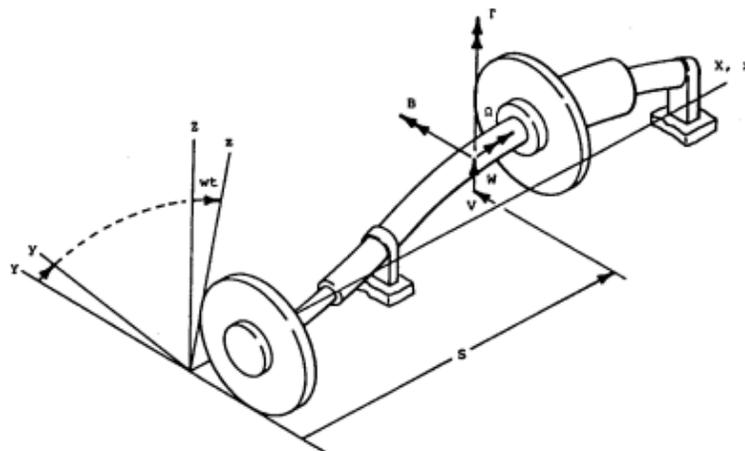


Figura 3.2 – Configuração típica de um sistema rotativo (Nelson e McVaugh, 1976)

Sendo assim, para pequenas deformações transversais os deslocamentos angulares (B, Γ) são aproximadamente colineares com os eixos (Y, Z), respectivamente. Desta forma, o ângulo de rotação própria ϕ , para uma velocidade constante do sistema e deformação torcional negligenciável, é Ωt onde Ω denota a velocidade de rotação própria do rotor (rotação *spin*). Em rotores suportados por mancais hidrodinâmicos a velocidade de rotação própria do rotor (rotação *spin*) nem sempre é igual à velocidade de rotação do rotor (rotação de precessão), como no caso da vibração *whirl*.

Para modelar um sistema rotativo através do método dos elementos finitos, o sistema contínuo deve ser dividido em um número finito de elementos, os quais são conectados entre si por nós (Bathe e Wilson, 1976; Tuckmantel, 2010). Desta forma, pode-se, então, calcular a energia cinética (T_i), a energia de deformação (U_i) e a função de dissipação (R_i) de cada elemento i , em função dos deslocamentos nodais. Assim, para uma estrutura com N elementos, a soma das energias de cada elemento determina a energia estrutural global.

$$T = \sum_{i=1}^N T_i \quad U = \sum_{i=1}^N U_i \quad R = \sum_{i=1}^N R_i \quad (3.1)$$

A energia cinética, a energia de deformação e a energia de dissipação globais são:

$$T = \frac{1}{2} \{\dot{q}\}^T [M] \{\dot{q}\} \quad (3.2)$$

$$U = \frac{1}{2} \{q\}^T [K] \{q\} \quad (3.3)$$

$$R = \frac{1}{2} \{\dot{q}\}^T [C] \{\dot{q}\} \quad (3.4)$$

Aplicando-se a equação de Lagrange, é possível obter a equação de movimento do sistema completo (Krämer, 1993 e Lallane e Ferraris, 1998).

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_i} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_i} + \frac{\partial U}{\partial q_i} + \frac{\partial R}{\partial \dot{q}_i} = F_i q_i \quad \text{para } i=1, 2, \dots, N \quad (3.5)$$

sendo que q_i é a i -ésima coordenada generalizada e F_i é a força generalizada atuando na direção da i -ésima coordenada generalizada.

A resposta dinâmica do sistema completo pode ser representada pela equação de movimento apresentada na Equação (3.6).

$$\left[M_{global} \right] \{\ddot{q}\} + \left[C_{global} \right] \{\dot{q}\} + \left[K_{global} \right] \{q\} = \{F_{global}\} \quad (3.6)$$

em que $\left[M_{global} \right]$, $\left[C_{global} \right]$ e $\left[K_{global} \right]$ são as matrizes globais de massa, amortecimento e rigidez, respectivamente; $\{F_{global}\}$ é o vetor das forças de excitação e $\{q\}$ é o vetor dos graus de liberdade, ou ainda, o vetor deslocamento relativo ao sistema.

A resolução da Equação (3.6) para obtenção da resposta dinâmica pode ser realizada a partir das matrizes globais do sistema completo, sendo essas matrizes obtidas através da discretização pelo método dos elementos finitos, conforme mostrado na Figura 3.3.

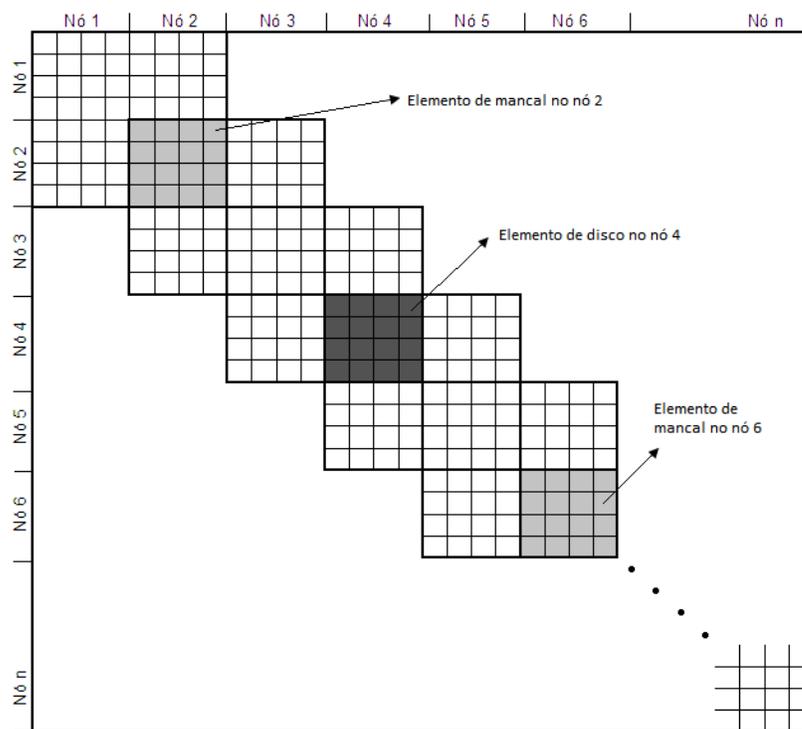


Figura 3.3 – Esquema da montagem da matriz global do sistema rotor-mancal.

Conforme mostrado na Figura 3.3, o comportamento do sistema completo leva em consideração tanto a característica do eixo (rotor) quanto as características dos mancais que suportam esse eixo. Assim, na Equação (3.6), aos nós onde estão inseridos os mancais devem-se adicionar os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento desses mancais, assim como ao nó onde é inserido o disco rígido (rotor) também deve-se adicionar as respectivas matrizes de massa e giroscópica.

Desta forma, para montar as matrizes globais da equação de movimento do sistema completo, é necessário obter previamente as características dos mancais hidrodinâmicos. As características dos mancais são inseridas na equação de movimento do sistema completo na forma de coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimentos, ou seja, o filme lubrificante é discretizado em um modelo mola-amortecedor conforme mostrado na Figura 3.4.

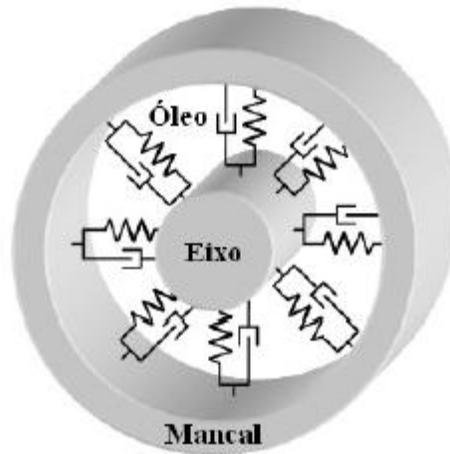


Figura 3.4 – Modelo mola-amortecedor para o filme lubrificante do mancal (Mendes, 2011).

Os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento dos mancais têm significativa influência na resposta dinâmica do sistema completo, sendo que variações nesses coeficientes podem tornar um sistema estável em instável, e vice-versa. Desta forma, muitos estudos têm sido realizados com o intuito de determinar coeficientes equivalentes de mancais hidrodinâmicos mais confiáveis e com maior precisão, de forma a representar o comportamento do sistema completo de forma mais realística.

A determinação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento de mancais hidrodinâmicos pode ser realizada a partir do método das perturbações, conforme proposto por Lund (1964). Para isso, primeiramente deve-se determinar a distribuição de pressão no mancal através da Equação de Reynolds (Reynolds, 1886), calcular as forças hidrodinâmicas e, assim, obter a posição de equilíbrio estático do eixo no mancal. Uma vez conhecida a posição de equilíbrio, aplicam-se pequenas perturbações de deslocamento no eixo em torno da posição de equilíbrio, obtendo-se as correspondentes forças hidrodinâmicas de reação. Podem-se determinar os coeficientes equivalentes de rigidez do filme lubrificante pela relação entre a variação das forças hidrodinâmicas e as perturbações aplicadas. Analogamente, aplicando-se pequenas perturbações de velocidade no eixo em torno da posição de equilíbrio e obtendo-se as forças hidrodinâmicas de reação, são determinados os coeficientes equivalentes de

amortecimento do filme lubrificante pela relação entre a variação das forças hidrodinâmicas e as perturbações aplicadas.

$$k_{zy} = \frac{\Delta F_z}{\Delta y} \quad (3.7)$$

$$c_{zy} = \frac{\Delta F_z}{\Delta \dot{y}} \quad (3.8)$$

Inicialmente, foi aplicada essa metodologia para obtenção dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento em mancais hidrodinâmicos cilíndricos, e posteriormente, em mancais multilobulares (elípticos, trilobulares) para, finalmente, chegar aos mancais hidrodinâmicos segmentados. Entretanto, diferentemente dos mancais de geometria fixa, nos mancais hidrodinâmicos segmentados, cada segmento adiciona um grau de liberdade ao mancal, visto que o segmento possui deslocamento angular. Dessa forma, o número de coeficientes equivalentes obtidos nos mancais segmentados depende do número de grau de liberdade do mancal, ou seja, do número de segmentos no mancal. Por esse motivo, técnicas de redução foram desenvolvidas visando a obter uma matriz de coeficientes equivalentes reduzidos (apenas translação lateral do rotor) a partir da matriz completa dos coeficientes equivalentes do mancal (coeficientes equivalentes de todos os segmentos), tornando a determinação de coeficientes nesse mancal ainda mais complexa.

4 Metodologia

A modelagem matemática de máquinas e sistemas mecânicos é um tema de pesquisa amplamente abordado. Sendo assim, tais estudos visam a obter modelos matemáticos que possam representar o comportamento dinâmico real dessas máquinas e, com isso, estabelecer as condições operacionais padrões para as mesmas, garantindo o bom funcionamento e, ainda, o monitoramento para antever eventuais falhas.

Neste capítulo é apresentado um modelo matemático para obtenção dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento de mancais hidrodinâmicos segmentados, sendo que tais coeficientes são utilizados no modelo matemático global da máquina rotativa a fim de representar a inerente rigidez e elasticidade fornecida pelos mancais.

A seção 4.1 apresenta uma descrição das características geométricas, apresentando os parâmetros geométricos de um mancal hidrodinâmico segmentado. Em seguida, na seção 4.2, são apresentadas as metodologias utilizadas nesse trabalho para a determinação da distribuição de pressão, determinação da distribuição de temperatura, determinação do ponto de equilíbrio e determinação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento.

4.1 Características geométricas

Os principais parâmetros geométricos de um mancal segmentado estão indicados na Figura 4.1.

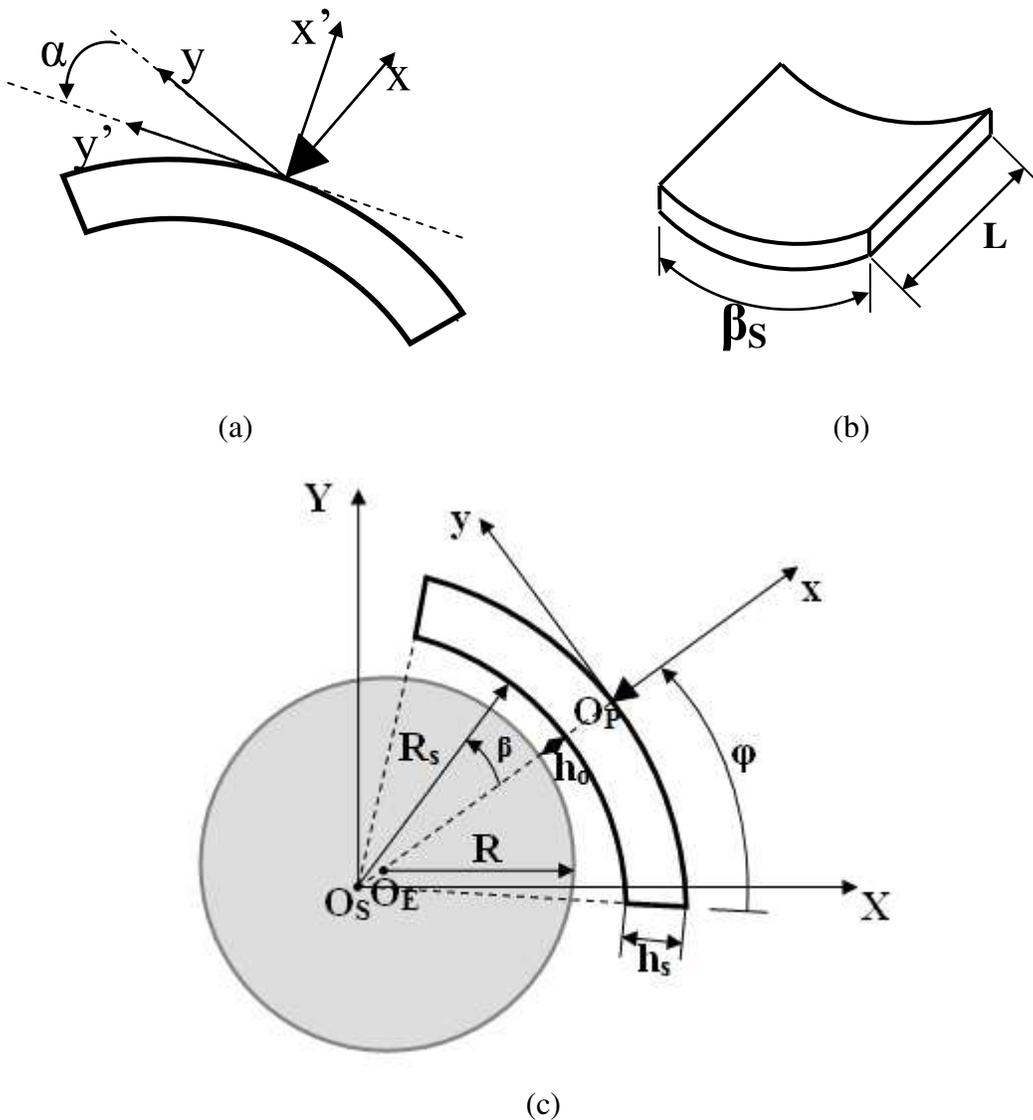


Figura 4.1 - (a) Vista frontal do segmento, (b) Perspectiva do Segmento, (c) Esquema de um sistema eixo-segmento.

Conforme observado na Figura 4.1, R e R_s são, respectivamente, os raios do eixo e do segmento, O_P , O_S e O_E são, respectivamente, os centros de rotação do pivô, do raio do segmento e do raio do eixo, h_o é a folga radial, h_s é a espessura do segmento, L é o comprimento axial do segmento, β_s é o ângulo do segmento, φ é a posição angular do pivô na referência X - Y , β é a posição angular no segmento e α é o deslocamento angular do segmento em relação ao pivô.

Os mancais segmentados podem ser projetados com pivô centralizado, o que permite operar em ambos os sentidos de rotação, e também com pivô deslocado (*offset pivot*), o que tende a alterar a cunha de filme lubrificante e, conseqüentemente, melhorar a sustentação hidrodinâmica (API 684, 2005). De acordo com os parâmetros apresentados na Figura 4.1, o pivotamento do segmento é definido pela relação $\gamma = \frac{\varphi}{\beta_s}$, sendo que $\gamma = 0,5$ representa a condição de pivotamento central e $0,55 \leq \gamma \leq 0,60$ representam valores típicos de pivotamentos deslocados.

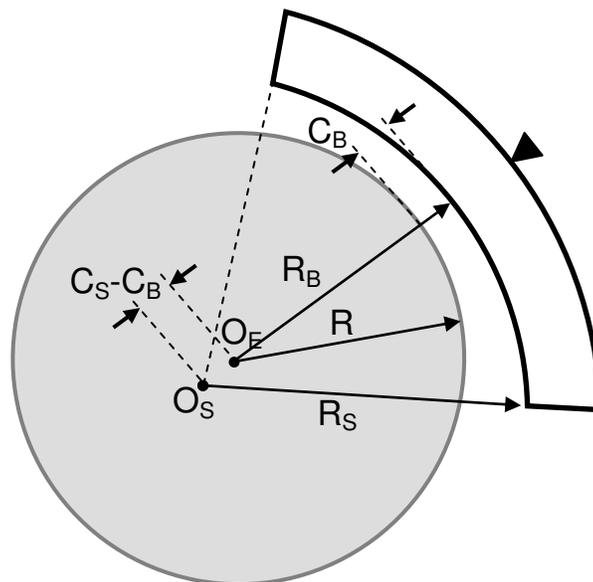


Figura 4.2 – Definição da pré-carga no mancal.

Um dos parâmetros mais importante de um mancal segmentado é a pré-carga, que é uma característica geométrica que relaciona o raio do eixo, o raio do segmento e a folga radial. Conforme pode ser observado na Figura 4.2, C_B é a folga de montagem do mancal, ou seja, é a folga radial do mancal (denominada como h_o na Figura 4.1), C_S é a folga do segmento, que representa a diferença entre o raio do segmento e o raio do eixo ($C_S = R_S - R$), O_S e O_E são, respectivamente, o centro do segmento e o centro do eixo, R_S , R e R_B são, respectivamente, o raio do segmento, o raio do eixo e o raio do mancal, que é a soma do raio do eixo com a folga

do mancal ($R_B = R + C_B$). Uma vez definidos esses parâmetros, a pré-carga do mancal pode ser definida como $m = 1 - \frac{C_B}{C_S}$, cujos valores típicos são superiores a 0,2 e inferiores a 0,6. Vale ressaltar que, conforme aumenta a pré-carga no mancal, aumenta-se também a capacidade de sustentação do mesmo. Em contrapartida, porém, diminui o amortecimento efetivo do mancal (API 684, 2005).

Por fim, um último parâmetro a ser destacado é a configuração de operação do mancal. Como mostrado na Figura 4.3, há duas configurações de operação de um mancal segmentado, definidas como LOP (*load on pivot*) e LBP (*load between pivot*), em que são consideradas a partir da direção do carregamento aplicado (W). A maioria dos mancais segmentados opera na configuração LBP, que apresenta uma distribuição de pressão mais uniforme entre os segmentos do mancal e, conseqüentemente, uma sobrecarga menos elevada nos segmentos inferiores. Por esse motivo, a configuração LBP apresenta maior espessura mínima de filme lubrificante que a obtida na configuração LOP, o que conduz a uma distribuição de temperatura menos elevada no mancal, visto que a taxa de cisalhamento do fluido é inversamente proporcional à espessura de filme lubrificante (API 684, 2005).

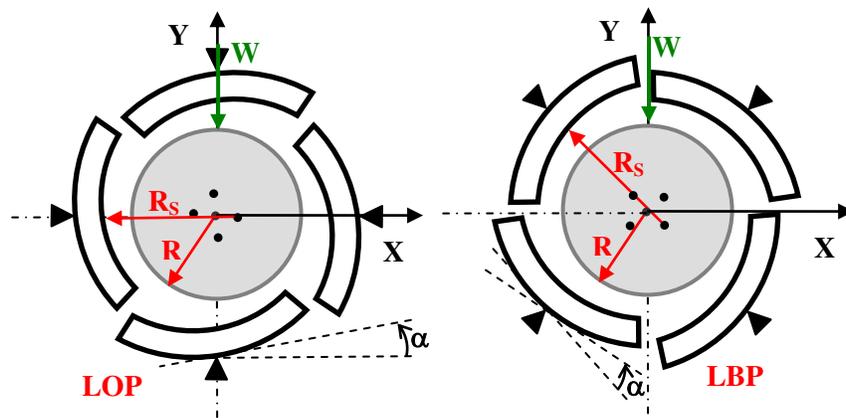


Figura 4.3 – Definição da configuração de operação no mancal.

4.2 Modelo de Lubrificação Termohidrodinâmico

A solução teórica THD de mancais lubrificadas resulta no campo de pressão juntamente com o da temperatura no filme de lubrificante. Geralmente, primeiramente, assume-se o campo de temperatura constante no fluido lubrificante. A partir dessa distribuição de temperatura no filme lubrificante, é possível calcular o campo de viscosidade a partir da relação constitutiva que descreve o comportamento do óleo empregado. Há vários modelos que descrevem o comportamento dos principais óleos lubrificantes, dentre estes estão o modelo de Roelands, Reynolds e Petroff. Determinado o campo de viscosidade, resolve a equação de Reynolds obtendo-se a distribuição de pressão, de que, adicionalmente, calculam as forças hidrodinâmicas atuantes no mancal.

Em seguida, usa-se a teoria termohidrodinâmica para a análise do mancal, o que permite avaliar as características do mancal a partir da variação da temperatura. Para isso, determina-se a priori o campo de velocidades do fluido, u , v e w , e suas derivadas, que serão utilizadas posteriormente na equação da energia.

Posteriormente à determinação dos campos de velocidade, deve-se, então, resolver a equação da energia, cuja solução apresentará a distribuição de temperatura no fluido lubrificante. A equação da energia pode ser simplificada, considerando as suposições de densidade do fluido, calor específico C_p e condutividade térmica k como constantes. Além disso, podem ser negligenciadas a transferência de calor através da coordenada axial, visto que tal transferência de calor é muito pequena, em comparação com a transferência de calor através do filme e a variação de temperatura na coordenada circunferencial, pois, na maioria dos mancais radiais, o fluxo de cisalhamento (Couette) é dominante (Cameron, 1951).

Uma vez obtido a nova distribuição de temperatura, deve-se comparar essa distribuição com a distribuição considerada inicialmente (estimada). Essa sequência deve ser repetida até atingir o critério de convergência do regime permanente, que ocorre quando a diferença entre a temperatura em um ponto entre duas passagens consecutivas seja menor que o erro estipulado.

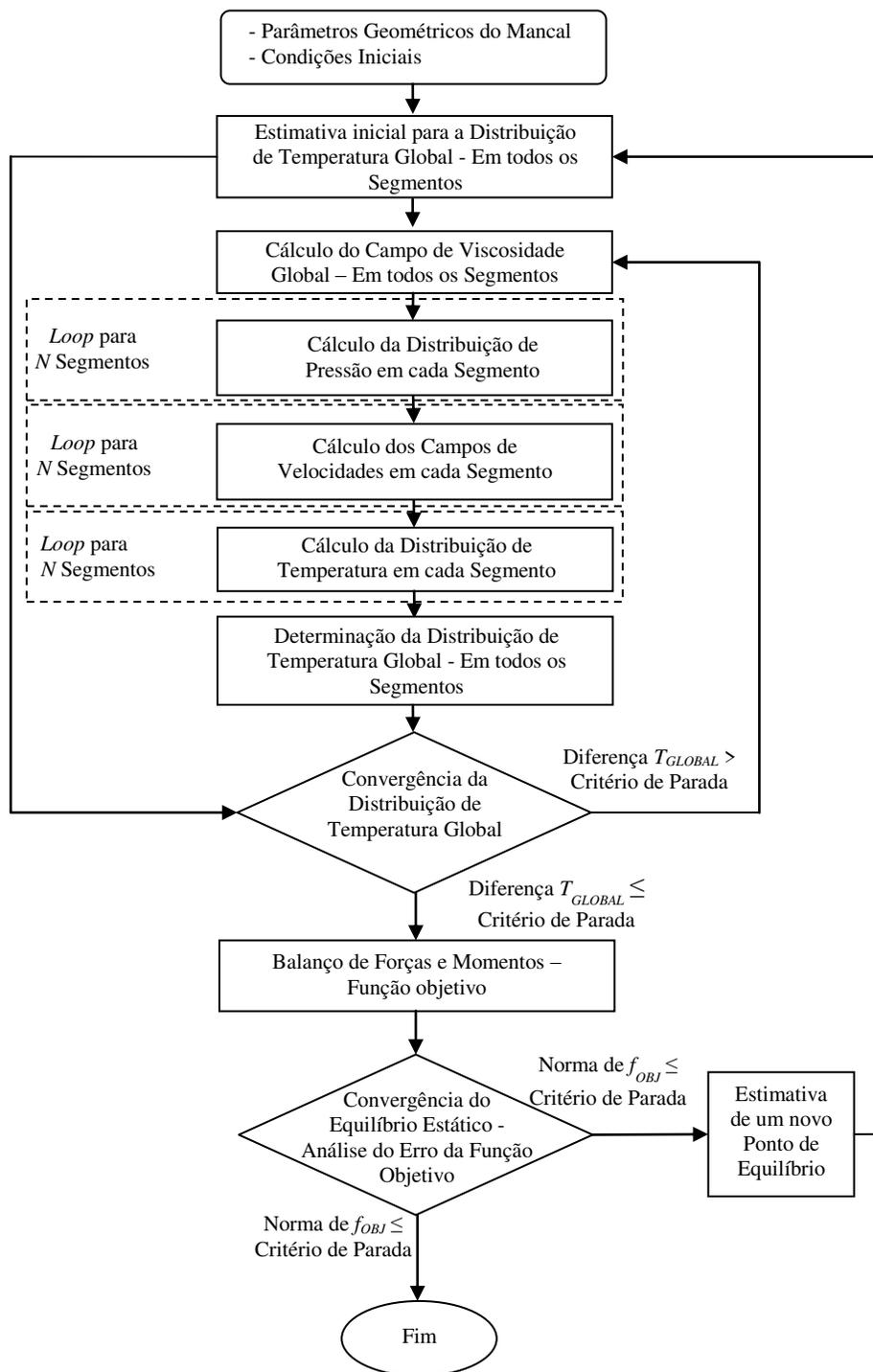


Figura 4.4 – Fluxograma do modelo de lubrificação termohidrodinâmica – Busca do Ponto de Equilíbrio do Eixo no Mancal (Análise Estática).

4.2.1 Determinação da Distribuição de Pressão

A base teórica da lubrificação hidrodinâmica é a teoria de Reynolds, que foi publicada por Osborne Reynolds em 1886 (Reynolds, 1886). A partir da resolução da equação de Reynolds é possível obter a distribuição de pressão atuante no mancal. A Equação de Reynolds clássica é apresentada na Equação (4.1) (Reynolds, 1886):

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{h^3}{\mu} \frac{\partial P}{\partial z} \right) = 6 \cdot \omega \cdot R \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + 12 \cdot \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.1)$$

em que $P(x, z)$ é a distribuição de pressão no filme lubrificante, x e z são as coordenadas retangulares, μ é a viscosidade absoluta, R é o raio do eixo, h é a espessura de filme lubrificante e ω é a velocidade de rotação do rotor.

A Equação (4.1) pode ser obtida a partir das equações de Navier-Stokes, considerando para tanto as seguintes hipóteses (Reynolds, 1886; Dowson, 1962):

- Os efeitos de cisalhamento viscoso predominam, portanto a propriedade característica do fluido é a sua viscosidade absoluta;
- As forças de inércia do fluido são desprezadas;
- O fluido é incompressível;
- A espessura do filme é pequena, ou seja, pode-se considerar a pressão constante através da folga, e a curvatura do filme também é desprezível;
- A viscosidade do fluido é constante ao longo do escoamento;
- Não há deslizamento na fronteira (interface) entre o fluido e as superfícies do eixo e do mancal.

Em 1962, Dowson (Dowson, 1962) estendeu a equação clássica de Reynolds, obtendo a equação de Reynolds generalizada, na qual considera o fluido compressível e com viscosidade

variável no filme de lubrificante. A equação de Reynolds generalizada é apresentada na Equação (4.2):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left[(F_2 + G_1) \cdot \frac{\partial P}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[(F_2 + G_1) \cdot \frac{\partial P}{\partial z} \right] = h \cdot \left[\frac{\partial(\rho \cdot U)_2}{\partial x} + \frac{\partial(\rho \cdot W)_2}{\partial z} \right] + \\ - \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{(U_2 - U_1) \cdot (F_3 + G_2)}{F_0} + U_1 \cdot G_3 \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{(W_2 - W_1) \cdot (F_3 + G_2)}{F_0} + W_1 \cdot G_3 \right] + \quad (4.2) \\ + \int_0^h \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dy + (\rho \cdot v)_2 + (\rho \cdot v) \end{aligned}$$

sendo que W , U e v são as componentes de velocidade axial, circunferencial e radial do fluido, F_n e G_n são funções que dependem da viscosidade e da densidade. Se o fluido for considerado incompressível e isoviscoso a equação obtida é a equação de Reynolds clássica apresentada na Equação (4.1). Entretanto, se for considerado que o fluido é apenas incompressível, obtém-se a Equação (4.3) que é aplicada na modelagem THD:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(F_2 \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(F_2 \frac{\partial P}{\partial z} \right) = U \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[h - \frac{F_1}{F_0} \right] + \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.3)$$

Sendo que:

$$F_0 = \int_0^h \frac{1}{\mu} dy \quad (4.4)$$

$$F_1 = \int_0^h \frac{y}{\mu} dy \quad (4.5)$$

$$F_2 = \int_0^h \frac{y}{\mu} \left(y - \frac{F_1}{F_0} \right) dy \quad (4.6)$$

A espessura de filme de lubrificante para cada segmento do mancal pode ser obtida através dos parâmetros geométricos, da excentricidade do eixo e do deslocamento angular do segmento, conforme (Russo, 1999):

$$h(\beta) = R_s - R - \{ \text{sen}(\beta) \cdot [y_R + \alpha \cdot (R_s + h_s)] + \text{cos}(\beta) \cdot (x_R + R_s - R - h_0) \} \quad (4.7)$$

em que β é a posição angular no segmento, R_s é o raio do segmento, h_s é a espessura do segmento, h_0 é a folga radial do mancal, α é o deslocamento angular do segmento, x_R e y_R são as coordenadas da posição do eixo em relação ao sistema de coordenada local (Figura 4.1(c)).

A equação de Reynolds é uma equação diferencial parcial não homogênea, sendo que não há uma solução analítica para mancal finito (apenas mancal curto e longo). Por esse motivo, a utilização de métodos numéricos para a resolução da equação de Reynolds é comumente empregada. Neste trabalho, foi utilizado o método dos volumes finitos para resolver a equação de Reynolds como mancal finito, conforme proposto por Maliska (2004).

É conveniente realizar a adimensionalização da equação de Reynolds através de mudança de variáveis como:

$$\bar{x} = \frac{x}{\beta_s \cdot R_s} \quad (4.8)$$

$$\bar{z} = \frac{z}{L} \quad (4.9)$$

$$\bar{h} = \frac{h}{h_{\max}} \quad (4.10)$$

$$\bar{\mu} = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (4.11)$$

$$\bar{P} = \frac{P}{\mu_0 \cdot \omega \cdot \left(\frac{R_s}{h_{\max}} \right)^2} \quad (4.12)$$

$$\bar{t} = t \cdot \omega \quad (4.13)$$

$$g = \frac{L}{R_s} \quad (4.14)$$

Após a mudança de variáveis nas Equações (4.4-4.6), obtêm-se:

$$F_0 = \frac{\bar{h} \cdot h_{\max}}{\mu_0} \cdot \bar{F}_0 \rightarrow \bar{F}_0 = \int_0^1 \frac{1}{\bar{\mu}} d\bar{y} \quad (4.15)$$

$$F_1 = \frac{\bar{h}^2 \cdot h_{\max}^2}{\mu_0} \cdot \bar{F}_1 \rightarrow \bar{F}_1 = \int_0^1 \frac{\bar{y}}{\bar{\mu}} d\bar{y} \quad (4.16)$$

$$F_2 = \frac{\bar{h}^3 \cdot h_{\max}^3}{\mu_0} \cdot \bar{F}_2 \rightarrow \bar{F}_2 = \int_0^1 \frac{\bar{y}}{\bar{\mu}} \left(\bar{y} - \frac{\bar{F}_1}{\bar{F}_0} \right) d\bar{y} \quad (4.17)$$

Substituindo as Equações (4.8-4.14) e as Equações (4.15-4.17) na Equação (4.3), obtém-se a equação de Reynolds aplicada a lubrificação THD na forma adimensional:

$$\frac{1}{\beta_s^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \right) + \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right) = \frac{R}{\beta_s R_s} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left[\bar{h} \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_1}{\bar{F}_0} \right) \right] + \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} \quad (4.18)$$

A Equação (4.18) é resolvida para cada segmento do mancal através do método dos volumes finitos, considerando como condição de contorno apenas a pressão atmosférica (pressão ambiente) nas fronteiras do segmento (pressão hidrodinâmica nula nos contornos do segmento). A solução da Equação (4.18) é obtida igualmente para cada segmento, sendo que em cada segmento tem-se um deslocamento angular (α) e uma excentricidade do rotor (x_R e y_R), o que resulta em uma espessura de filme lubrificante. Assim, a partir da espessura de

filme lubrificante de cada segmento, é determinada a distribuição de pressão em cada segmento, que resultará no balanço de forças hidrodinâmicas do mancal.

Para a resolução da equação de Reynolds através do método dos volumes finitos, foi definida uma malha computacional no segmento, conforme mostrado na Figura 4.5. A resolução é realizada através da integração da Equação (4.18) em um volume de controle genérico P.

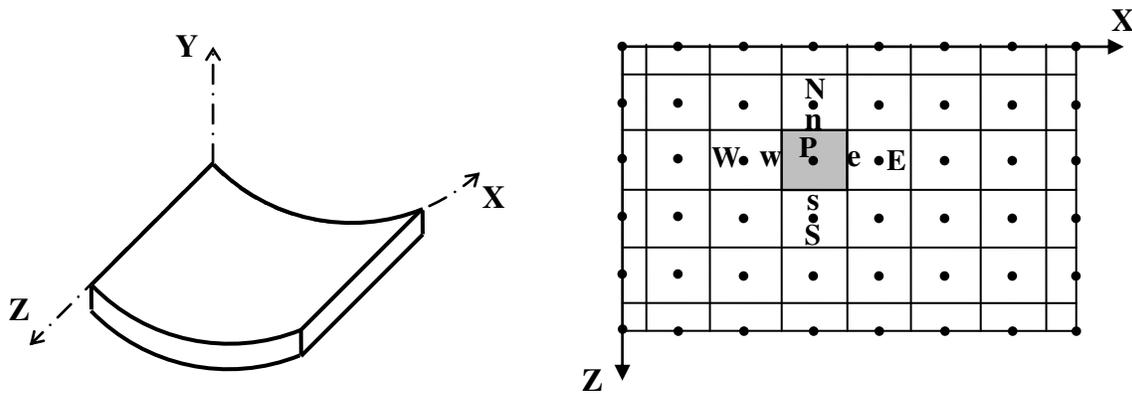


Figura 4.5 – Definição da malha computacional para a determinação da pressão.

Com o intuito de facilitar a resolução pelo método dos volumes finitos, a Equação (4.18) pode ser reescrita dividindo-a em 4 termos:

$$\underbrace{\frac{1}{\beta_s^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \right)}_A + \underbrace{\frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right)}_B = \underbrace{\frac{R}{\beta_s R_s} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left[\bar{h} \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_1}{\bar{F}_0} \right) \right]}_C + \underbrace{\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}}}_D$$

Primeiramente, integrando o termo A no volume genérico P obtém-se:

$$\begin{aligned}
\int_s^n \int_w^e \frac{1}{\beta_s^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \right) d\bar{x} d\bar{z} &= \int_s^n \frac{1}{\beta_s^2} \left[\left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \right) \Big|_e - \left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \right) \Big|_w \right] d\bar{z} = \\
&= \frac{1}{\beta_s^2} \left[\left(\bar{h}_e^3 \cdot \bar{F}_{2e} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \Big|_e - \left(\bar{h}_w^3 \cdot \bar{F}_{2w} \right)_w \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \Big|_w \right] \left(\bar{z} \Big|_s^n \right) = \frac{\Delta \bar{z}}{\beta_s^2} \left[\left(\bar{h}_e^3 \cdot \bar{F}_{2e} \right) \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \Big|_e - \left(\bar{h}_w^3 \cdot \bar{F}_{2w} \right)_w \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \Big|_w \right]
\end{aligned} \tag{4.19}$$

A variação da pressão nas fronteiras do volume P pode ser aproximada pelo esquema de diferença central, como mostrado a seguir:

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \Big|_e = \frac{\bar{P}_E - \bar{P}_P}{\Delta \bar{x}} \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \Big|_w = \frac{\bar{P}_P - \bar{P}_W}{\Delta \bar{x}} \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \Big|_n = \frac{\bar{P}_N - \bar{P}_P}{\Delta \bar{z}} \quad \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \Big|_s = \frac{\bar{P}_P - \bar{P}_S}{\Delta \bar{z}} \tag{4.20}$$

Substituindo a Equação (4.19) na Equação (4.20), obtêm-se:

$$\begin{aligned}
\int_s^n \int_w^e \frac{1}{\beta_s^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \right) d\bar{x} d\bar{z} &= \\
&= \frac{1}{\beta_s^2} \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta \bar{x}} \left[\left(\bar{h}_e^3 \cdot \bar{F}_{2e} \right) \bar{P}_E - \left(\bar{h}_e^3 \cdot \bar{F}_{2e} + \bar{h}_w^3 \cdot \bar{F}_{2w} \right) \bar{P}_P + \left(\bar{h}_w^3 \cdot \bar{F}_{2w} \right) \bar{P}_W \right]
\end{aligned} \tag{4.21}$$

Analogamente, para os termos B, C e D obtêm-se, respectivamente:

$$\begin{aligned}
\int_s^n \int_w^e \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \left(\bar{h}^3 \cdot \bar{F}_2 \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \right) d\bar{x} d\bar{z} &= \\
&= \frac{1}{g^2} \frac{\Delta \bar{x}}{\Delta \bar{z}} \left[\left(\bar{h}_n^3 \cdot \bar{F}_{2n} \right) \bar{P}_N - \left(\bar{h}_n^3 \cdot \bar{F}_{2n} + \bar{h}_s^3 \cdot \bar{F}_{2s} \right) \bar{P}_P + \left(\bar{h}_s^3 \cdot \bar{F}_{2s} \right) \bar{P}_S \right]
\end{aligned} \tag{4.22}$$

$$\begin{aligned}
\int_s^n \int_w^e \frac{R}{\beta_s R_s} \cdot \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left[\bar{h} \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_1}{\bar{F}_0} \right) \right] d\bar{x} d\bar{z} &= \\
&= \frac{R \cdot \Delta \bar{z}}{\beta_s \cdot R_s} \left[\bar{h}_e \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_{1e}}{\bar{F}_{0e}} \right) - \bar{h}_w \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_{1w}}{\bar{F}_{0w}} \right) \right]
\end{aligned} \tag{4.23}$$

$$\int_s^n \int_w^e \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} d\bar{x} d\bar{z} = \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} \Delta \bar{x} \Delta \bar{z} \tag{4.24}$$

Substituindo as Equações (4.21-4.24) na Equação (4.18) obtém-se:

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{1}{\beta_s^2} \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta \bar{x}} (\bar{h}_e^3 \cdot \bar{F}_{2e} + \bar{h}_w^3 \cdot \bar{F}_{2w}) + \frac{1}{g^2} \frac{\Delta \bar{x}}{\Delta \bar{z}} (\bar{h}_n^3 \cdot \bar{F}_{2n} + \bar{h}_s^3 \cdot \bar{F}_{2s}) \right) \bar{P}_P = \\
& = \frac{1}{\beta_s^2} \cdot \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta \bar{x}} \cdot \bar{h}_e^3 \cdot \bar{F}_{2e} \cdot \bar{P}_E + \frac{1}{\beta_s^2} \cdot \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta \bar{x}} \cdot \bar{h}_w^3 \cdot \bar{F}_{2w} \cdot \bar{P}_W + \\
& + \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\Delta \bar{x}}{\Delta \bar{z}} \cdot \bar{h}_n^3 \cdot \bar{F}_{2n} \cdot \bar{P}_N + \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\Delta \bar{x}}{\Delta \bar{z}} \cdot \bar{h}_s^3 \cdot \bar{F}_{2s} \cdot \bar{P}_S - \\
& - \frac{R \cdot \Delta \bar{z}}{\beta_s \cdot R_s} \left[\bar{h}_e \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_{1e}}{\bar{F}_{0e}} \right) - \bar{h}_w \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_{1w}}{\bar{F}_{0w}} \right) \right] - \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} \Delta \bar{x} \Delta \bar{z}
\end{aligned} \tag{4.25}$$

A Equação (4.25) pode ser reescrita na forma simplificada:

$$C_P \cdot \bar{P}_P = C_E \cdot \bar{P}_E + C_W \cdot \bar{P}_W + C_N \cdot \bar{P}_N + C_S \cdot \bar{P}_S + B \tag{4.26}$$

Na qual:

$$\begin{aligned}
C_P &= \frac{1}{\beta_s^2} \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta \bar{x}} (\bar{h}_e^3 \cdot \bar{F}_{2e} + \bar{h}_w^3 \cdot \bar{F}_{2w}) + \frac{1}{g^2} \frac{\Delta \bar{x}}{\Delta \bar{z}} (\bar{h}_n^3 \cdot \bar{F}_{2n} + \bar{h}_s^3 \cdot \bar{F}_{2s}) = C_E + C_W + C_N + C_S \\
C_E &= \frac{1}{\beta_s^2} \cdot \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta \bar{x}} \cdot \bar{h}_e^3 \cdot \bar{F}_{2e} \\
C_W &= \frac{1}{\beta_s^2} \cdot \frac{\Delta \bar{z}}{\Delta \bar{x}} \cdot \bar{h}_w^3 \cdot \bar{F}_{2w} \\
C_N &= \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\Delta \bar{x}}{\Delta \bar{z}} \cdot \bar{h}_n^3 \cdot \bar{F}_{2n} \\
C_S &= \frac{1}{g^2} \cdot \frac{\Delta \bar{x}}{\Delta \bar{z}} \cdot \bar{h}_s^3 \cdot \bar{F}_{2s} \\
B &= - \frac{R \cdot \Delta \bar{z}}{\beta_s \cdot R_s} \left[\bar{h}_e \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_{1e}}{\bar{F}_{0e}} \right) - \bar{h}_w \cdot \left(1 - \frac{\bar{F}_{1w}}{\bar{F}_{0w}} \right) \right] - \frac{\partial \bar{h}}{\partial t} \Delta \bar{x} \Delta \bar{z}
\end{aligned} \tag{4.27}$$

A variação da espessura de filme na forma adimensional $\left(\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}}\right)$ pode ser escrita em função da espessura de filme dimensional $\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)$.

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} = \frac{\partial \left(\frac{h}{h_{\max}}\right)}{\partial (t \cdot \omega)} = \frac{1}{h_{\max} \cdot \omega} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.28)$$

Assim, a derivada apresentada na Equação (4.28) pode ser resolvida através das derivadas parciais da espessura de filme lubrificante em relação às variáveis x_R , y_R e α .

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} = \frac{1}{h_{\max} \cdot \omega} \cdot \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{h_{\max} \cdot \omega} \cdot \left[\frac{\partial h}{\partial x_R} \cdot \frac{\partial x_R}{\partial t} + \frac{\partial h}{\partial y_R} \cdot \frac{\partial y_R}{\partial t} + \frac{\partial h}{\partial \alpha} \cdot \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right] \quad (4.29)$$

De acordo com a Equação (4.7), as derivadas parciais da espessura de filme lubrificante em relação às variáveis x_R , y_R e α são:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial x_R} &= -\cos(\beta) & \frac{\partial h}{\partial y_R} &= -\text{sen}(\beta) & \frac{\partial h}{\partial \alpha} &= -\text{sen}(\beta) \cdot (R_S + h_S) \\ \frac{\partial x_R}{\partial t} &= \dot{x}_R & \frac{\partial y_R}{\partial t} &= \dot{y}_R & \frac{\partial \alpha}{\partial t} &= \dot{\alpha} \end{aligned} \quad (4.30)$$

Com isso, substituindo a Equação (4.30) na Equação (4.29) tem-se:

$$\frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} = -\frac{1}{h_{\max} \cdot \omega} \cdot [\cos(\beta) \cdot \dot{x}_R + \text{sen}(\beta) \cdot \dot{y}_R + \text{sen}(\beta) \cdot (R_S + h_S) \cdot \dot{\alpha}] \quad (4.31)$$

sendo que \dot{x}_R , \dot{y}_R e $\dot{\alpha}$ são respectivamente as velocidade aplicadas nas direções x , y e α (ângulo do segmento) no sistema de referência móvel localizado no segmento.

Após a determinação da distribuição de pressão hidrodinâmica, são calculadas as forças hidrodinâmicas atuantes no mancal. Primeiramente, determinam-se as forças atuantes em cada segmento, a partir do sistema de referencia móvel, localizado no segmento do mancal.

$F = \int P(z, x) \cdot dA$, cujas componentes são

$$F_{xm_j} = \int_0^x \int_0^Z P_j(z, x) \cdot \cos(\beta_j) \cdot dz \cdot dx = \sum_0^x \sum_0^Z P_j(z, x) \cdot \cos(\beta_j) \cdot \Delta X_j \cdot \Delta Z_j$$

$$F_{ym_j} = \int_0^x \int_0^Z P_j(z, x) \cdot \text{sen}(\beta_j) \cdot dz \cdot dx = \sum_0^x \sum_0^Z P_j(z, x) \cdot \text{sen}(\beta_j) \cdot \Delta X_j \cdot \Delta Z_j$$
(4.32)

em que F_{xm_j} é a força hidrodinâmica na direção x' (sistema de referencial móvel) no segmento j , F_{ym_j} é a força hidrodinâmica na direção y' (sistema de referencial móvel) no segmento j , X e Z são as coordenadas retangulares do segmento, conforme mostrado na Figura 4.5, e o sub-índice j refere-se ao número do segmento e j vai de 1 até N ($j = 1, 2, \dots, N$), visto que N representa o número máximo de segmentos.

Por fim, realizando a decomposição das forças hidrodinâmicas F_{xm_j} e F_{ym_j} nas direções X e Y do sistema de referencial inercial apresentado na Figura 4.1, obtêm-se as componentes das forças hidrodinâmicas resultantes no mancal.

$$F_X = \sum_{j=1}^N [F_{xm_j} \cdot \cos(\varphi_j + \alpha_j)]$$

$$F_Y = \sum_{j=1}^N [F_{ym_j} \cdot \text{sen}(\varphi_j + \alpha_j)]$$
(4.33)

As forças hidrodinâmicas F_X e F_Y serão utilizadas no balanço de forças do mancal, juntamente com o balanço de momento, a fim de obter a posição de equilíbrio do eixo. Para obtenção da posição de equilíbrio, os momentos nos segmentos devem ser nulos, e, visto que a alavanca $R_s + h_s$ não é nula, as forças F_{ym_j} devem obrigatoriamente ser nulas. Por esse motivo,

a decomposição de forças realizada anteriormente (Equação 4.33) não leva em consideração as forças F_{ym_j} .

4.2.2 Determinação da Distribuição de Temperatura

A distribuição de temperatura em um determinado componente pode ser calculada através da Equação de Energia. Assim, a Equação de Energia e as condições de contorno devem considerar as suposições adotadas no problema. Conforme mostrado em muitos trabalhos (Cameron, 1951), a transferência de calor no mancal ocorre predominantemente na direção radial, podendo-se negligenciar a transferência de calor na direção axial. Por esse motivo, neste trabalho, é utilizada a Equação de Energia na forma bidimensional, como apresentado na Equação (4.34) (Maliska, 2004):

$$\rho \cdot Cp \cdot \left(u \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial T}{\partial y} \right) = k \cdot \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + \mu \cdot \Phi \quad (4.34)$$

Sendo que $\Phi = 2 \cdot \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2$ é o termo de dissipação viscosa.

Assim como a equação de Reynolds, a Equação da Energia é uma equação diferencial parcial e de difícil resolução, sendo necessário recorrer aos métodos numéricos como o método dos volumes finitos. Uma dificuldade adicional ocorre nesse caso, já que a malha utilizada no problema térmico não é uniforme devido à variação da espessura de filme ao longo do comprimento circunferencial. Por esse motivo, visando facilitar a discretização da malha computacional, torna-se necessário recorrer a uma transformação de coordenadas, que tem como princípio transformar uma malha não uniforme (plano físico) em uma malha uniforme (plano computacional), como mostrado na Figura 4.6. Essa transformação de coordenadas, utilizada para facilitar a resolução da equação de conservação (Equação de Energia) através do método dos volumes finitos, foi apresentada por Maliska (2004).

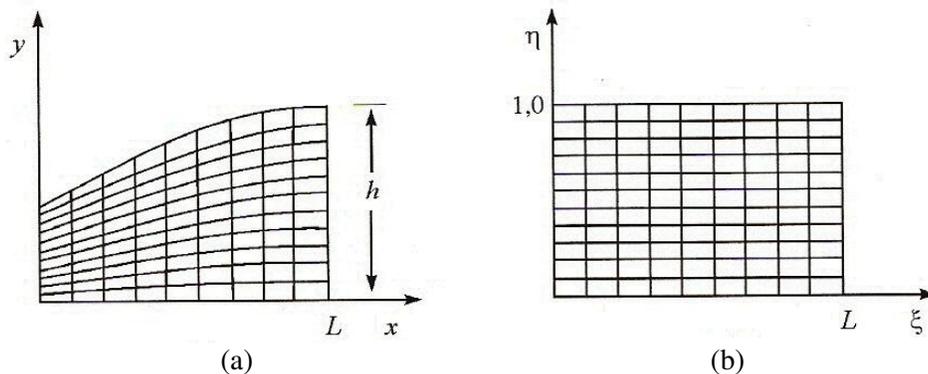


Figura 4.6 – Transformação de coordenadas. (a) Plano Físico, (b) Plano Computacional (Maliska, 2004).

Uma vez realizada a transformação de coordenadas, a malha no domínio computacional com um volume genérico P pode ser ilustrada como mostrado na Figura 4.7.

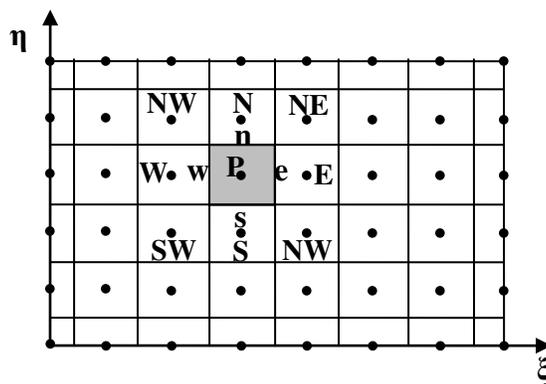


Figura 4.7 – Definição da malha computacional para a determinação da pressão.

Conforme Maliska (2004), a resolução da equação de conservação generalizada para um volume genérico de uma malha submetida à transformação de coordenada pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}
& \dot{M}_e \cdot \phi_e - \dot{M}_w \cdot \phi_w + \dot{M}_n \cdot \phi_n - \dot{M}_s \cdot \phi_s = \\
& = \left[D_{11} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + D_{12} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right]_e - \left[D_{11} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + D_{12} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right]_w + \\
& + \left[D_{21} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + D_{22} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right]_n - \left[D_{21} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + D_{22} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial \eta} \right]_s + L[\hat{S}]_p \cdot \Delta A
\end{aligned} \tag{4.35}$$

Na qual:

$$\dot{M}_e = (\rho \cdot U)_e \cdot \Delta \eta \tag{4.36a}$$

$$\dot{M}_w = (\rho \cdot U)_w \cdot \Delta \eta \tag{4.36b}$$

$$\dot{M}_n = (\rho \cdot V)_n \cdot \Delta \xi \tag{4.36c}$$

$$\dot{M}_s = (\rho \cdot V)_s \cdot \Delta \xi \tag{4.36d}$$

$$D_{11} = \Gamma^\phi \cdot J \cdot \alpha_{11} \cdot \Delta \eta \tag{4.36e}$$

$$D_{12} = \Gamma^\phi \cdot J \cdot \alpha_{12} \cdot \Delta \eta \tag{4.36f}$$

$$D_{21} = \Gamma^\phi \cdot J \cdot \alpha_{21} \cdot \Delta \xi \tag{4.36g}$$

$$D_{22} = \Gamma^\phi \cdot J \cdot \alpha_{22} \cdot \Delta \xi \tag{4.36h}$$

$$\hat{S} = \frac{S}{J} \tag{4.36i}$$

$$\Delta A = \Delta \xi \cdot \Delta \eta \tag{4.36j}$$

sendo que ϕ representa a propriedade transportada, \dot{M} representa a vazão mássica (termo advectivo), U e V representam, respectivamente, as velocidades nas direções horizontal (ξ) e vertical (η), os sub-índices e , w , n , s representam, respectivamente, as fronteiras leste, oeste, norte, sul, ρ é a massa específica do fluido, D representa os coeficientes do termo difusivo, Γ^ϕ representa o produto da difusividade pela massa específica da propriedade transportada, J representa o jacobiano da transformação e S representa o termo fonte.

Para a obtenção da propriedade de transporte nas fronteiras do volume deve ser utilizada uma função de interpolação. Quando utilizado o esquema de diferença central em escoamento predominantemente advectivo, podem-se obter resultados não realísticos ou até mesmo a não convergência da solução numérica (Maliska, 2004). Por esse motivo, a fim de garantir uma melhor condição de convergência, a propriedade de transporte pode ser escrita considerando um esquema de combinação ponderada. Desta forma, tem-se que:

$$\phi_e = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_e\right)\phi_P + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e\right)\phi_E \quad (4.37a)$$

$$\phi_w = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w\right)\phi_W + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w\right)\phi_P \quad (4.37b)$$

$$\phi_n = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n\right)\phi_P + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n\right)\phi_N \quad (4.37c)$$

$$\phi_s = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s\right)\phi_S + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_s\right)\phi_P \quad (4.37d)$$

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right|_e = \bar{\beta}_e \left(\frac{\phi_E - \phi_P}{\Delta\xi}\right) \quad (4.37e)$$

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial\xi}\right|_w = \bar{\beta}_w \left(\frac{\phi_P - \phi_W}{\Delta\xi}\right) \quad (4.37f)$$

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right|_n = \bar{\beta}_n \left(\frac{\phi_N - \phi_P}{\Delta\eta}\right) \quad (4.37g)$$

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right|_s = \bar{\beta}_s \left(\frac{\phi_P - \phi_S}{\Delta\eta}\right) \quad (4.37h)$$

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right|_e = \frac{\phi_N + \phi_{NE} - \phi_S - \phi_{SE}}{4\Delta\eta} \quad (4.37i)$$

$$\left.\frac{\partial\phi}{\partial\eta}\right|_w = \frac{\phi_N + \phi_{NW} - \phi_S - \phi_{SW}}{4\Delta\eta} \quad (4.37j)$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right|_n = \frac{\phi_E + \phi_{NE} - \phi_W - \phi_{NW}}{4\Delta\xi} \quad (4.37k)$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right|_s = \frac{\phi_E + \phi_{SE} - \phi_W - \phi_{SW}}{4\Delta\xi} \quad (4.37l)$$

em que $\bar{\alpha}$ e $\bar{\beta}$ são os pesos (coeficientes de ponderação) para a temperatura e a variação de temperatura nas fronteiras. Esses pesos dependem do número de Peclet e servem como pesos entre a advecção e a difusão (Maliska, 2004).

Por fim, substituindo as Equações (4.36-4.37) na Equação (4.35), obtém-se a solução da Equação de Conservação:

$$A_p \cdot \phi_p = A_e \cdot \phi_E + A_w \cdot \phi_W + A_n \cdot \phi_N + A_s \cdot \phi_S + A_{ne} \cdot \phi_{NE} + A_{nw} \cdot \phi_{NW} + A_{se} \cdot \phi_{SE} + A_{sw} \cdot \phi_{SW} + B_\phi \quad (4.38)$$

Na qual:

$$A_e = -\dot{M}_e \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e \right) + \frac{D_{11e}}{\Delta\xi} \bar{\beta}_e + \frac{D_{21n} - D_{21s}}{4\Delta\xi} \quad (4.39a)$$

$$A_w = \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) + \frac{D_{11w}}{\Delta\xi} \bar{\beta}_w + \frac{D_{21s} - D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (4.39b)$$

$$A_n = -\frac{\dot{M}_n}{2} \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) + \frac{D_{22n}}{\Delta\eta} \bar{\beta}_n + \frac{D_{12e} - D_{12w}}{4\Delta\eta} \quad (4.39c)$$

$$A_s = \frac{\dot{M}_s}{2} \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s \right) + \frac{D_{22s}}{\Delta\eta} \bar{\beta}_s + \frac{D_{12w} - D_{12e}}{4\Delta\eta} \quad (4.39d)$$

$$A_{ne} = \frac{D_{12e}}{4\Delta\eta} + \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (4.39e)$$

$$A_{se} = -\frac{D_{12e}}{4\Delta\eta} - \frac{D_{21s}}{4\Delta\xi} \quad (4.39f)$$

$$A_{nw} = -\frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} - \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (4.39g)$$

$$A_{sw} = \frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} + \frac{D_{21s}}{4\Delta\xi} \quad (4.39h)$$

$$A_p = A_e + A_w + A_n + A_s + A_{ne} + A_{se} + A_{nw} + A_{sw} \quad (4.39i)$$

$$B_\phi = L[\hat{S}]_p \cdot \Delta A \quad (4.39j)$$

As Equações (4.38-4.39) representam a solução da Equação de Conservação generalizada em um domínio transformado. Assim, vale salientar que, considerando a Equação de Conservação de Energia, a propriedade transportada é a energia ($\phi=T$), o parâmetro Γ^ϕ é a relação entre a condutividade térmica e o calor específico $\left(\frac{k}{C_p}\right)$ e o termo fonte (S) é representado pela dissipação viscosa $\left(\frac{\mu}{C_p} \cdot \Phi\right)$.

Na próxima seção é apresentada a solução da Equação de Conservação de Energia através do método dos volumes finitos para os volumes internos da malha computacional, sendo que no Apêndice A são apresentadas as soluções da Equação de Conservação de Energia para os volumes das fronteiras: Volumes da Fronteira Inferior (Fronteira Sul Adiabática), Volumes da Fronteira à Direita (Fronteira Leste Adiabática) e Volume do Canto Inferior Direito (Fronteiras Sul e Leste Adiabáticas).

A solução da Equação de Conservação de Energia para os volumes das fronteiras da malha computacional depende das condições de contorno adotadas nestas fronteiras. Conforme observado na Figura 4.8, a fronteira oeste (contorno esquerdo) da malha representa a fronteira de entrada do segmento, na qual o fluido introduzido por essa fronteira vem da região de mistura que precede o segmento. Uma suposição comumente utilizada nesse contorno é a condição de temperatura prescrita, na qual a temperatura prescrita na fronteira é obtida através da consideração de mistura ideal pontual entre os fluxos do segmento precedente e o fluxo de reposição (Santos, 1997; Nicoletti, 1999).

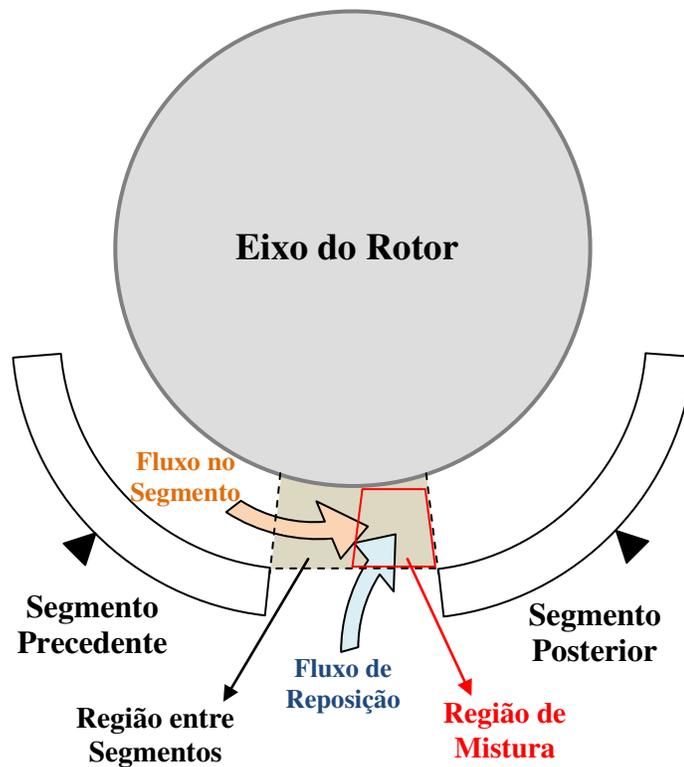


Figura 4.8 - Condição de mistura de fluidos entre os segmentos.

A fronteira leste (contorno direito) da malha representa a fronteira de saída do segmento, na qual o fluido que passa por essa fronteira deixa o segmento e entra na região de mistura. Como a mistura desses fluxos não ocorre próxima à fronteira de saída, a condição comumente empregada no contorno direito da malha é a de fronteira adiabática. A fronteira norte (contorno

superior) da malha representa a fronteira entre o fluido lubrificante e o eixo, sendo que a condição adotada nesse contorno é de temperatura prescrita, visto que o eixo apresenta um comportamento isotérmico (Dowson, 1966). Finalmente, a fronteira sul (contorno inferior) da malha representa a fronteira entre o filme lubrificante e o segmento. Neste trabalho, duas condições de contorno são consideradas nesta fronteira. A primeira é a condição considera de temperatura prescrita, e não necessariamente constante, por toda a superfície do segmento. A segunda é a condição adiabática, pois a transferência de calor no mancal pode ser negligenciada sem maiores consequências na predição da temperatura de operação no mancal (Fitzgerald, 1992).

4.2.2.1 Solução da Equação de Energia Generalizada por Volumes Finitos – Aplicação para os Volumes Internos da Malha do Mancal Segmentado

Conforme descrito anteriormente, devido ao fato de o domínio físico do problema não ser uniforme, deve-se realizar uma transformação de coordenadas para facilitar a discretização da malha computacional, como proposto por Maliska (2004). Com o intuito de obter um domínio computacional adimensional, e baseado nos parâmetros apresentados na Figura 4.1, as seguintes relações são consideradas para a transformação de coordenadas:

$$\xi = \frac{x}{\beta_s R_s} \rightarrow x = (\beta_s R_s) \cdot \xi \quad (4.40a)$$

$$\eta = \frac{y}{h} \rightarrow y = h \cdot \eta \quad (4.40b)$$

Assim, realizando a transformação de coordenadas a partir das relações apresentadas nas Equações (4.40), tem-se que:

$$J = \frac{1}{\beta_s R_s h} \quad J_e = \frac{1}{\beta_s R_s h_e} \quad J_w = \frac{1}{\beta_s R_s h_w} \quad J_n = \frac{1}{\beta_s R_s h_n} \quad J_s = \frac{1}{\beta_s R_s h_s} \quad J_p = \frac{1}{\beta_s R_s h_p} \quad (4.41a)$$

$$U = h \cdot u \quad U_e = h_e \cdot u_e \quad U_w = h_w \cdot u_w \quad (4.41b)$$

$$V = \beta_s R_s \cdot v - \eta \frac{\partial h}{\partial \xi} \cdot u \quad V_n = \beta_s R_s \cdot v_n - \eta_n \frac{\partial h}{\partial \xi} \Big|_n \cdot u_n \quad V_s = \beta_s R_s \cdot v_s - \eta_s \frac{\partial h}{\partial \xi} \Big|_s \cdot u_s \quad (4.41c)$$

$$\alpha_{11} = h^2 \quad \alpha_{11e} = h_e^2 \quad \alpha_{11w} = h_w^2 \quad (4.41d)$$

$$\alpha_{12} = \alpha_{21} = -\eta h \frac{\partial h}{\partial \xi} \quad \alpha_{12e} = -\eta_e h_e \frac{\partial h}{\partial \xi} \Big|_e \quad \alpha_{12w} = -\eta_w h_w \frac{\partial h}{\partial \xi} \Big|_w \quad (4.41e)$$

$$\alpha_{21n} = -\eta_n h_n \frac{\partial h}{\partial \xi} \Big|_n \quad \alpha_{21s} = -\eta_s h_s \frac{\partial h}{\partial \xi} \Big|_s$$

$$\alpha_{22} = (\beta_s R_s)^2 + \left(\eta \frac{\partial h}{\partial \xi} \right)^2 \quad \alpha_{22n} = (\beta_s R_s)^2 + \left(\eta_n \frac{\partial h}{\partial \xi} \Big|_n \right)^2 \quad \alpha_{22s} = (\beta_s R_s)^2 + \left(\eta_s \frac{\partial h}{\partial \xi} \Big|_s \right)^2 \quad (4.41f)$$

As relações apresentadas nas Equações (4.41) são utilizadas na resolução da Equação de Energia, que será desenvolvida a seguir.

A solução da Equação de Energia será obtida a partir da solução da Equação de Conservação, que já foi apresentada na Equação (4.35). Assim, substituindo a propriedade de transporte ϕ pela temperatura T e substituindo o parâmetro Γ^ϕ pela relação $\left(\frac{k}{C_p} \right)$, obtém-se a solução da Equação de Energia como mostrado a seguir:

$$\begin{aligned} & \dot{M}_e \cdot T_e - \dot{M}_w \cdot T_w + \dot{M}_n \cdot T_n - \dot{M}_s \cdot T_s = \\ & = \left[D_{11} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{12} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_e - \left[D_{11} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{12} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_w + \\ & + \left[D_{21} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_n - \left[D_{21} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_s + L[\hat{S}]_p \cdot \Delta A \end{aligned} \quad (4.42)$$

Na qual:

$$\dot{M}_e = (\rho \cdot U)_e \cdot \Delta \eta \quad (4.43a)$$

$$\dot{M}_w = (\rho \cdot U)_w \cdot \Delta \eta \quad (4.43b)$$

$$\dot{M}_n = (\rho \cdot V)_n \cdot \Delta \xi \quad (4.43c)$$

$$\dot{M}_s = (\rho \cdot V)_s \cdot \Delta \xi \quad (4.43d)$$

$$D_{11} = \frac{k}{C_P} \cdot J \cdot \alpha_{11} \cdot \Delta \eta \quad D_{11e} = \frac{k}{C_P} \cdot J_e \cdot \alpha_{11e} \cdot \Delta \eta \quad D_{11w} = \frac{k}{C_P} \cdot J_w \cdot \alpha_{11w} \cdot \Delta \eta \quad (4.43e)$$

$$D_{12} = \frac{k}{C_P} \cdot J \cdot \alpha_{12} \cdot \Delta \eta \quad D_{12e} = \frac{k}{C_P} \cdot J_e \cdot \alpha_{12e} \cdot \Delta \eta \quad D_{12w} = \frac{k}{C_P} \cdot J_w \cdot \alpha_{12w} \cdot \Delta \eta \quad (4.43f)$$

$$D_{21} = \frac{k}{C_P} \cdot J \cdot \alpha_{21} \cdot \Delta \xi \quad D_{21n} = \frac{k}{C_P} \cdot J_n \cdot \alpha_{21n} \cdot \Delta \xi \quad D_{21s} = \frac{k}{C_P} \cdot J_s \cdot \alpha_{21s} \cdot \Delta \xi \quad (4.43g)$$

$$D_{22} = \frac{k}{C_P} \cdot J \cdot \alpha_{22} \cdot \Delta \xi \quad D_{22n} = \frac{k}{C_P} \cdot J_n \cdot \alpha_{22n} \cdot \Delta \xi \quad D_{22s} = \frac{k}{C_P} \cdot J_s \cdot \alpha_{22s} \cdot \Delta \xi \quad (4.43h)$$

$$\hat{S} = \frac{S}{J_p} = \frac{1}{J_p} \left(\frac{\mu}{C_P} \Phi \right) \quad (4.43i)$$

$$\Delta A = \Delta \xi \cdot \Delta \eta \quad (4.43j)$$

Reescrevendo a Equação (4.37) tem-se que:

$$T_e = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_e\right)T_P + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e\right)T_E \quad (4.44a)$$

$$T_w = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w\right)T_W + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w\right)T_P \quad (4.44b)$$

$$T_n = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n\right)T_P + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n\right)T_N \quad (4.44c)$$

$$T_s = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s\right)T_S + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_s\right)T_P \quad (4.44d)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \xi}\right|_e = \bar{\beta}_e \left(\frac{T_E - T_P}{\Delta \xi}\right) \quad (4.44e)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \xi}\right|_w = \bar{\beta}_w \left(\frac{T_P - T_W}{\Delta \xi}\right) \quad (4.44f)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right|_n = \bar{\beta}_n \left(\frac{T_N - T_P}{\Delta \eta}\right) \quad (4.44g)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right|_s = \bar{\beta}_s \left(\frac{T_P - T_S}{\Delta \eta}\right) \quad (4.44h)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right|_e = \frac{T_N + T_{NE} - T_S - T_{SE}}{4\Delta \eta} \quad (4.44i)$$

$$\left.\frac{\partial T}{\partial \eta}\right|_w = \frac{T_N + T_{NW} - T_S - T_{SW}}{4\Delta \eta} \quad (4.44j)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_n = \frac{T_E + T_{NE} - T_W - T_{NW}}{4\Delta\xi} \quad (4.44k)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_s = \frac{T_E + T_{SE} - T_W - T_{SW}}{4\Delta\xi} \quad (4.44l)$$

Assim, substituindo as Equações (4.43-4.44) na Equação (4.42), obtém-se a solução da Equação de Energia:

$$A_p \cdot T_p = A_e \cdot T_E + A_w \cdot T_W + A_n \cdot T_N + A_s \cdot T_S + A_{ne} \cdot T_{NE} + A_{nw} \cdot T_{NW} + A_{se} \cdot T_{SE} + A_{sw} \cdot T_{SW} + B_T \quad (4.45)$$

sendo que os coeficientes A são equivalentes aos apresentados na Equação (4.39) e que, por conveniência, são rerepresentados a seguir:

$$A_e = -\dot{M}_e \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e \right) + \frac{D_{11e}}{\Delta\xi} \bar{\beta}_e + \frac{D_{21n} - D_{21s}}{4\Delta\xi}$$

$$A_w = \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) + \frac{D_{11w}}{\Delta\xi} \bar{\beta}_w + \frac{D_{21s} - D_{21n}}{4\Delta\xi}$$

$$A_n = -\frac{\dot{M}_n}{2} \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) + \frac{D_{22n}}{\Delta\eta} \bar{\beta}_n + \frac{D_{12e} - D_{12w}}{4\Delta\eta}$$

$$A_s = \frac{\dot{M}_s}{2} \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s \right) + \frac{D_{22s}}{\Delta\eta} \bar{\beta}_s + \frac{D_{12w} - D_{12e}}{4\Delta\eta}$$

$$A_{ne} = \frac{D_{12e}}{4\Delta\eta} + \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi}$$

$$A_{se} = -\frac{D_{12e}}{4\Delta\eta} - \frac{D_{21s}}{4\Delta\xi}$$

$$A_{nw} = -\frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} - \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi}$$

$$A_{sw} = \frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} + \frac{D_{21s}}{4\Delta\xi}$$

$$A_p = A_e + A_w + A_n + A_s + A_{ne} + A_{se} + A_{nw} + A_{sw}$$

$$B_T = L[\hat{S}]_p \cdot \Delta A$$

4.2.2.2 Adimensionalização dos Perfis de Velocidade

Com a resolução da Equação de Energia devidamente apresentada para todos os volumes da malha computacional, deve-se então apresentar os perfis de velocidade do fluido no mancal. A partir desses perfis de velocidade, pode-se determinar a dissipação viscosa no fluido, que representa o termo fonte das equações que descrevem a resolução da Equação de Energia.

A partir do desenvolvimento teórico para a obtenção da Equação de Reynolds, determinam-se também os perfis de velocidades nas direções X, Y, Z (Dowson, 1962; Reynolds, 1886; Lund and Hansen, 1984). Assim, esses perfis de velocidades nas direções X, Y e Z são apresentados nas Equações (4.46-4.48), respectivamente, como:

$$u = U_1 + \frac{\partial P}{\partial x} \cdot \int_0^y \frac{y}{\mu} dy + \left(\frac{U_2 - U_1}{F_0} - \frac{F_1}{F_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} \right) \cdot \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \quad (4.46)$$

$$v = -\int_0^h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dy + \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.47)$$

$$w = W_1 + \frac{\partial P}{\partial z} \cdot \int_0^y \frac{y}{\mu} dy + \left(\frac{W_2 - W_1}{F_0} - \frac{F_1}{F_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} \right) \cdot \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \quad (4.48)$$

Sendo que:

$U_1 = 0$ Velocidade na superfície do mancal na direção X

$U_2 = \omega.R$ Velocidade na superfície do eixo na direção X

$W_1 = 0$ Velocidade na superfície do mancal na direção Z

$W_2 = 0$ Velocidade na superfície do eixo na direção Z

Além disso, consideram-se as relações:

$$G_0 = \int_0^y \frac{1}{\mu} dy \quad (4.49)$$

$$G_1 = \int_0^y \frac{y}{\mu} dy \quad (4.50)$$

Pode-se, então, reescrever as Equações (4.46-4.48) como:

$$u = \frac{\partial P}{\partial x} \cdot G_1 + \left(\frac{\omega \cdot R}{F_0} - \frac{F_1}{F_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial x} \right) \cdot G_0 \quad (4.51)$$

$$v = - \int_0^h \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) dy + \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.52)$$

$$w = \frac{\partial P}{\partial z} \cdot G_1 - \left(\frac{F_1}{F_0} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} \right) \cdot G_0 \quad (4.53)$$

Assim, como realizado na Equação de Energia, obtém-se os perfis de velocidades na forma adimensional, de forma a simplificar os parâmetros do termo fonte e da resolução numérica do problema. Diante disso, os perfis das velocidades são adimensionalizados a partir da velocidade linear da superfície do eixo como:

$$\bar{u} = \frac{u}{R \cdot \omega} \quad (4.54)$$

$$\bar{v} = \frac{v}{R \cdot \omega} \quad (4.55)$$

$$\bar{w} = \frac{w}{R \cdot \omega} \quad (4.56)$$

Com isso, aplicando o conjunto adimensional apresentado nas Equações (4.8-4.14) nos perfis de velocidades apresentados nas Equações (4.51-4.53) e nas relações apresentadas nas Equações (4.49-4.50), obtêm-se os perfis de velocidades na forma adimensional:

$$\bar{u} = \frac{\bar{h}^2 R_s}{\beta_s R} \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \cdot \bar{G}_1 + \left(\frac{1}{\bar{F}_0} - \frac{\bar{h}^2 R_s}{\beta_s R} \cdot \frac{\bar{F}_1}{\bar{F}_0} \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{x}} \right) \cdot \bar{G}_0 \quad (4.57)$$

$$\bar{v} = -\frac{\bar{h} \cdot h_{\max}}{R_s} \cdot \int_0^1 \left(\frac{1}{\beta_s} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \bar{x}} + \frac{1}{g} \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \bar{z}} \right) d\bar{y} + \frac{h_{\max}}{R} \cdot \frac{\partial \bar{h}}{\partial \bar{t}} \quad (4.58)$$

$$\bar{w} = \frac{\bar{h}^2 R_s}{g R} \cdot \left(\bar{G}_1 - \bar{G}_0 \cdot \frac{\bar{F}_1}{\bar{F}_0} \right) \cdot \frac{\partial \bar{P}}{\partial \bar{z}} \quad (4.59)$$

4.2.2.3 Termo Fonte (Dissipação Viscosa)

Uma vez conhecidos os perfis de velocidade e realizada a adimensionalização dos mesmos, o termo fonte da Equação de Energia pode então ser obtido, calculando-se a dissipação térmica do fluido lubrificante. Conforme já apresentado na Equação (4.34), o termo da dissipação viscosa é escrito como:

$$\Phi = 2 \cdot \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] - \frac{2}{3} \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2$$

Assim, realizando-se a transformação de coordenada, similar à empregada na Equação da Energia (Maliska, 2004), e substituindo-se o conjunto adimensional e os perfis de velocidade

adimensionais apresentados, respectivamente, pelas Equações (4.8-4.14) e (4.57-4.59), obtém-se então a dissipação viscosa adimensional:

$$\Phi = J^2 \cdot (\varpi \cdot R)^2 \cdot \bar{\Phi} \quad (4.60)$$

Na qual:

$$\begin{aligned} \bar{\Phi} = & 2 \cdot \left[\left(h_{\max} \cdot \bar{h} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} - \eta \cdot h_{\max} \cdot \frac{\partial \bar{h}}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\beta_s \cdot R_s \cdot \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 \right] + \\ & + \left(\beta_s \cdot R_s \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} + h_{\max} \cdot \bar{h} \cdot \frac{\partial \bar{v}}{\partial \xi} - \eta \cdot h_{\max} \cdot \frac{\partial \bar{h}}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \bar{v}}{\partial \eta} \right)^2 + \\ & + \left(h_{\max} \cdot \bar{h} \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \xi} - \eta \cdot h_{\max} \cdot \frac{\partial \bar{h}}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \eta} \right)^2 + \left(\beta_s \cdot R_s \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \eta} \right)^2 \end{aligned} \quad (4.61)$$

Vale destacar ainda que, o termo $\frac{2}{3} \cdot \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2$ pode ser negligenciado, pois segundo a

Equação da Continuidade, para um escoamento incompressível em um dado volume no instante de tempo t , tem-se que:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (4.62)$$

Para a resolução da Equação de Energia, deve-se calcular o termo fonte (dissipação viscosa) para o volume em análise, ou seja, para o volume P da malha computacional. Assim, reescrevendo as Equações (4.60-4.61) aplicadas ao volume P , tem-se então:

$$\Phi_P = J_P^2 \cdot (\varpi \cdot R)^2 \cdot \bar{\Phi}_P \quad (4.63)$$

No qual:

$$\begin{aligned}
\bar{\Phi}_P = 2 \cdot & \left[\left(h_{\max} \cdot \bar{h}_P \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \xi} \Big|_P - \eta_P \cdot h_{\max} \cdot \frac{\partial \bar{h}}{\partial \xi} \Big|_P \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \Big|_P \right)^2 + \left(\beta_S \cdot R_S \cdot \frac{\partial v}{\partial y} \Big|_P \right)^2 \right] + \\
& + \left(\beta_S \cdot R_S \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial \eta} \Big|_P + h_{\max} \cdot \bar{h}_P \cdot \frac{\partial \bar{v}}{\partial \xi} \Big|_P - \eta_P \cdot h_{\max} \cdot \frac{\partial \bar{h}}{\partial \xi} \Big|_P \cdot \frac{\partial \bar{v}}{\partial \eta} \Big|_P \right)^2 + \\
& + \left(h_{\max} \cdot \bar{h}_P \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \xi} \Big|_P - \eta_P \cdot h_{\max} \cdot \frac{\partial \bar{h}}{\partial \xi} \Big|_P \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \eta} \Big|_P \right)^2 + \left(\beta_S \cdot R_S \cdot \frac{\partial \bar{w}}{\partial \eta} \Big|_P \right)^2
\end{aligned} \tag{4.64}$$

Com isso, substituindo a Equação (4.63) na Equação (4.43i), obtém-se o termo fonte na forma adimensional para os volumes localizados no interior da malha. Assim, o termo fonte na forma adimensional é escrito como:

$$\hat{S}_P = \frac{S_P}{J_P} = \frac{1}{J_P} \left(\frac{\mu_P}{C_P} \Phi_P \right) = J_P \cdot (\omega \cdot R)^2 \cdot \frac{\mu_P}{C_P} \cdot \bar{\Phi}_P \tag{4.65}$$

Por fim, substituindo a Equação (4.65) na Equação (4.39j), pode ser obtido o termo fonte para a resolução da Equação de Energia nos volumes localizados no interior da malha por:

$$B_T = L \left[\hat{S} \right]_P \cdot \Delta A = \hat{S}_P \cdot \Delta A = J_P \cdot (\omega \cdot R)^2 \cdot \frac{\mu_P}{C_P} \cdot \bar{\Phi}_P \cdot \Delta A \tag{4.66}$$

Sendo que a área ΔA varia de acordo com a posição do volume na malha computacional (volumes internos, volumes nos contornos e volumes nos cantos). A área ΔA para os volumes localizados no interior da malha é representada pela Equação (4.43j), enquanto que as equações da área ΔA para os demais volumes da malha (no contorno sul, no contorno leste e no canto inferior direito da malha) são apresentados no Apêndice A.

4.2.3 Busca do Ponto de Equilíbrio

Nas seções precedentes, foram apresentadas a resolução da Equação de Reynolds e a resolução da Equação de Energia, através do método dos volumes finitos. Essas equações

devem ser resolvidas conjuntamente, a fim de determinar a distribuição de pressão e de temperatura no mancal segmentado. A partir da resolução dessas equações, obtém-se a distribuição de pressão no mancal, levando em consideração o campo de viscosidade, que é determinado através da distribuição de temperatura no filme lubrificante.

Após a determinação da distribuição de pressão nos segmentos, podem ser calculadas as forças hidrodinâmicas que agem no mancal. Assim, a partir dessas forças e do carregamento no mancal, realiza-se um balanço de forças e momentos com o intuito de determinar a posição de equilíbrio do eixo.

Dentro desse contexto, nessa seção é apresentada a metodologia utilizada para a determinação da posição de equilíbrio do eixo dentro do mancal. Assim, considerando um caso genérico de um mancal com N segmentos, uma estimativa da posição de equilíbrio desse mancal pode ser apresentada por um vetor X como:

$$X = [e_x \quad e_y \quad \alpha_1 \quad \alpha_2 \quad \cdots \quad \alpha_N]^T \quad (4.67)$$

em que e_x e e_y é a posição do eixo no mancal nas direções X e Y do sistema de coordenada inercial e α é a posição angular dos segmentos 1, 2, 3, ..., N .

Esse vetor X apresenta a posição do eixo dentro do mancal, nas direções x e y do sistema de referencial inercial, e a posição angular de cada segmento do mancal.

A partir desse vetor, como um dado de entrada, determinam-se a distribuição de pressão e, em seguida, calculam-se as forças hidrodinâmicas em cada segmento, conforme mostrado na Equação 4.33. Os vetores de forças hidrodinâmicas na direção x e na direção y são representados no sistema de referencial móvel, contendo as forças atuantes em cada segmento no mancal.

$$\begin{aligned}
F_{xm} &= [F_{xm1} \quad F_{xm1} \quad \dots \quad F_{xmN}]^T \\
F_{ym} &= [F_{ym1} \quad F_{ym2} \quad \dots \quad F_{ymN}]^T
\end{aligned}
\tag{4.68}$$

Por fim, a partir dos vetores de forças apresentados anteriormente, realizam-se os balanços de forças no sistema de referência inercial e de momentos em cada segmento, definindo assim a função objetivo:

$$\begin{aligned}
f(1) &= F_X = \sum_1^N [F_{xm} \cdot \cos(\varphi_j + \alpha_j)] \rightarrow 0 \\
f(2) &= F_Y - W = \sum_1^N [F_{xm} \cdot \text{sen}(\varphi_j + \alpha_j)] - W_g \rightarrow 0 \\
f(3) &= F_{ym1} \cdot (R_s + h_s) \rightarrow 0 \\
f(4) &= F_{ym2} \cdot (R_s + h_s) \rightarrow 0 \\
&\quad \vdots \\
f(N+2) &= F_{ymN} \cdot (R_s + h_s) \rightarrow 0
\end{aligned}
\tag{4.69}$$

Sabe-se que, para uma função objetivo nula ou aproximadamente nula ($f \cong 0$), o vetor X utilizado representa a posição de equilíbrio no mancal.

Existem inúmeros métodos numéricos de busca (métodos numéricos para solução de equações não lineares), sendo que o método de Newton-Raphson (Doughty, 1988; Acton, 1990) foi o empregado nesse trabalho.

4.2.4 Cálculo dos Coeficientes Equivalentes de Rigidez e de Amortecimento

Com a posição de equilíbrio do eixo já calculada, determinam-se os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento no mancal hidrodinâmico, a fim de representar a flexibilidade inerente a este componente.

A determinação dos coeficientes equivalentes em cada segmento é realizada através da relação entre as forças e os deslocamentos, para os coeficientes de rigidez, e da relação entre as

forças e as velocidades, para os coeficientes de amortecimento. Sendo que, para isso, os coeficientes equivalentes são obtidos aplicando-se pequenas perturbações nos deslocamentos e velocidades do eixo, assim como também nos deslocamentos angulares e velocidades angulares dos segmentos do mancal, conforme proposto por Lund (1964, 1987).

A interação entre o rotor e cada segmento, devida às perturbações aplicadas, é representada a partir da expansão em série de Taylor. Desprezando os termos de segunda ordem e de ordem superior tem-se:

$$\begin{Bmatrix} \Delta F_{x'} \\ \Delta F_{y'} \\ \Delta M \end{Bmatrix}_{B'} = \begin{bmatrix} k_{x'x'} & k_{x'y'} & k_{x'\alpha} \\ k_{y'x'} & k_{y'y'} & k_{y'\alpha} \\ k_{\alpha x'} & k_{\alpha y'} & k_{\alpha\alpha} \end{bmatrix}_{j \ B'} \cdot \begin{Bmatrix} \Delta x' \\ \Delta y' \\ \Delta \alpha \end{Bmatrix}_j + \begin{bmatrix} c_{x'x'} & c_{x'y'} & c_{x'\alpha} \\ c_{y'x'} & c_{y'y'} & c_{y'\alpha} \\ c_{\alpha x'} & c_{\alpha y'} & c_{\alpha\alpha} \end{bmatrix}_{j \ B'} \cdot \begin{Bmatrix} \Delta \dot{x}' \\ \Delta \dot{y}' \\ \Delta \dot{\alpha} \end{Bmatrix}_j \quad (4.70)$$

em que:

$$k_{x'x'} = \frac{\Delta F_{x'}}{\Delta x'} \quad (4.71)$$

$$k_{x'y'} = \frac{\Delta F_{x'}}{\Delta y'} \quad (4.72)$$

$$k_{x'\alpha} = \frac{\Delta F_{x'}}{\Delta \alpha} \quad (4.73)$$

$$k_{y'x'} = \frac{\Delta F_{y'}}{\Delta x'} \quad (4.74)$$

$$k_{y'y'} = \frac{\Delta F_{y'}}{\Delta y'} \quad (4.75)$$

$$k_{y'\alpha} = \frac{\Delta F_{y'}}{\Delta \alpha} \quad (4.76)$$

$$k_{\alpha x'} = \frac{\Delta M}{\Delta x'} = \frac{-(R_s + h_s) \cdot \Delta F_{y'}}{\Delta x'} \quad (4.77)$$

$$k_{\alpha y'} = \frac{\Delta M}{\Delta y'} = \frac{-(R_S + h_S) \cdot \Delta F_{y'}}{\Delta y'} \quad (4.78)$$

$$k_{\alpha\alpha} = \frac{\Delta M}{\Delta y'} = \frac{-(R_S + h_S) \cdot \Delta F_{y'}}{\Delta \alpha} \quad (4.79)$$

As coordenadas x' e y' referem-se ao sistema de coordenada móvel, já considerando o deslocamento angular α do segmento.

A matriz de coeficientes de rigidez para cada segmento, em relação ao sistema de coordenada móvel, pode ser montada:

$$K'_j = \begin{bmatrix} k_{x'x'} & k_{x'y'} & k_{x'\alpha} \\ k_{y'x'} & k_{y'y'} & k_{y'\alpha} \\ k_{\alpha x'} & k_{\alpha y'} & k_{\alpha\alpha} \end{bmatrix} \quad (4.80)$$

em que j é o número do segmento.

Analogamente, aplicando-se perturbações na velocidade, obtêm-se os coeficientes de amortecimento. A matriz de coeficientes de amortecimento para cada segmento, em relação ao sistema de coordenada móvel pode ser escrita como:

$$C'_j = \begin{bmatrix} c_{x'x'} & c_{x'y'} & c_{x'\alpha} \\ c_{y'x'} & c_{y'y'} & c_{y'\alpha} \\ c_{\alpha x'} & c_{\alpha y'} & c_{\alpha\alpha} \end{bmatrix} \quad (4.81)$$

Os coeficientes de rigidez e de amortecimento para cada segmento são obtidos no sistema de referencia local (coordenadas x' y') posicionado no segmento. Após a determinação desses coeficientes, uma transformação de coordenadas deve ser realizada, obtendo os coeficientes no sistema de referencia inercial (Russo, 1999):

$$K_j(\omega_E) = T_R(\varphi_j + \alpha_j)^T \cdot K'_j(\omega_E) \cdot T_R(\varphi_j + \alpha_j) \quad (4.82)$$

$$T_R(\varphi_j + \alpha_j) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha_j + \varphi_j) & \text{sen}(\alpha_j + \varphi_j) & 0 \\ -\text{sen}(\alpha_j + \varphi_j) & \cos(\alpha_j + \varphi_j) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.83)$$

sendo que φ_j e α_j são, respetivamente, a posição angular do pivô do segmento j e o deslocamento angular do segmento j .

Tanto a determinação quanto a transformação dos coeficientes de amortecimento são realizadas de forma análoga àquela apresentada para os coeficientes de rigidez.

Essa determinação dos coeficientes equivalentes de mancais hidrodinâmicos segmentados resulta em 18 coeficientes para cada segmento do mancal (9 coeficientes de rigidez e 9 coeficientes de amortecimento) devido aos termos diretos e cruzados em x , y e α . Assim, estes coeficientes podem ser escritos através de uma matriz quadrada de ordem $N + 2$ (matriz global), onde N é o número de segmentos no mancal (Allaire, 1981).

A partir das matrizes globais de rigidez e amortecimento, o comportamento dinâmico do sistema rotor-mancal pode ser escrito através da equação de movimento apresentada a seguir:

$$[M_{global}]\{\ddot{r}\} + [C_{global}]\{\dot{r}\} + [K_{global}]\{r\} = \{F_{global}\} \quad (4.84)$$

A Equação (4.84) pode ser escrita de forma expandida como (Dimond, 2011):

$$\begin{aligned}
& \begin{bmatrix} m_S & 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & m_S & 0 & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & J_{P1} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & J_{P2} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & J_{PN} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{e}_X \\ \ddot{e}_Y \\ \ddot{\alpha}_1 \\ \ddot{\alpha}_2 \\ \vdots \\ \ddot{\alpha}_N \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} \sum_{j=1}^N c_{xx} & \sum_{j=1}^N c_{xy} & c_{x\alpha_1} & c_{x\alpha_2} & \cdots & c_{x\alpha_N} \\ \sum_{j=1}^N c_{yx} & \sum_{j=1}^N c_{yy} & c_{y\alpha_1} & c_{y\alpha_2} & \cdots & c_{y\alpha_N} \\ c_{\alpha_1x} & c_{\alpha_1y} & c_{\alpha_1\alpha_1} & 0 & \cdots & 0 \\ c_{\alpha_2x} & c_{\alpha_2y} & 0 & c_{\alpha_2\alpha_2} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{\alpha_Nx} & c_{\alpha_Ny} & 0 & 0 & 0 & c_{\alpha_N\alpha_N} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{e}_X \\ \dot{e}_Y \\ \dot{\alpha}_1 \\ \dot{\alpha}_2 \\ \vdots \\ \dot{\alpha}_N \end{Bmatrix} + \\
& + \begin{bmatrix} \sum_{j=1}^N k_{xx} & \sum_{j=1}^N k_{xy} & k_{x\alpha_1} & k_{x\alpha_2} & \cdots & k_{x\alpha_N} \\ \sum_{j=1}^N k_{yx} & \sum_{j=1}^N k_{yy} & k_{y\alpha_1} & k_{y\alpha_2} & \cdots & k_{y\alpha_N} \\ k_{\alpha_1x} & k_{\alpha_1y} & k_{\alpha_1\alpha_1} & 0 & \cdots & 0 \\ k_{\alpha_2x} & k_{\alpha_2y} & 0 & k_{\alpha_2\alpha_2} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ k_{\alpha_Nx} & k_{\alpha_Ny} & 0 & 0 & 0 & k_{\alpha_N\alpha_N} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} e_X \\ e_Y \\ \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_N \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} f_X \\ f_Y \\ 0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{Bmatrix}
\end{aligned}
\tag{4.85}$$

sendo que m_S é a massa referente ao eixo, J_{Pj} é o momento de inércia do segmento j .

Na análise dinâmica do sistema rotativo, é considerado apenas o movimento plano do rotor (coordenadas XY), conseqüentemente, as matrizes globais de rigidez e amortecimento consideram apenas esses graus de liberdade. Desta forma, é necessário reduzir as matrizes globais de coeficientes para matrizes de ordem 2×2 , resultando assim em 4 coeficientes de rigidez e 4 coeficientes de amortecimento relacionados ao movimento plano do rotor (coordenadas XY). Essa redução das matrizes globais de coeficientes depende da frequência de vibração (frequência de precessão), sendo que quando a frequência de vibração é igual à frequência de rotação do eixo denomina-se redução síncrona, e quando é diferente da frequência de rotação do eixo denomina-se redução não-síncrona.

Separando os termos referentes ao eixo e ao segmento, a Equação (4.85) pode ser reescrita como:

$$\begin{bmatrix} [M_S] & 0 \\ 0 & [J_P] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \ddot{u} \\ \ddot{\alpha} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} [C_{uu}] & [C_{u\alpha}] \\ [C_{au}] & [C_{\alpha\alpha}] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \dot{u} \\ \dot{\alpha} \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} [K_{uu}] & [K_{u\alpha}] \\ [K_{au}] & [K_{\alpha\alpha}] \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u \\ \alpha \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} f_S \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (4.86)$$

Sendo que $u = \begin{Bmatrix} e_X \\ e_Y \end{Bmatrix}$ e $\alpha = \begin{Bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_N \end{Bmatrix}$.

A Equação (4.86) pode ser reescrita ainda como:

$$\begin{aligned} [M_S]\{\ddot{u}\} + [C_{uu}]\{\dot{u}\} + [C_{u\alpha}]\{\dot{\alpha}\} + [K_{uu}]\{u\} + [K_{u\alpha}]\{\alpha\} &= \{f_S\} \\ [J_P]\{\ddot{\alpha}\} + [C_{au}]\{\dot{u}\} + [C_{\alpha\alpha}]\{\dot{\alpha}\} + [K_{au}]\{u\} + [K_{\alpha\alpha}]\{\alpha\} &= \{0\} \end{aligned} \quad (4.87)$$

A redução dos coeficientes é realizada no domínio da frequência, assumindo uma solução na forma exponencial.

$$\begin{aligned} u &= U \cdot e^{\gamma t} \\ \alpha &= A \cdot e^{\gamma t} \\ f_S &= F_S \cdot e^{\gamma t} \end{aligned} \quad (4.88)$$

em que o autovalor γ é um número complexo:

$$\gamma = \lambda + i\omega \quad (4.89)$$

A Equação (4.89) representa a frequência de excitação amortecida, que em geral é uma frequência não-síncrona, exceto para a condição de resposta ao desbalanceamento.

A equação de movimento apresentada na Equação (4.87) é então escrita no domínio da frequência como:

$$\begin{aligned}
(\gamma C_{uu} + K_{uu})U + (\gamma C_{u\alpha} + K_{u\alpha})A &= F_S - \gamma^2 M_S U & (a) \\
(\gamma C_{cu} + K_{cu})U + (\gamma^2 J_P + \gamma C_{\alpha\alpha} + K_{\alpha\alpha})A &= 0 & (b)
\end{aligned} \tag{4.90}$$

Substituindo a relação (b) na relação (a) da Equação (4.90), tem-se então:

$$[(\gamma C_{uu} + K_{uu}) - G_{uu}]U = F_S - \gamma^2 M_S U \tag{4.91}$$

em que G_{uu} é definido como:

$$G_{uu} = (\gamma C_{u\alpha} + K_{u\alpha}) \cdot (\gamma^2 J_P + \gamma C_{\alpha\alpha} + K_{\alpha\alpha})^{-1} \cdot (\gamma C_{cu} + K_{cu}) \tag{4.92}$$

Assim, a Equação (4.91) pode ser reescrita apenas em relação ao movimento lateral do eixo (coordenadas xy) como (Dimond, 2011):

$$[S(\gamma)]_{2 \times 2} \cdot \begin{Bmatrix} E_x \\ E_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_x - \gamma^2 M_S E_x \\ F_y - \gamma^2 M_S E_y \end{Bmatrix} \tag{4.93}$$

Na qual:

$$[S(\gamma)]_{2 \times 2} = \begin{bmatrix} k_{xx} + \gamma \cdot c_{xx} & k_{xy} + \gamma \cdot c_{xy} \\ k_{yx} + \gamma \cdot c_{yx} & k_{yy} + \gamma \cdot c_{yy} \end{bmatrix} \tag{4.94}$$

Os termos da matriz S são também complexos e associados aos coeficientes equivalentes do mancal hidrodinâmico, relacionados apenas aos graus de liberdade do movimento lateral, tal como:

$$\begin{aligned}
[K(\gamma)]_{2 \times 2} &= \text{real}\{[S(\gamma)]_{2 \times 2}\} \\
[C(\gamma)]_{2 \times 2} &= \text{imaginário}\left\{\frac{1}{\gamma} \cdot [S(\gamma)]_{2 \times 2}\right\}
\end{aligned}
\tag{4.95}$$

Diferentemente dos mancais de geometria fixa, os mancais segmentados apresentam graus de liberdade adicionais devidos ao deslocamento angular nos segmentos. Assim, visto que os segmentos podem vibrar juntamente com o eixo, os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento dependem da frequência de vibração do eixo e dos segmentos.

As características dinâmicas de mancais de geometria fixa podem ser representadas através de 4 coeficientes de rigidez (2 coeficientes diretos e 2 coeficientes cruzados) e 4 coeficientes de amortecimento (2 coeficientes diretos e 2 coeficientes cruzados), devido à predominância dos graus de liberdade do movimento plano do eixo (translação em x e y). Entretanto, a quantidade de coeficientes em mancais segmentados depende do número de segmentos, pois a inserção de segmentos aumenta os graus de liberdade no mancal, devidos ao movimento angular dos segmentos. Com isso, um mancal com N segmentos apresenta $N + 2$ graus de liberdade, sendo 2 devidos ao movimento do eixo no plano (translação x e y) e N devidos ao movimento angular nos segmentos. Assim, diferentemente de um mancal de geometria fixa, um mancal segmentado com N segmentos requer $5 \cdot N + 4$ coeficientes de rigidez e $5 \cdot N + 4$ coeficientes de amortecimento, denominados coeficientes da dinâmica do segmento ou completos (API, 2005).

Este elevado número de coeficientes ($5 \cdot N + 4$ de rigidez e $5 \cdot N + 4$ de amortecimento) introduz um aumento significativo da complexidade matemática e computacional nas análises de sistemas rotor-mancais. Diante disso, para reduzir esses problemas (diminuir o custo computacional), pode ser utilizado um método para reduzir esses coeficientes nos 4 coeficientes de rigidez e 4 coeficientes de amortecimento, comumente utilizado na análise dinâmica de rotores sobre mancais.

Essa redução de coeficientes depende de uma frequência de vibração a ser considerada nos segmentos do mancal, conforme descrito anteriormente. Sendo que, quando essa frequência vibracional é considerada igual à frequência de rotação do eixo, denomina-se redução síncrona. Em contrapartida, quando essa frequência vibracional é considerada diferente da frequência de rotação do eixo, denomina-se redução não-síncrona (API, 2005).

Em relação aos métodos de redução de coeficientes, há dois métodos muito utilizados, sendo um proposto por Allaire (Allaire, 1981) e outro proposto por Springer (Springer, 1978; 1979; 1980). Neste trabalho, foi empregado o método de redução proposto por Allaire, mas ambos os métodos apresentam resultados similares.

4.2.5 Fluxograma para o Cálculo dos Coeficientes Equivalentes em Mancal Segmentado através da Lubrificação Hidrodinâmica (HD)

A Figura 4.9 apresenta o fluxograma do modelo de lubrificação hidrodinâmica desenvolvido neste trabalho para aplicação em mancais hidrodinâmicos segmentados. Conforme pode ser verificado, após inserir os parâmetros do mancal e as condições de operação, realiza-se a análise estática no mancal, ou seja, determina-se a posição de equilíbrio do eixo e dos segmentos do mancal.

Para isso, a partir de um valor inicial para a posição de equilíbrio (estimativa inicial), determina-se a distribuição de pressão (processo iterativo – Gauss-Seidel), as forças hidrodinâmicas nos segmentos e realiza o balanço de forças e momentos no mancal. Se satisfeito o critério de parada desse processo iterativo, então é realizada a análise dinâmica no mancal, senão deve-se estimar uma nova posição de equilíbrio e repetir o processo até a convergência para o balanço de forças e momentos no mancal. Deve-se salientar que a busca da posição de equilíbrio foi realizada através do método Newton-Raphson.

Uma vez determinada a posição de equilíbrio, realiza-se a análise dinâmica no mancal, ou seja, os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal hidrodinâmico

segmentado são calculados. Primeiramente, são determinados esses coeficientes separadamente para cada subsistema eixo-segmento, para apenas depois determinar os coeficientes do mancal.

Para cada subsistema eixo-segmento, devem-se aplicar separadamente perturbações de deslocamento no eixo nas direções x e y , e também perturbação de deslocamento angular no segmento α . A partir de cada perturbação de deslocamento (x , y e α), determinam-se as forças e os momentos de reação, sendo que a partir da relação dessas forças e momentos de reação pelas perturbações aplicadas, determinam-se os coeficientes de rigidez para esse subsistema eixo-segmento analisado.

De forma análoga, são então determinados os coeficientes equivalentes de amortecimento, sendo que nesse caso devem-se aplicar perturbações de velocidades separadamente nas direções x , y e α para cada subsistema eixo-segmento do mancal.

Nesse processo da determinação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento para cada segmento (subsistema eixo-segmento), após a obtenção dos coeficientes é calculada a matriz de impedância $S(\gamma)$ no sistema de coordenada local e no sistema de coordenada inercial.

Uma vez determinada a matriz de impedância em cada segmento no sistema inercial, determina-se a matriz de impedância global no mancal, pela sobreposição da impedância de cada segmento. Em seguida, realiza-se a redução da matriz global para uma matriz global reduzida de ordem 2×2 , relacionando apenas o movimento plano do rotor, isto é, os graus de liberdade relacionados ao deslocamento angular dos segmentos são eliminados por substituição.

Por fim, a partir da matriz global reduzida, os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal segmentado são determinados.

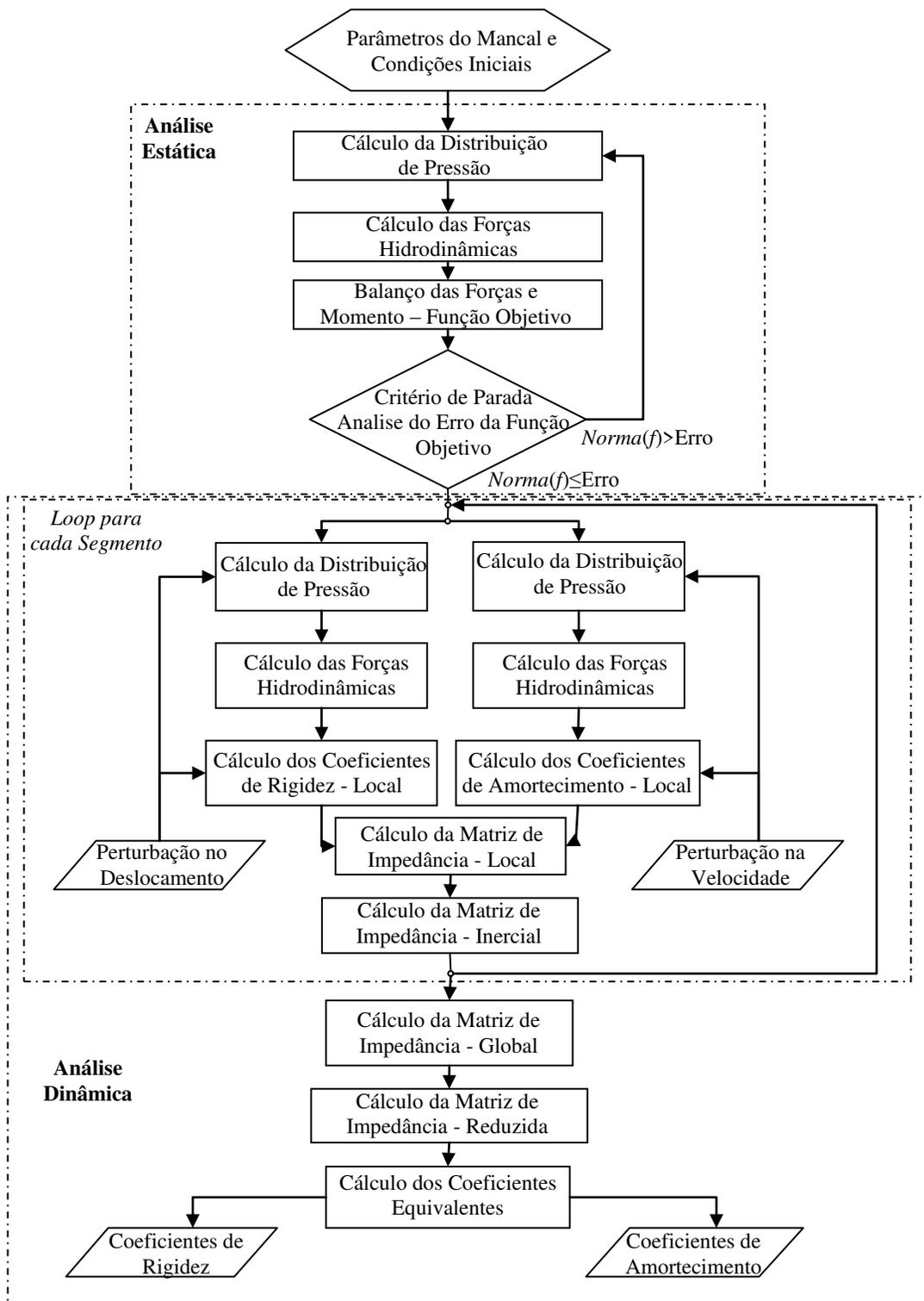


Figura 4.9 – Fluxograma do modelo de lubrificação hidrodinâmica desenvolvido neste trabalho.

4.2.6 Fluxograma para o Cálculo dos Coeficientes Equivalentes em Mancal Segmentado através da Lubrificação Termohidrodinâmica (THD).

A Figura 4.10 apresenta o fluxograma do modelo de lubrificação termohidrodinâmica desenvolvido neste trabalho para aplicação em mancais hidrodinâmicos segmentados. Conforme pode ser verificado, o procedimento é similar ao apresentado na Figura 4.9 para o modelo de lubrificação hidrodinâmica. Após inserir os parâmetros do mancal e as condições de operação, realiza-se a análise estática no mancal com o intuito de determinar a posição de equilíbrio do eixo e dos segmentos do mancal. Em seguida, após a determinação da posição de equilíbrio, aplicam-se as perturbações de deslocamento e velocidades em cada subsistema eixo-segmento para determinar os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento. A partir desses coeficientes determina-se a matriz de impedância global no mancal, realiza-se a redução da matriz de impedância global e finalmente obtém os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal segmentado.

Entretanto, embora o processo seja similar, a consideração de lubrificação termohidrodinâmica torna a resolução mais complexa, pois tanto na análise estática quanto na análise dinâmica deve-se, agora, determinar a distribuição de pressão e a distribuição de temperatura para só então determinar as forças hidrodinâmicas nos segmentos, visto que a temperatura altera a viscosidade do filme lubrificante e, conseqüentemente, as forças hidrodinâmicas.

Diferentemente da distribuição de pressão, a distribuição de temperatura em um segmento depende da distribuição de temperatura do segmento anterior, pois a temperatura prescrita na fronteira de entrada do segmento (fronteira oeste) é obtida da região de mistura, que ocorre devido o fluxo do fluido do segmento anterior e o fluxo do fluido de reposição. Desta forma, deve-se determinar a distribuição de temperatura em cada segmento (processo iterativo – Gauss-Seidel) e, em seguida, comparar essas novas distribuições com as distribuições de temperaturas consideradas anteriormente em cada segmento. Esse processo deve ser realizado até que a diferença entre essas distribuições, nova e considerada anteriormente, atinja um critério de parada, indicando assim uma convergência global da distribuição de temperatura no mancal.

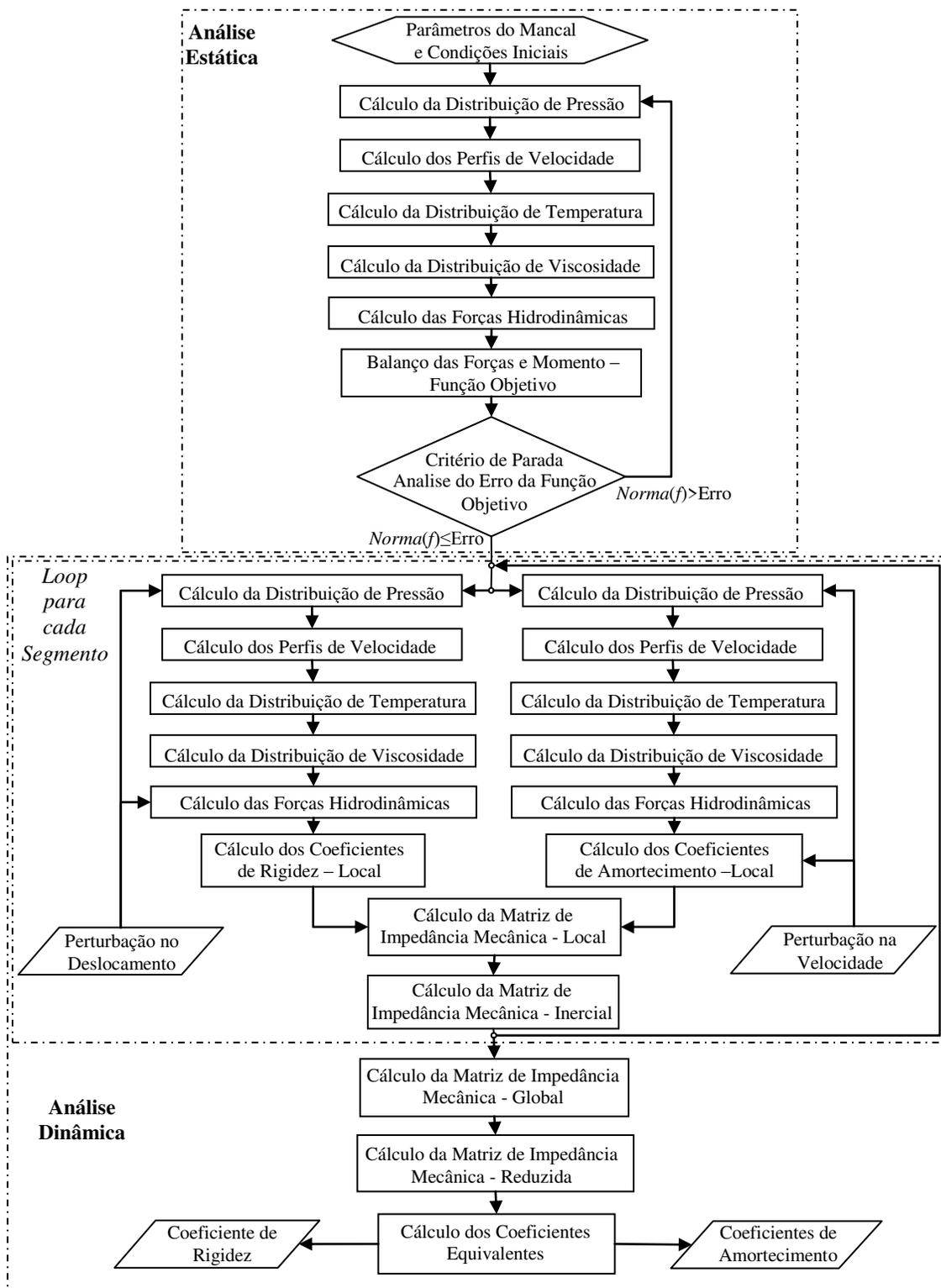


Figura 4.10 – Fluxograma do modelo de lubrificação termohidrodinâmica desenvolvido neste trabalho.

Vale destacar que o custo computacional, nesse caso, é significativamente maior, devido à resolução da equação de energia. Nesse caso, é necessário realizar 3 processos iterativos, tanto na análise estática quanto na análise dinâmica. O primeiro processo iterativo é realizado para a convergência da distribuição de pressão em cada segmento, o segundo é realizado para a distribuição de temperatura em cada segmento e o terceiro é realizado para a distribuição de temperatura global no mancal, pois diferentemente da distribuição de pressão, a distribuição de temperatura do segmento anterior influencia na distribuição de temperatura do próximo segmento (condição de contorno).

5 Resultados obtidos através de Simulação Computacional

Nos capítulos anteriores foram apresentados os modelos matemáticos desenvolvidos para a caracterização dinâmica de mancais segmentados, considerando as condições de lubrificação hidrodinâmica (HD) e termohidrodinâmica (THD). No presente capítulo são apresentados os resultados obtidos através desses modelos a partir de simulações computacionais.

A fim de verificar a consistência dos modelos desenvolvidos, buscou-se comparar os resultados obtidos com esses modelos com resultados já apresentados na literatura. Além disso, conforme pode ser verificado no apêndice B, simulações considerando diferentes malhas e diferentes critérios de paradas foram realizadas, para verificar a consistência dos modelos desenvolvidos.

Para fins de comparação com valores obtidos na literatura (Santos, 1995; Someya, 1989) e utilizados por Russo (1999) para verificação do modelo HD de mancais segmentados, foram utilizados os parâmetros geométricos do mancal, a propriedade característica do óleo e a malha computacional apresentados na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Dados e Parâmetros do Mancal Segmentado utilizado nas Simulações Computacionais

Raio do Rotor (R)	0,04937 m
Raio de Curvatura dos Segmentos (R_s)	0,04953 m
Rotação do Rotor (ω)	20 a 265 Hz
Número Total de Segmentos (N)	4
Largura do Segmento (L)	0,056 m
Angulo de Abrangência dos Segmentos (β_0)	60°
Espessura dos Segmentos (h_s)	0,0175 m
Posicionamento dos Pivôs no Mancal (ϕ_j ; j=1,2,3,4)	LOP: 0°, 90°, 180°, 270° LBP: 45°, 135°, 225°, 315°
Posicionamento do Pivô no Segmento (<i>offset</i>)	0°
Folga Radial (h_0)	110 μ m
Número de Pontos na Direção x	32
Número de Pontos na Direção z	32
Força na Direção X (F_x)	0 N
Força na Direção Y (F_y)	- 400 N
Viscosidade do Óleo de Referencia (μ_{ref})	0,070 N s/m ²
Temperatura de Referencia (T_{ref})	19°C
Temperatura do Eixo (T_{eixo})	19°C
Temperatura do Óleo de Reposição (T_{rep})	21°C

Conforme descrito na Tabela 5.1, as simulações computacionais foram realizadas para duas diferentes configurações do mancal. A configuração LOP (*Load on Pivot*) considera que o carregamento é aplicado sobre o pivô, enquanto que a configuração LBP (*Load between Pivot*) considera que o carregamento é aplicado entre pivôs. A Figura 5.1 apresenta essas duas diferentes configurações:

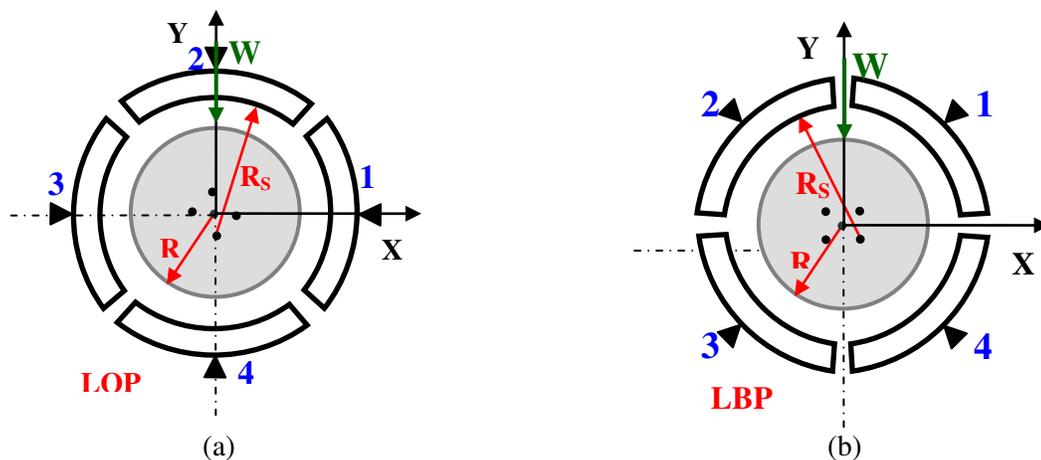


Figura 5.1 – Configuração do Mancal Segmentado; (a) LOP; (b) LBP.

A seguir, são apresentados as distribuições de pressão, distribuições de temperatura e os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos através da lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica.

5.1 Modelo Matemático Desenvolvido Através de Lubrificação Hidrodinâmica

Na condição de lubrificação hidrodinâmica, a distribuição de pressão nos segmentos do mancal é obtida a partir da solução da equação de Reynolds, considerando que o filme lubrificante no mancal é isotérmico.

Neste trabalho, as distribuições de pressão nos segmentos do mancal são apresentadas para três diferentes velocidades de rotação: 25Hz (baixa rotação), 100Hz (média rotação) e 200Hz (alta rotação). A seguir, são apresentados os resultados obtidos quando considerada velocidade de rotação de 200 Hz, sendo que os resultados obtidos para a velocidade de rotação de 25 Hz e 100 Hz se encontram no Apêndice C.

A Figura 5.2 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 200Hz.

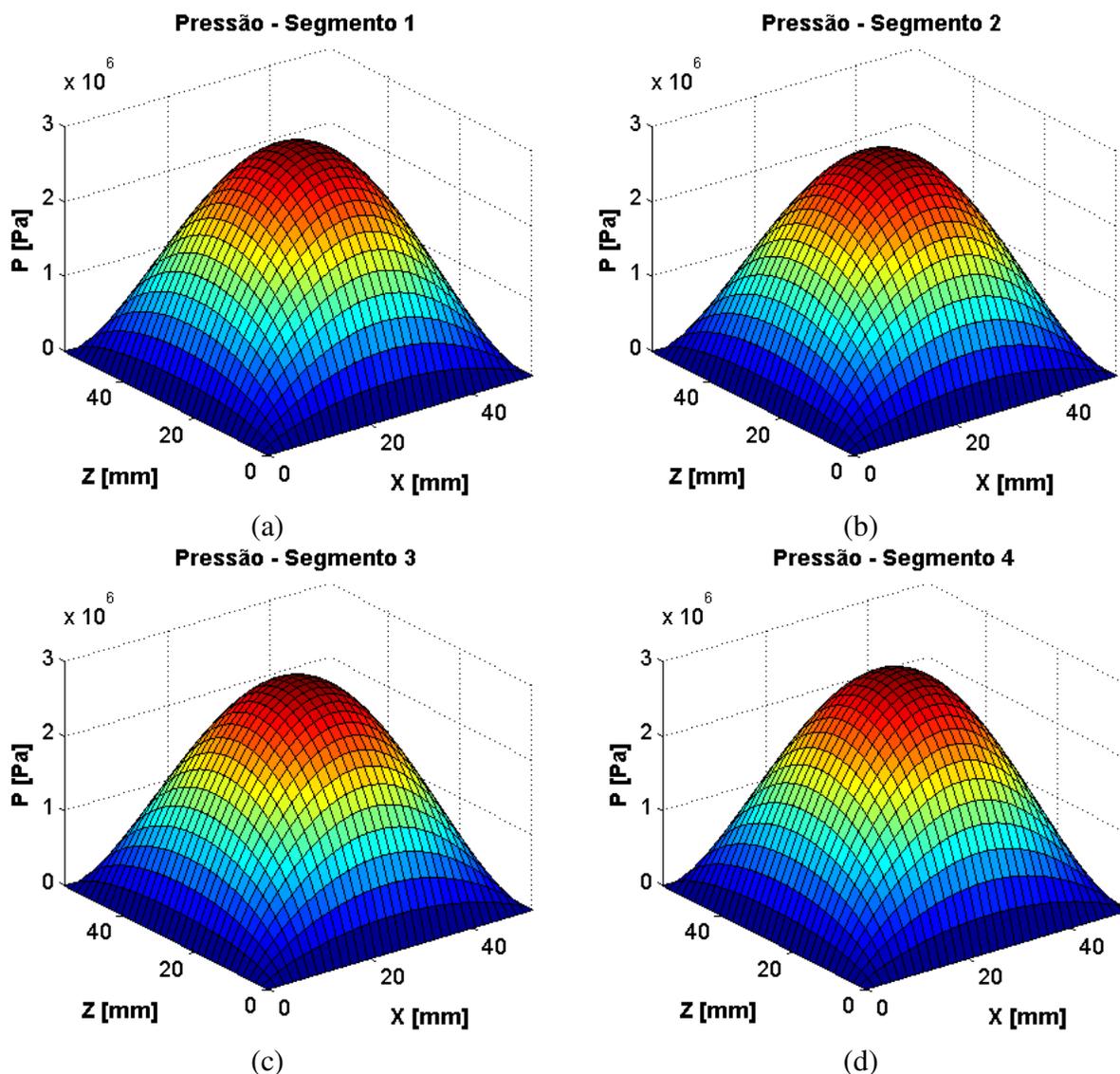


Figura 5.2 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LOP a 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Conforme já mencionado na Tabela 5.1, o mancal simulado apresenta 4 segmentos posicionados nos ângulos 0° , 90° , 180° e 270° na configuração LOP, onde o carregamento é direcionado sobre um determinado segmento (neste caso sobre o segmento 4 à 270°). Diante desse tipo de configuração, o segmento 4 apresenta uma menor espessura de filme lubrificante, o que resulta em uma distribuição de pressão mais elevada e, conseqüentemente, uma maior força hidrodinâmica neste segmento. Além disso, analisando a Figura 5.2, verifica-se que as distribuições de pressão nos segmentos 1 e 3, geram forças que praticamente se anulam, enquanto que as

distribuições de pressão nos segmentos 2 e 4 geram forças cuja resultante é equivalente ao carregamento no mancal (400 N). Desta forma, pode-se verificar que, para o mancal na configuração LOP, toda a carga aplicada ao mancal é sustentada por apenas um segmento (nesse caso, o 4º segmento).

Com o intuito de comparar as distribuições obtidas no mancal com configuração LOP e LBP, a Figura 5.3 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LBP, para uma mesma velocidade de rotação (200Hz).

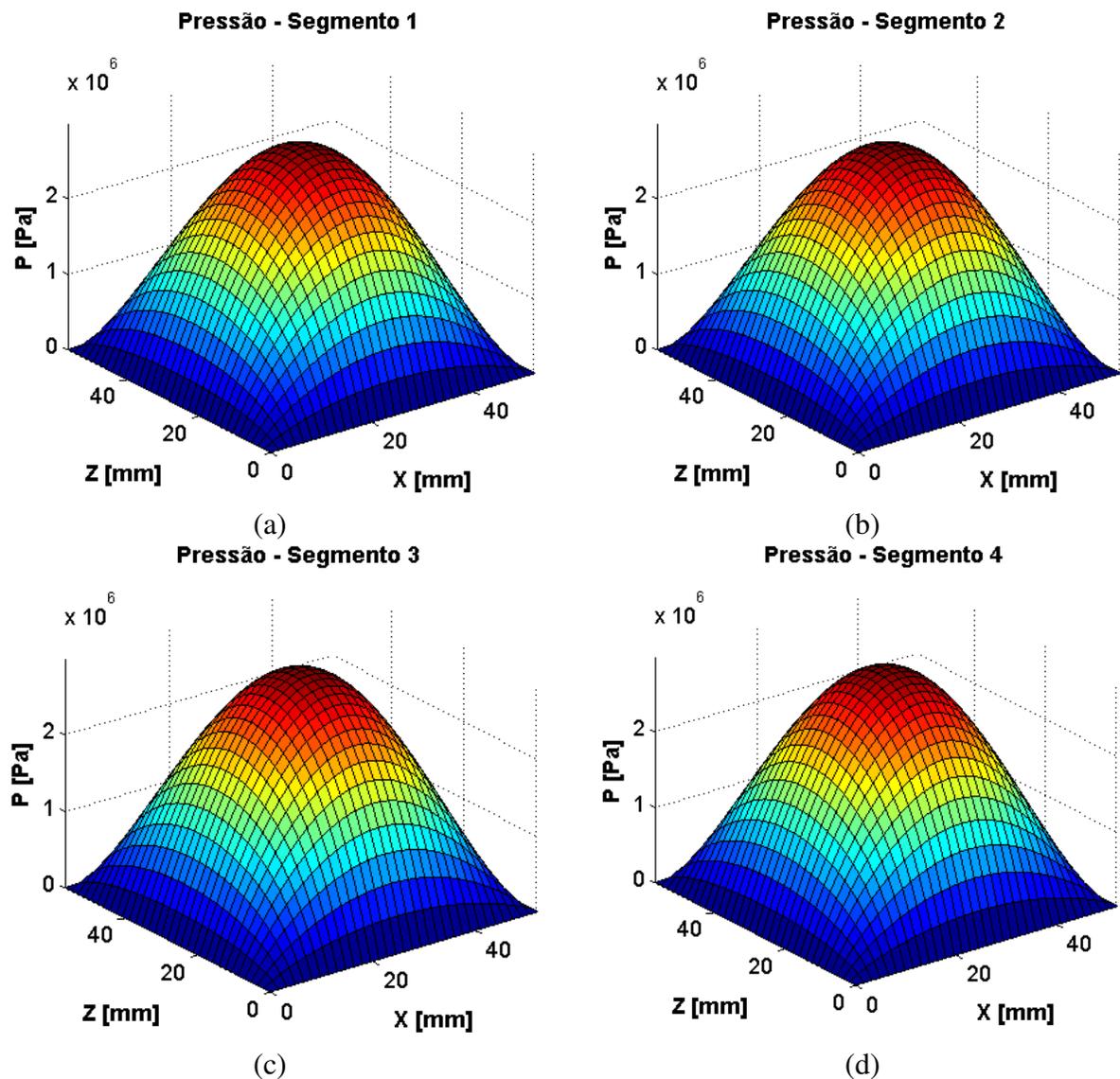


Figura 5.3 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LBP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Como descrito na Tabela 5.1, o mancal na configuração LBP apresenta 4 segmentos posicionados nos ângulos 45° , 135° , 225° e 315° , nos quais o carregamento é direcionado entre os segmentos 3 e 4, posicionados a 225° e 315° respectivamente.

Neste tipo de configuração, os segmentos 3 e 4 apresentam menores espessuras de filme lubrificante quando comparado com os segmentos 1 e 2, resultando distribuição de pressão mais elevada e, conseqüentemente, maiores forças hidrodinâmicas nesses segmentos. Verifica-se que a distribuição de pressão no segmento 1 é igual à apresentada no segmento 2 e a distribuição de pressão no segmento 3 é igual à apresentada no segmento 4. Com isso, a componente horizontal (direção X) da força hidrodinâmica do segmento 1 anula a componente horizontal do segmento 2 e, analogamente, para as componentes horizontais (direção X) dos segmentos 3 e 4. Em relação às componentes verticais das forças hidrodinâmicas (direção Y), a soma das componentes verticais dos segmentos 3 e 4 é superior a soma das componentes verticais dos segmentos 1 e 2 em 400N, ou seja, a força hidrodinâmica resultante na direção Y é igual ao carregamento do mancal (equilíbrio de forças).

A Figura 5.4 apresenta a posição angular de cada segmento para uma faixa de rotação de 20 Hz a 265 Hz (posição de equilíbrio), tanto na configuração LOP quanto na configuração LBP. A faixa do movimento angular dos segmentos é controlada pela espessura mínima de filme em cada um dos segmentos, de forma a não ocorrer o contato eixo-mancal (sem rompimento do filme lubrificante).

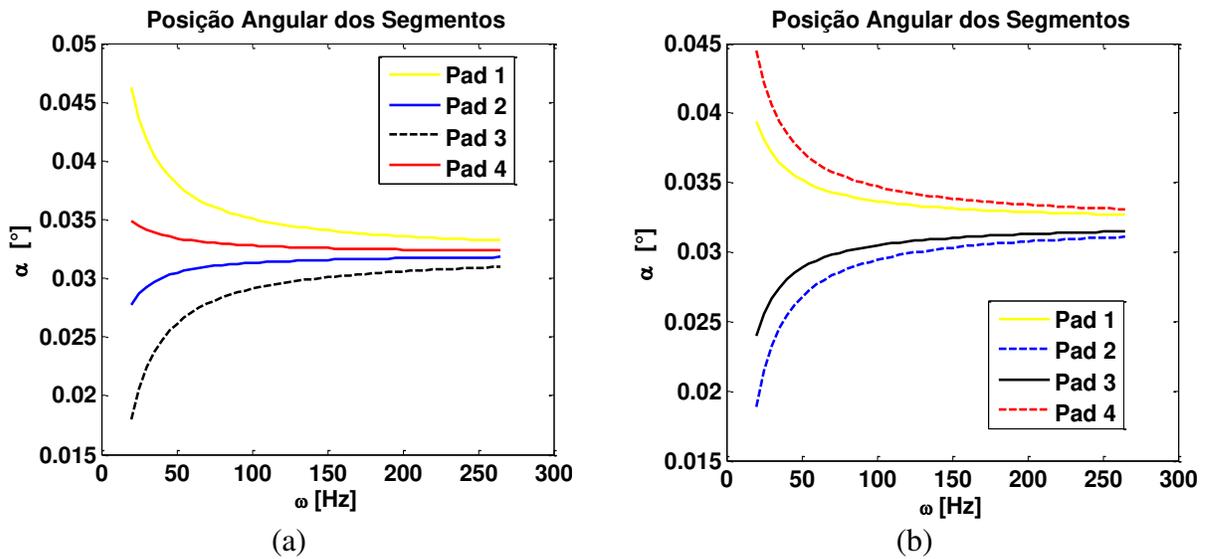


Figura 5.4 – Posição Angular dos Segmentos no Mancal; (a) Configuração LOP; (b) Configuração LBP;

De acordo com a Figura 5.4, verifica-se que, conforme a velocidade de rotação aumenta, a posição angular dos segmentos tende a convergir para um determinado valor. Isto ocorre devido ao efeito de centragem do eixo no mancal, onde o aumento da rotação desloca o eixo da região inferior para o centro do mancal.

Por fim, com o objetivo de analisar o balanço de forças no mancal segmentado, são graficamente apresentadas as forças hidrodinâmicas nos segmentos para o mancal na configuração LOP e LBP. A Figura 5.5 apresenta as forças hidrodinâmicas exercidas no eixo por cada segmento do mancal no sistema de coordenada local apresentado na Figura 4.1, enquanto que a Figura 5.6 apresenta as forças hidrodinâmicas atuando em cada segmento do mancal no sistema de coordenada inercial apresentado na Figura 4.1.

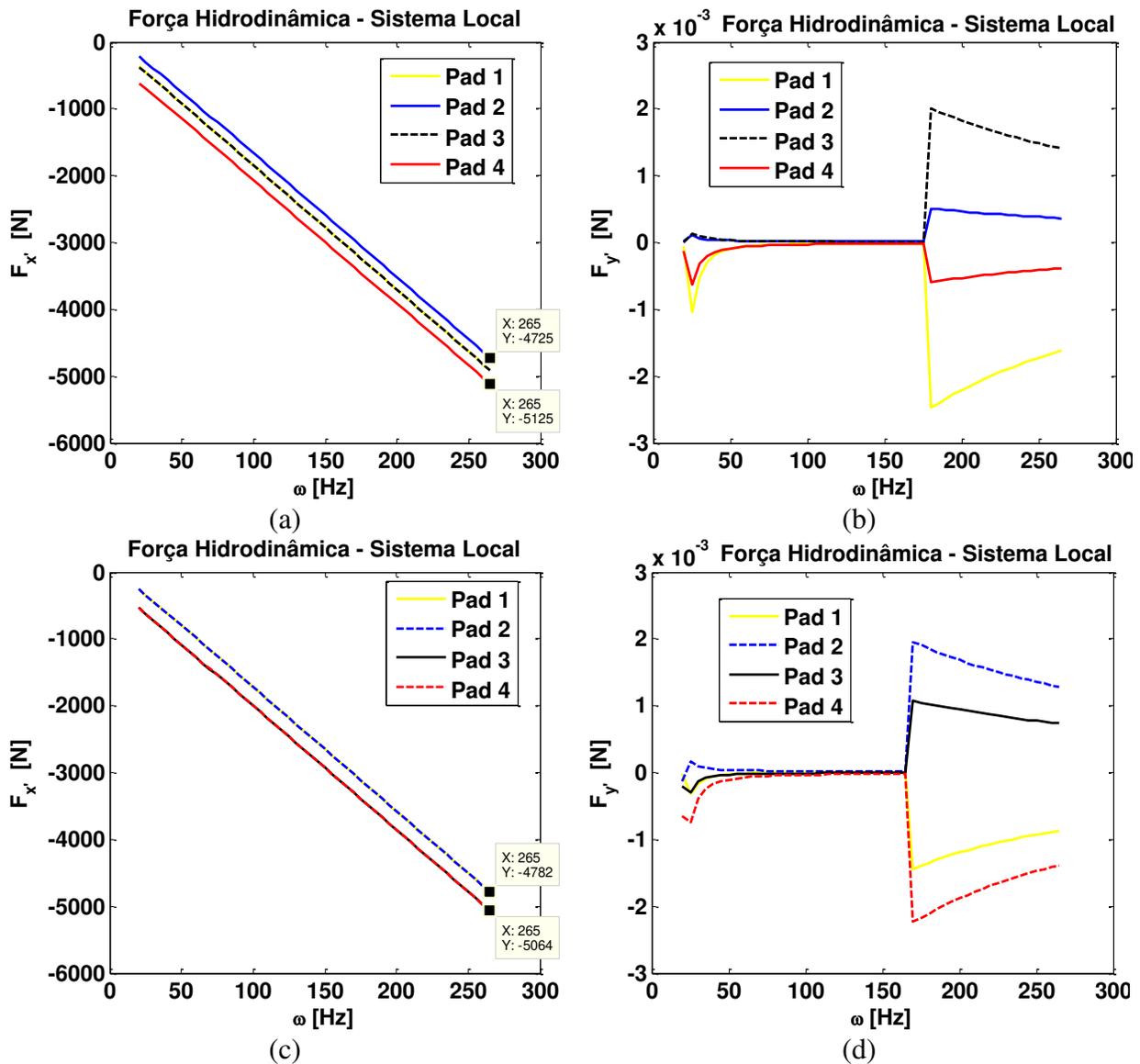


Figura 5.5 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Local; (a) F_x - LOP; (b) F_y - LOP; (c) F_x - LBP; (d) F_y - LBP;

Conforme pode ser observado na Figura 5.5, as forças hidrodinâmicas nos segmentos do mancal agem na direção radial (F_x), enquanto que as forças tangenciais (F_y) são praticamente nulas, acarretando assim momentos nulos no segmento.

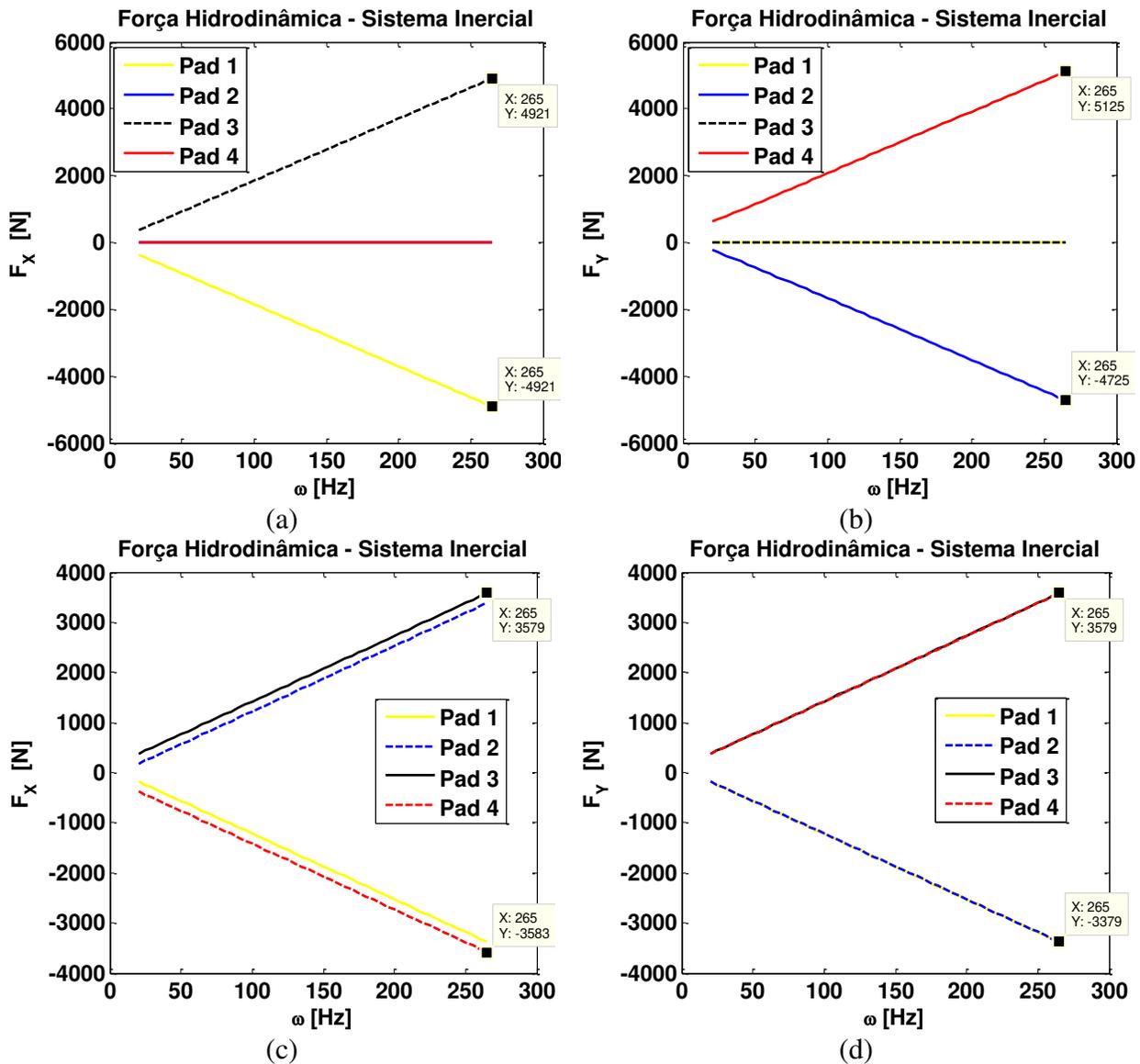


Figura 5.6 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Inercial; (a) F_x - LOP; (b) F_y - LOP; (c) F_x - LBP; (d) F_y - LBP;

Em relação ao balanço de forças no referencial inercial, a partir da Figura 5.6 é possível observar que a diferença entre a força vertical (F_y) nos segmentos 2 e 4 é igual ao carregamento aplicado no mancal (400N), indicando assim que todo o carregamento aplicado ao mancal é suportado pelo segmento 4. Além disso, observa-se também que as forças horizontais (F_x) exercidas nos segmentos 1 e 3 tendem a se anular.

Na configuração LBP, observa-se que a força horizontal (F_X) do segmento 2 se anula com a força horizontal (F_X) do segmento 1, da mesma forma que a força horizontal (F_X) do segmento 4 se anula com a força horizontal (F_X) do segmento 3, resultando o balanço de força na direção horizontal X. Na direção vertical Y, observa-se que a força vertical (F_Y) do segmento 3 é igual à do segmento 4, assim como a força vertical (F_Y) do segmento 1 é igual à do segmento 2. Além disso, observa-se que a força vertical (F_Y) no segmento 3 é superior em 200N a força vertical (F_Y) no segmento 2, ocorrendo o mesmo comportamento nos segmentos 1 e 4. Desta forma, a força vertical (F_Y) resultante entre os segmentos é de 400N, igualmente ao carregamento aplicado no mancal, resultando no balanço de força na direção vertical Y.

5.1.1 Coeficientes Dinâmicos obtidos pelo Modelo de Lubrificação Hidrodinâmica

Após obter o ponto de equilíbrio estático no mancal, as distribuições de pressão nos segmentos e as forças hidrodinâmicas agindo em cada segmento, os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal segmentado são estimados. Os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento apresentados a seguir foram obtidos através da redução síncrona, na qual a frequência de vibração é considerada igual à frequência de rotação do eixo.

A Figura 5.7 apresenta os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento para o mancal segmentado na configuração LOP, e a Figura 5.8 apresenta os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento para o mancal segmentado na configuração LBP.

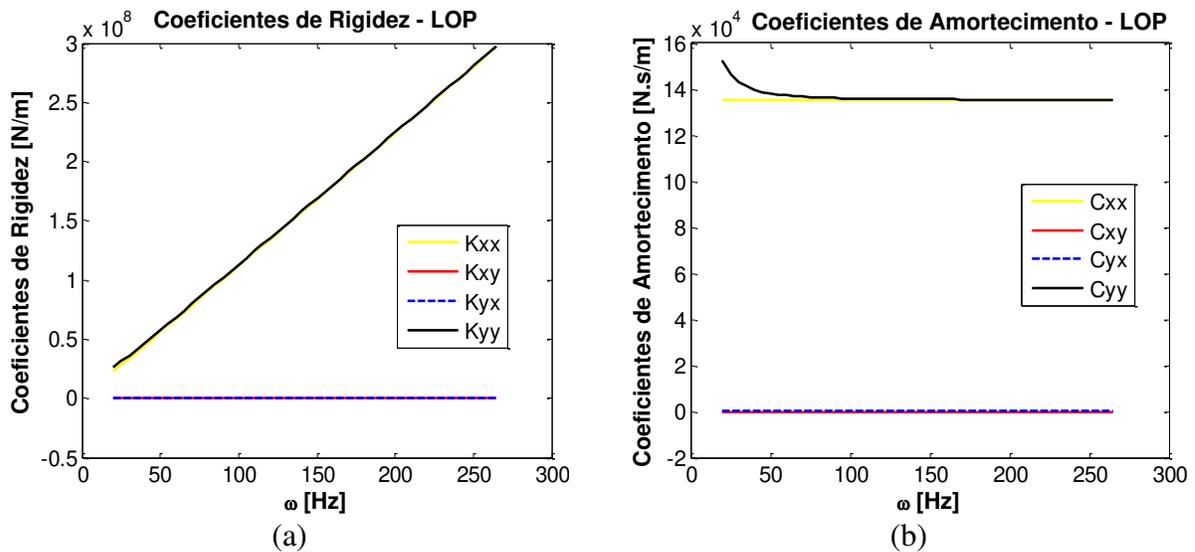


Figura 5.7 – Coeficientes dinâmicos de mancais segmentados obtidos pela lubrificação hidrodinâmica na configuração LOP; (a) Rigidez; (b) Amortecimento.

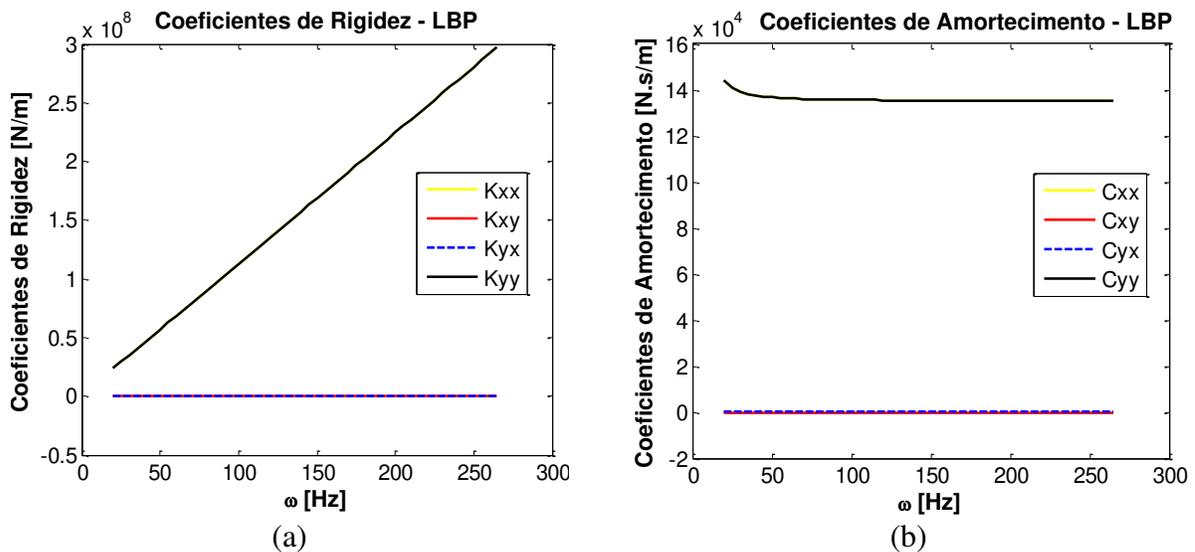


Figura 5.8 – Coeficientes dinâmicos de mancais segmentados obtidos pela lubrificação hidrodinâmica na configuração LBP; (a) Rigidez; (b) Amortecimento.

Os resultados obtidos foram comparados com resultados já apresentados na literatura. A dissertação de mestrado desenvolvida por Russo (1999) apresenta apenas os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos através de lubrificação hidrodinâmica (HD), os quais, por sua vez, foram comparados com os de Someya (1989). Por esse motivo, foi possível realizar essa verificação apenas para o modelo hidrodinâmico, pois a partir do sucesso

dessa comparação, iniciou-se então o desenvolvimento do modelo termohidrodinâmico. A escolha da utilização dos resultados obtidos por Russo (1999) para essa comparação foi baseada na consistência dos resultados apresentados, visto que tais resultados foram também validados com um pacote computacional desenvolvido na Universidade Técnica de Munique (Santos, 1995).

Os coeficientes foram, então, representados na forma adimensional, conforme as expressões:

$$k_{ij} = K_{ij} \cdot \frac{h_0}{|F|}; c_{ij} = C_{ij} \cdot \frac{h_0 \cdot \omega}{|F|}; S_0 = \frac{2\mu\omega R_s N \beta_0}{|F|} \cdot \frac{(R + h_0)^2}{(R_s - R)};$$

em que K_{ij} é o coeficiente de rigidez na forma dimensional [N/m], k_{ij} é o coeficiente de rigidez na forma adimensional, C_{ij} é o coeficiente de amortecimento na forma dimensional [N.s/m], c_{ij} é o coeficiente de amortecimento na forma adimensional, S_0 é o número de Sommerfeld, $|F|$ é o módulo da força no referencial inercial exercida no mancal [N], h_0 é a folga radial do mancal [m], ω é a frequência de rotação do rotor [rad/s], μ é a viscosidade absoluta do lubrificante [N.s/m²], N é o número de segmentos, β_0 é a extensão angular do segmento [rad], R_s é o raio de curvatura do segmento [m] e R é o raio do eixo [m].

Na Figura 5.9, os resultados obtidos usando o modelo desenvolvido neste trabalho são praticamente coincidentes com os resultados obtidos por Russo (1999), demonstrando, assim, a consistência e robustez dos mesmos.

Os gráficos mostram que, conforme aumenta a velocidade de rotação (maior número de Sommerfeld), os coeficientes diretos de rigidez e de amortecimento (k_{xx} , k_{yy} , c_{xx} , c_{yy}) tornam-se significativamente maiores que os coeficientes cruzados (k_{xy} , k_{yx} , c_{xy} , c_{yx}).

Por apresentarem coeficientes de rigidez e de amortecimento diretos relativamente iguais nas duas direções ($k_{xx}=k_{yy}$, $c_{xx}=c_{yy}$) e significativamente maiores que os coeficientes cruzados, os mancais segmentados apresentam uma elevada estabilidade. Por essa razão, sua aplicação em sistemas rotativos para prevenir o efeito de instabilidade fluido induzida é comumente realizada.

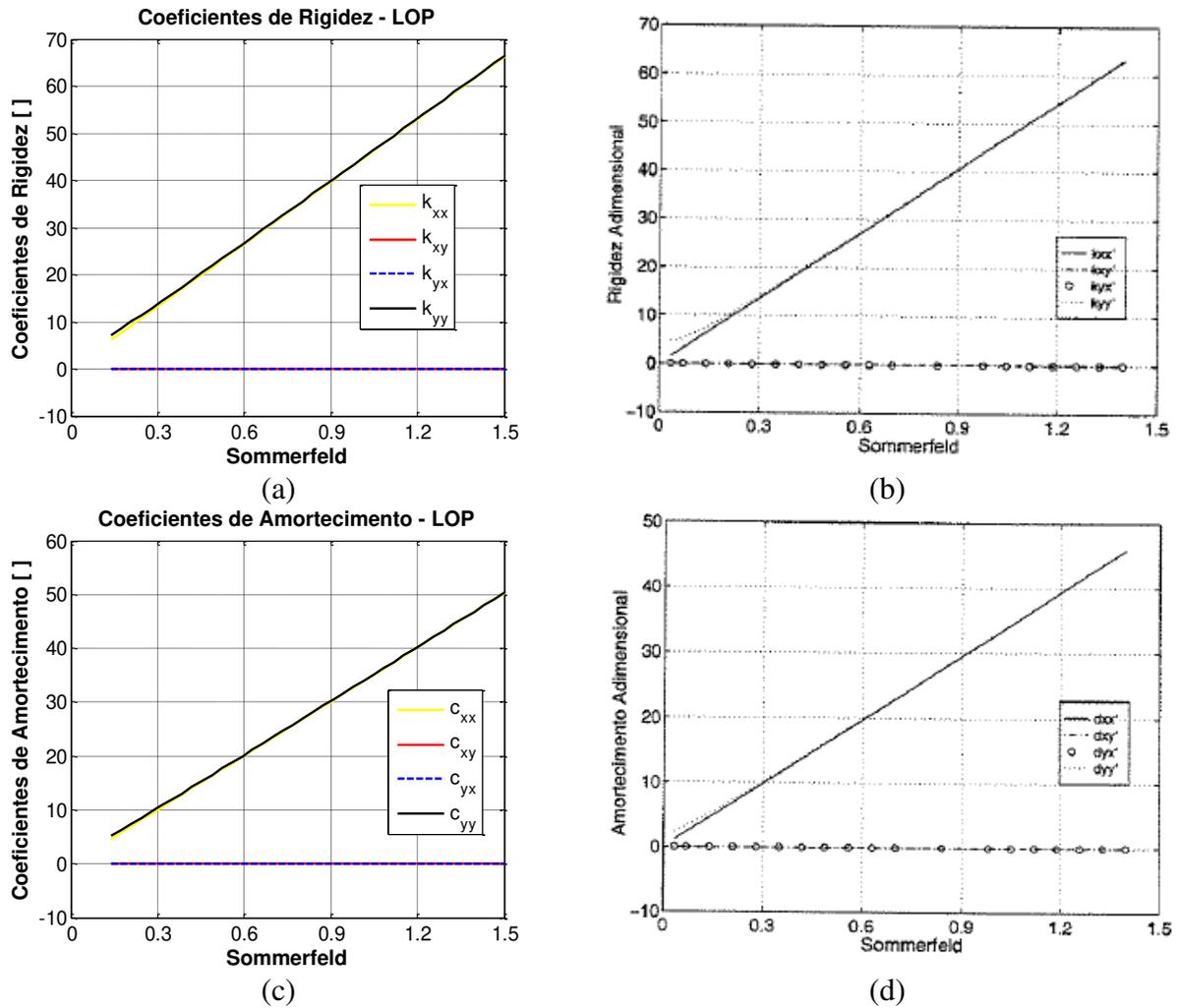


Figura 5.9 – Coeficientes equivalentes para mancal segmentado: (a) Coeficientes de rigidez obtidos com o modelo desenvolvido, (b) Coeficientes de rigidez obtidos por Russo (1999), (c) Coeficientes de amortecimento obtidos com o modelo desenvolvido, (d) Coeficientes de amortecimento obtidos por Russo (1999).

5.2 Modelo Matemático Desenvolvido através de Lubrificação Termohidrodinâmica

Na condição de lubrificação termohidrodinâmica, a distribuição de pressão nos segmentos do mancal é obtida considerando-se a distribuição de temperatura do filme lubrificante. Por isso, a equação de Reynolds deve ser resolvida juntamente com a equação da energia, sendo que a solução da equação de Reynolds fornece a distribuição de pressão e a solução da equação da energia fornece a distribuição de temperatura. Assim, diferentemente da lubrificação hidrodinâmica, a distribuição de temperatura no filme lubrificante não apresenta um comportamento isotérmico.

Um dos fatores mais importantes para a determinação da distribuição de temperatura no filme lubrificante é a condição de contorno adotada. Ao longo dos anos, muitos estudos foram realizados com o intuito de melhorar a representação da condição de contorno (Bouard, 1996; Fillon, 1997; Santos, 1997; Nicoletti, 1999; Chang, 2002). Entretanto, verificou-se que tais condições podem variar dependendo das características geométricas do mancal. Assim, a condição de fronteira adiabática aplica-se melhor para alguns mancais, enquanto que para outros é melhor utilizar a condição de temperatura prescrita. Diante disso, para obter um modelo termohidrodinâmico mais amplo e confiável, deve-se analisar os resultados de simulações de casos com essas condições, compará-las com resultados experimentais e optar pela que melhor represente o caso real.

Por esse motivo, foram obtidos resultados considerando duas condições de contorno para a fronteira do segmento do mancal:

1. THD1: Fronteira adiabática
2. THD2: Fronteira com temperatura prescrita

A Figura 5.10 apresenta as duas condições de contorno adotadas. Primeiramente, serão apresentados os resultados obtidos através da condição de fronteira adiabática e, em seguida, os obtidos através da condição de fronteira com temperatura prescrita.

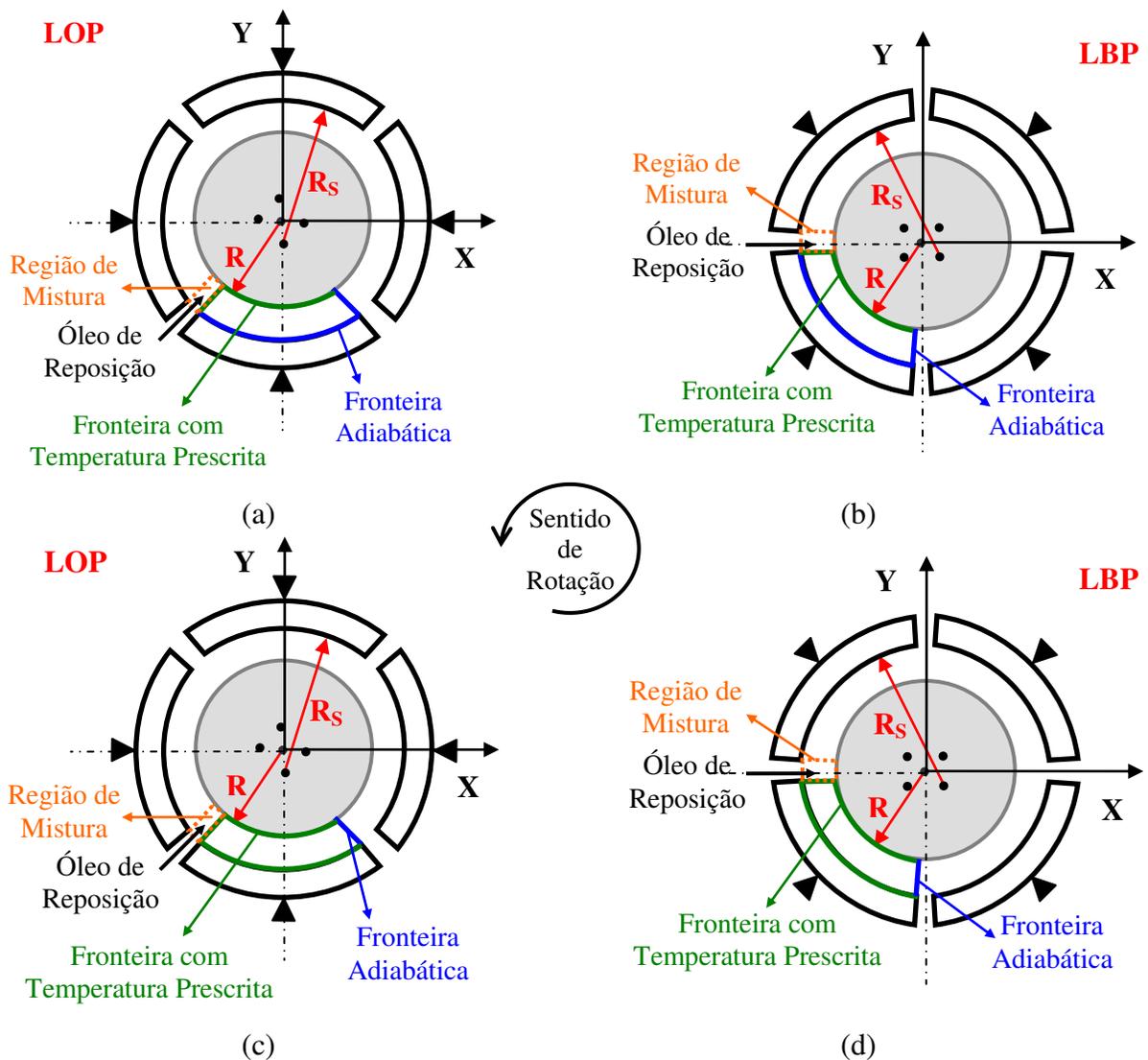


Figura 5.10 – Condição de contorno aplicada no mancal para a determinação da distribuição de temperatura; (a) LOP- Fronteira Adiabática; (b) LBP- Fronteira Adiabática; (c) LOP- Fronteira com Temperatura Prescrita; (d) LBP- Fronteira com Temperatura Prescrita.

As distribuições de pressão nos segmentos do mancal são apresentadas para três diferentes velocidades de rotação: 25Hz (baixa rotação), 100Hz (média rotação) e 200Hz (alta rotação). A seguir são apresentados os resultados obtidos quando considerada a velocidade de rotação a 200 Hz, sendo que os resultados obtidos para as velocidades de rotação a 25 Hz e a 100 Hz encontram-se no Apêndice C.

5.2.1 Condição de Contorno: Segmento Adiabático (THD1)

A Figura 5.11 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 200Hz.

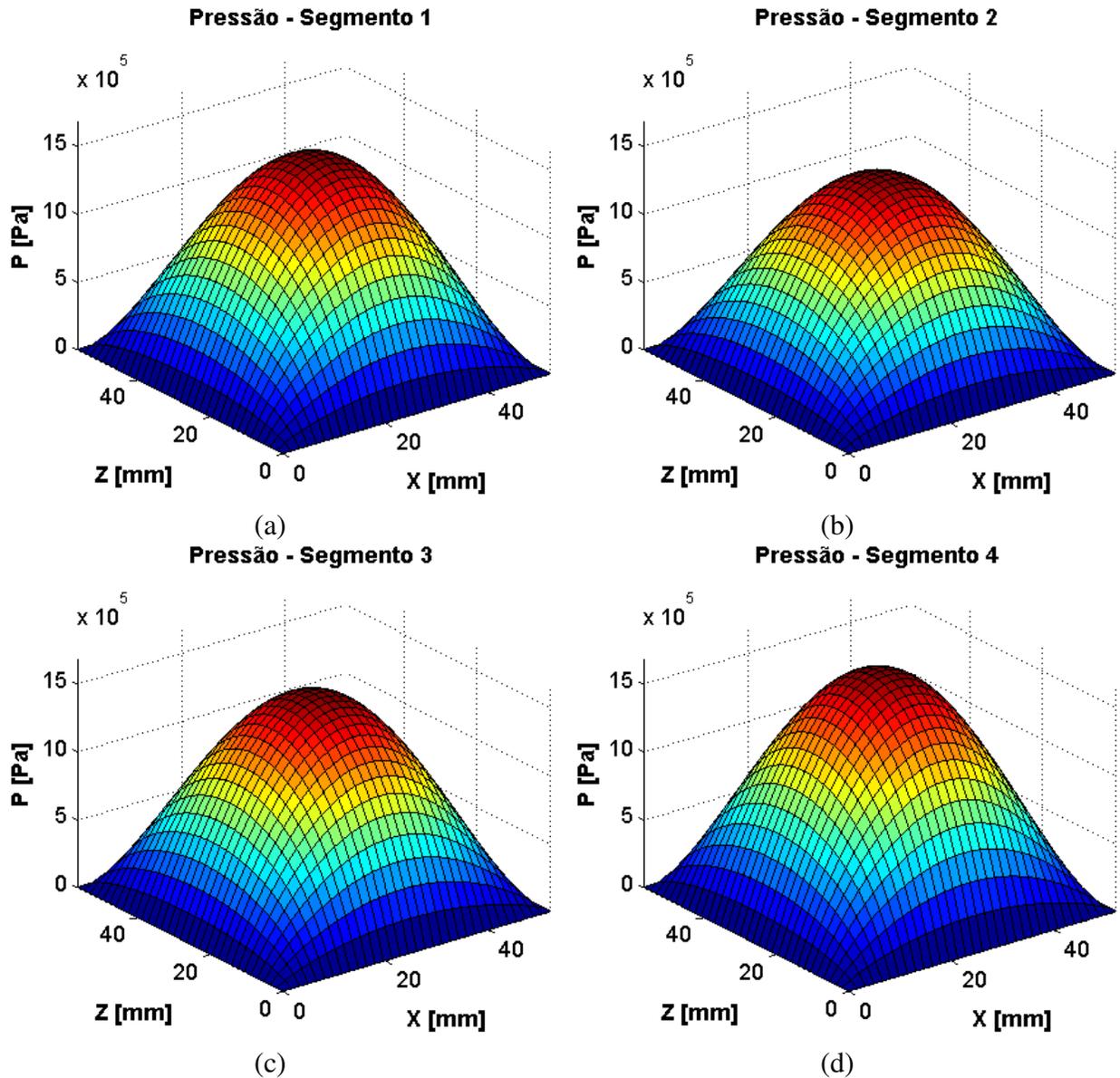


Figura 5.11 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP a 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.

A Figura 5.11 apresenta a distribuição de pressão nos segmentos, considerando o mancal segmentado na configuração LOP, onde os segmentos estão posicionados nos ângulos 0° , 90° , 180° e 270° . As distribuições obtidas fazem com que as forças horizontais (direção X) se anulem, pois as distribuições nos segmentos 1 e 3 são similares, e as forças verticais (direção Y) apresentem uma resultante igual ao carregamento (400N), devido à distribuição no segmento 4 ser maior que a do segmento 2. Esse comportamento é similar ao obtido no mancal segmentado LOP através da lubrificação hidrodinâmica. Entretanto, na condição de lubrificação termohidrodinâmica, as distribuições de pressão apresentam picos inferiores, devido à queda da viscosidade no filme lubrificante causada pelo aumento da temperatura. Diante disso, devido à influência da temperatura, a distribuição de pressão obtida na condição termohidrodinâmica difere da obtida na condição hidrodinâmica, fazendo com que o eixo encontre uma nova posição de equilíbrio, a qual também deve satisfazer o balanço de forças no mancal.

A Figura 5.12 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 200Hz.

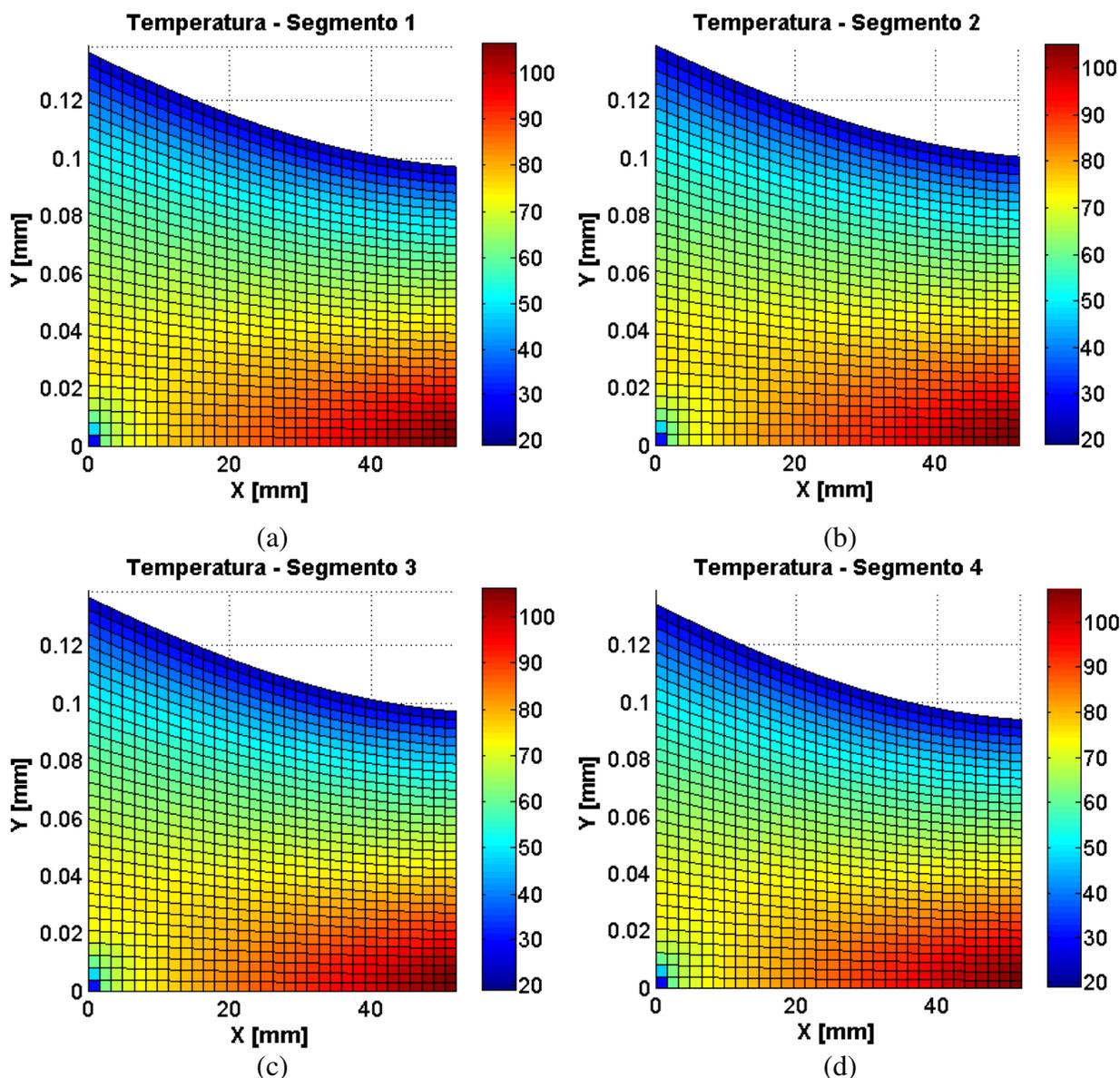


Figura 5.12 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

A Figura 5.12 apresenta a distribuição de temperatura na espessura de filme lubrificante de cada segmento, considerando como condição de contorno do segmento a fronteira adiabática. Nesses gráficos é apresentada a distribuição de temperatura no plano central do mancal segmentado (plano central na direção axial). A menor espessura de filme lubrificante é obtida no segmento 4, a maior espessura de filme lubrificante é obtido no segmento 2 e as

espessuras de filme dos segmentos 1 e 3 são equivalentes. Além disso, as espessuras apresentam um valor máximo na entrada do segmento, diminuindo gradativamente até o valor mínimo na saída do segmento, devido à posição angular dos segmentos.

De acordo com os dados da Tabela 5.1, as condições de contorno adotadas nessa simulação foram de temperatura prescrita de 19°C na fronteira com o eixo (contorno superior) e também de temperatura prescrita na fronteira de entrada do segmento (contorno da esquerda), cujo valor é obtido através da mistura entre a vazão de reposição (21°C) e a vazão no canal do segmento anterior. Observe que na parte inferior da fronteira de entrada (canto inferior esquerdo), há uma temperatura menos elevada, devido ao fluxo do fluido de reposição. Esse comportamento ocorre devido ao fluxo do segmento anterior ser praticamente nulo nesse ponto, ou seja, pode ser assumido que há apenas fluxo do fluido de reposição. Diante disso, a temperatura do óleo neste ponto é aproximadamente igual à temperatura do fluido de reposição (21°C).

A fronteira de saída do segmento (contorno da direita) e a fronteira da superfície do segmento (contorno inferior) são consideradas adiabáticas e, conseqüentemente, não realizam troca de calor. Por esse motivo, todo o calor gerado pelo cisalhamento do óleo (dissipação viscosa) tende a permanecer localizado próximo ao canto da fronteira de saída com a fronteira da superfície do segmento (canto inferior direito).

Por fim, observando a escala de valores, pode-se verificar que a maior temperatura é obtida no filme lubrificante do segmento 4. Tal comportamento ocorre devido à menor espessura de filme lubrificante desse segmento, pois a tensão de cisalhamento do fluido é função do gradiente de velocidades, maiores nessa região.

Após analisar as distribuições de pressão e de temperatura no mancal segmentado na configuração LOP, foram então analisadas as distribuições de pressão e de temperatura no mancal segmentado na configuração LBP. A Figura 5.13 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 200Hz.

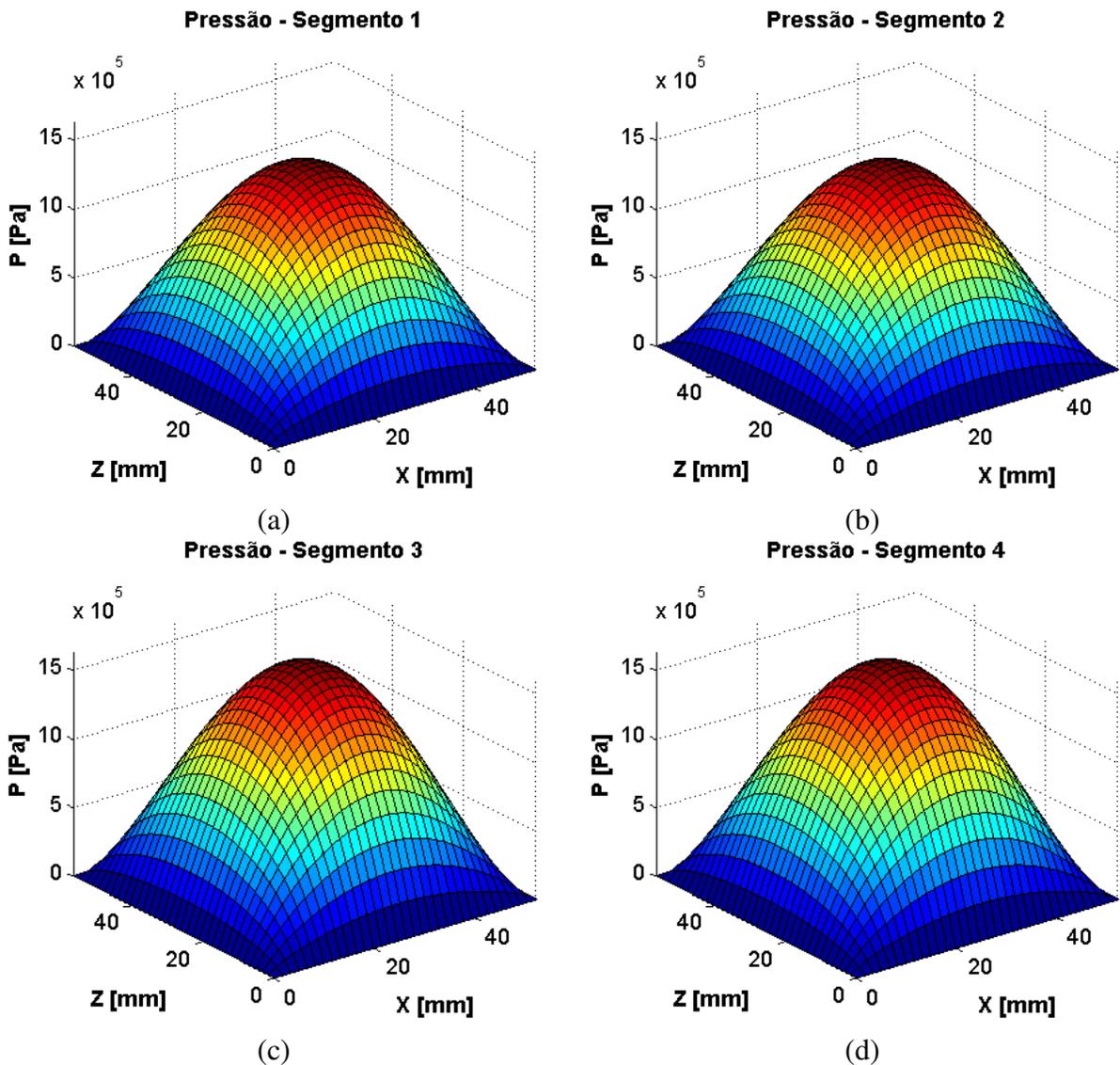


Figura 5.13 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP a 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Assim como verificado no modelo hidrodinâmico (Figura 5.3), a distribuição de pressão do segmento 1 é similar à distribuição de pressão do segmento 2, assim como a distribuição de pressão do segmento 3 é similar à distribuição de pressão do segmento 4. Além disso, visto que as distribuições de pressões obtidas nos segmentos 3 e 4 são superiores às distribuições de pressões obtidas nos segmentos 1 e 2, o carregamento aplicado ao mancal é suportado pela força resultante nos segmentos 3 e 4. Em comparação com o modelo hidrodinâmico, as distribuições de

pressões do modelo termohidrodinâmico apresentam menores valores de pressões, devido à diminuição da viscosidade no filme lubrificante causada pelo aumento da temperatura.

A Figura 5.14 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 200Hz.

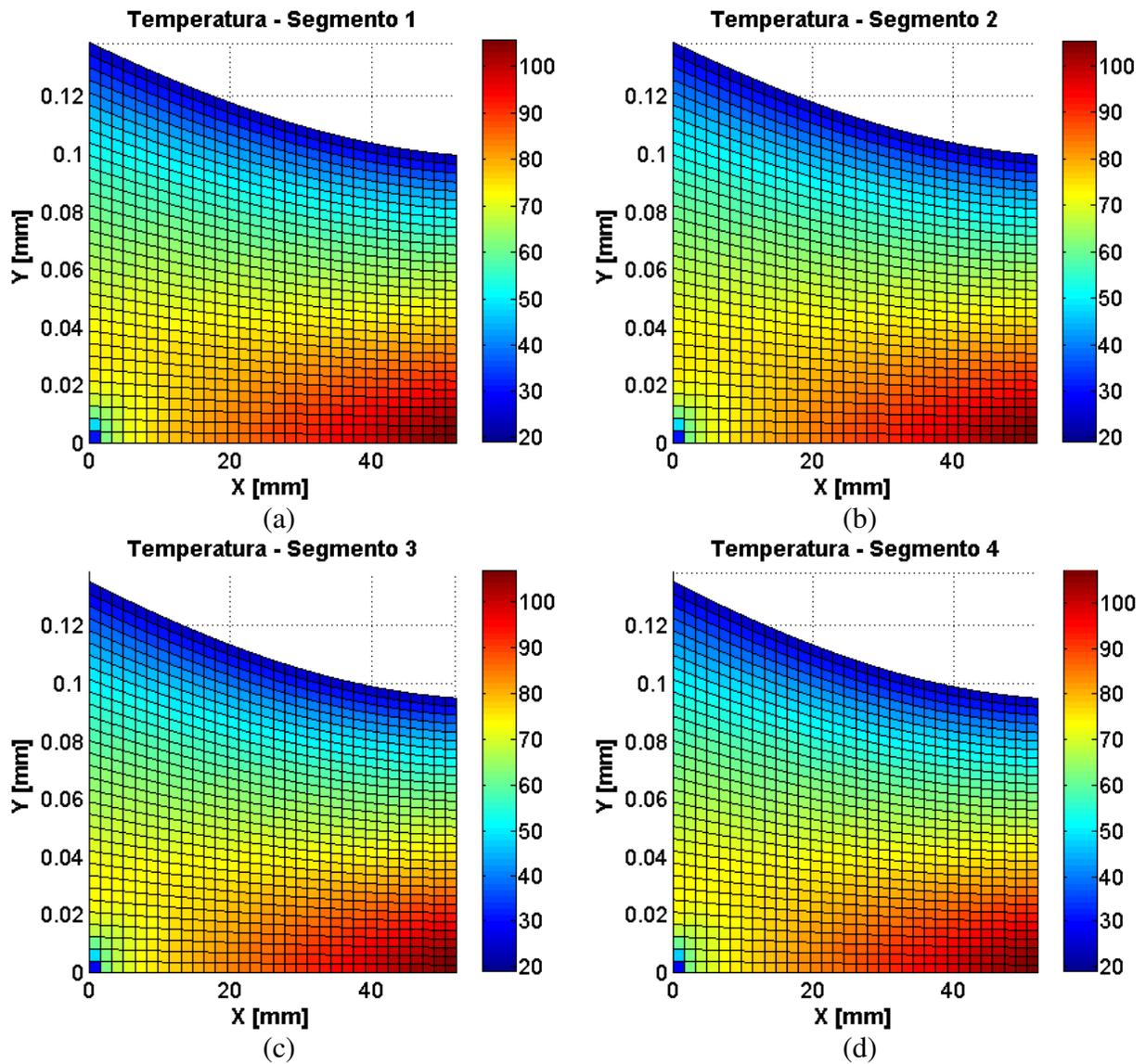


Figura 5.14 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.

De acordo com a Figura 5.14, a distribuição de temperatura é similar à apresentada no mancal na configuração LOP, sendo que a máxima temperatura ocorre no canto inferior direito, devido a fronteira de saída do segmento e a fronteira da superfície do segmento serem consideradas adiabáticas e, conseqüentemente, não realizarem troca de calor. Além disso, é possível observar que ocorre uma temperatura menos elevada no canto inferior esquerdo, devido ao fluxo do fluido de reposição.

Diante dos resultados obtidos, foi possível verificar que, neste mancal, o tipo de configuração (LOP ou LBP) não alterou o comportamento da distribuição de temperatura no segmento e não apresentou uma diferença significativa nos picos de temperatura. Entretanto, altera as distribuições de temperatura nos segmentos dentro do mancal, devido ao diferente posicionamento angular dos pivôs. Entretanto, na configuração LOP a distribuição de temperatura mais elevada ocorre no segmento 4 (270°), no caso da configuração LBP ocorre nos segmentos 3 (225°) e 4 (315°).

Após analisar as distribuições de pressão e de temperatura no mancal, torna-se importante verificar a posição de equilíbrio e as forças hidrodinâmicas atuantes nos segmentos. Para isto, a Figura 5.15 apresenta a posição angular de cada segmento para uma faixa de rotação de 20 Hz a 265 Hz (posição de equilíbrio), tanto na configuração LOP quanto na configuração LBP.

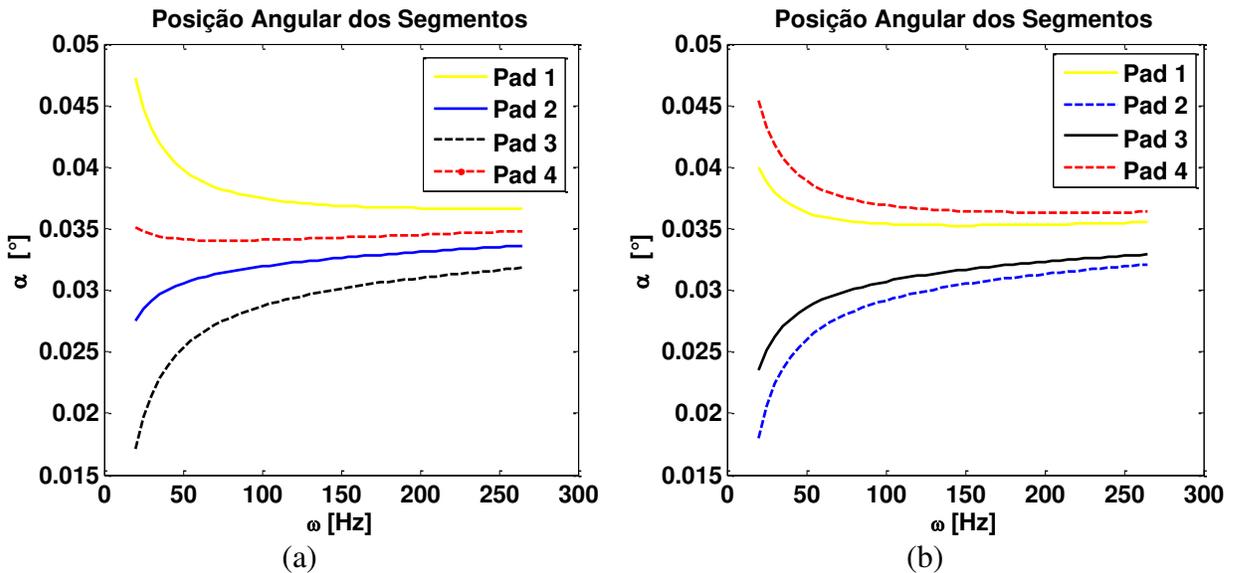


Figura 5.15 – Posição Angular dos Segmentos no Mancal; (a) Configuração LOP; (b) Configuração LBP.

Como mostrado na Figura 5.15, assim como apresentado no modelo hidrodinâmico, a posição angular dos segmentos tende a convergir para um determinado valor, conforme a velocidade de rotação aumenta, devido ao efeito de centragem do eixo no mancal.

A Figura 5.16 apresenta as forças hidrodinâmicas para o modelo THD com fronteira adiabática, atuando em cada segmento do mancal no sistema de coordenada local apresentado na Figura 4.1, enquanto que a Figura 5.17 apresenta as forças hidrodinâmicas atuando em cada segmento do mancal no sistema de coordenada inercial apresentado na Figura 4.1.

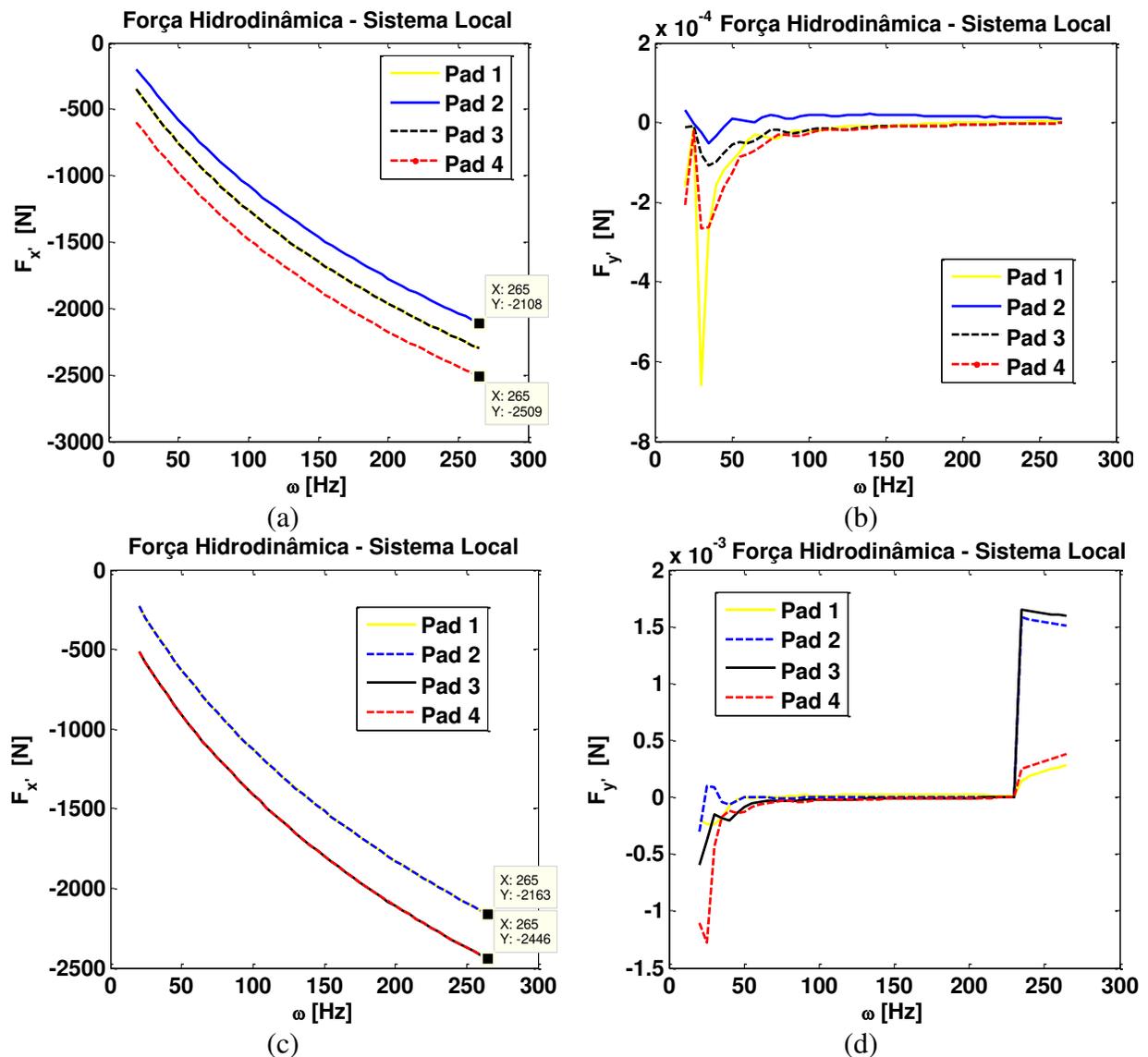


Figura 5.16 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Local; (a) F_x - LOP; (b) F_y - LOP; (c) F_x - LBP; (d) F_y - LBP;

Conforme pode ser observado na Figura 5.16, as forças hidrodinâmicas nos segmentos do mancal agem na direção radial (F_x), enquanto que as forças tangenciais (F_y) são praticamente nulas, resultando assim em momentos nulos no segmento.

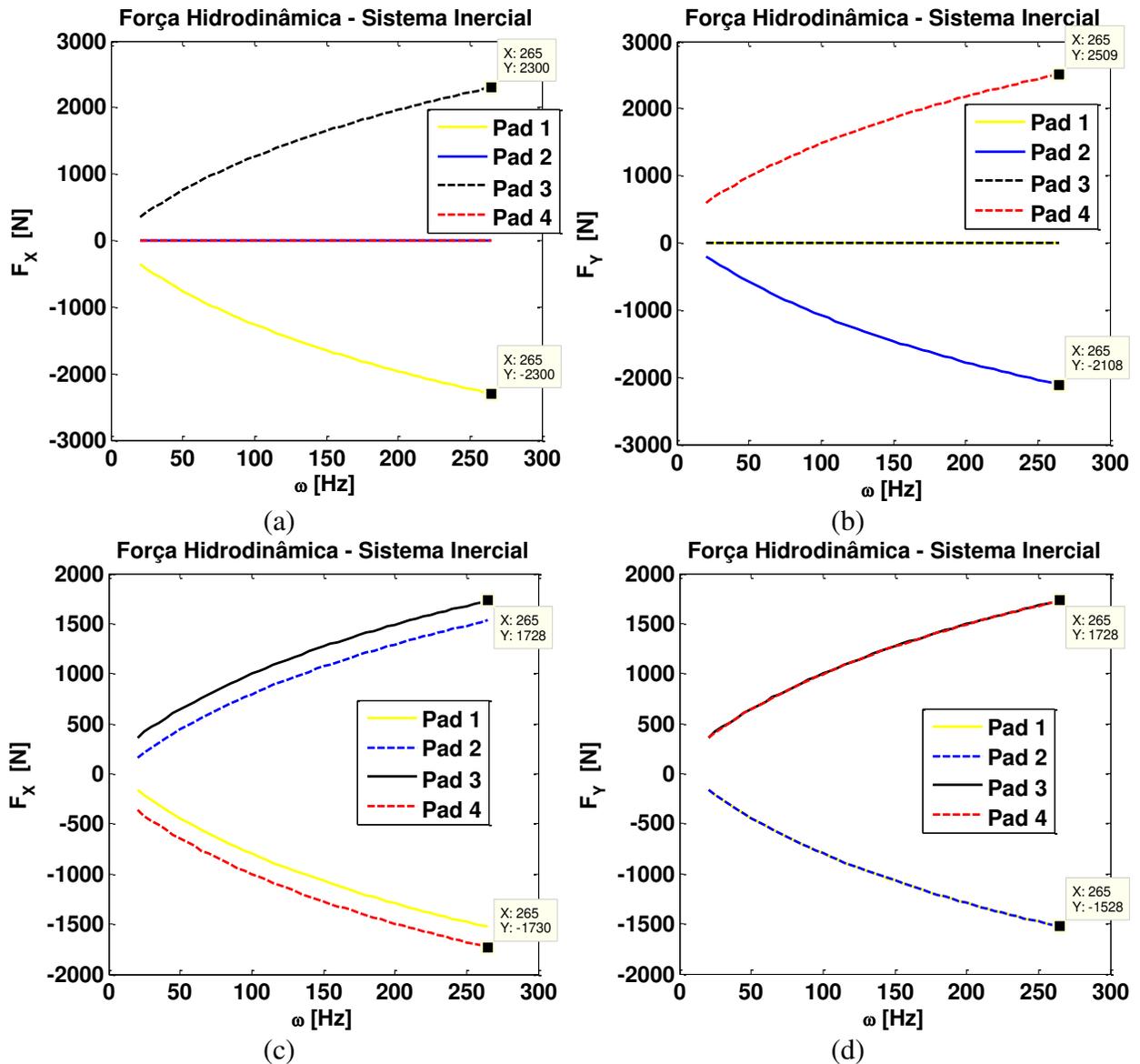


Figura 5.17 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Inercial; (a) F_x - LOP; (b) F_y - LOP; (c) F_x - LBP; (d) F_y - LBP;

Analogamente ao ocorrido no modelo hidrodinâmico, a Figura 5.17 mostra que o balanço de força é realizado na configuração LOP de forma que todo o carregamento aplicado ao eixo seja suportado pelo segmento 4, enquanto que na configuração LBP a sustentação do eixo é realizada através dos segmentos 3 e 4.

Por fim, vale destacar que, além de apresentar menores magnitudes, as forças hidrodinâmicas obtidas pelo modelo termohidrodinâmico não apresentam o mesmo comportamento linear que as apresentadas no modelo hidrodinâmico, devido ao efeito da temperatura, que tende a aumentar com a rotação e, conseqüentemente, reduzir a viscosidade do filme lubrificante.

5.2.2 Condição de Contorno: Temperatura Prescrita no Segmento (THD2)

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos nas simulações computacionais para o mancal segmentado na configuração LOP e LBP. A condição de contorno de temperatura prescrita foi considerada na fronteira do segmento.

Conforme apresentado na Tabela 5.1, foi considerada uma temperatura prescrita de 19°C na fronteira do eixo (contorno superior), uma temperatura prescrita de 23°C na fronteira do segmento (contorno inferior) e na fronteira de entrada do segmento (contorno esquerdo) foi considerada uma temperatura prescrita, cujo valor é obtido através da mistura entre o fluxo de reposição (21°C) e o fluxo do segmento anterior. Por fim, na fronteira de saída do segmento (contorno direito) foi considerada a condição de contorno adiabática, ou seja, não há troca de calor.

A Figura 5.18 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 200Hz.

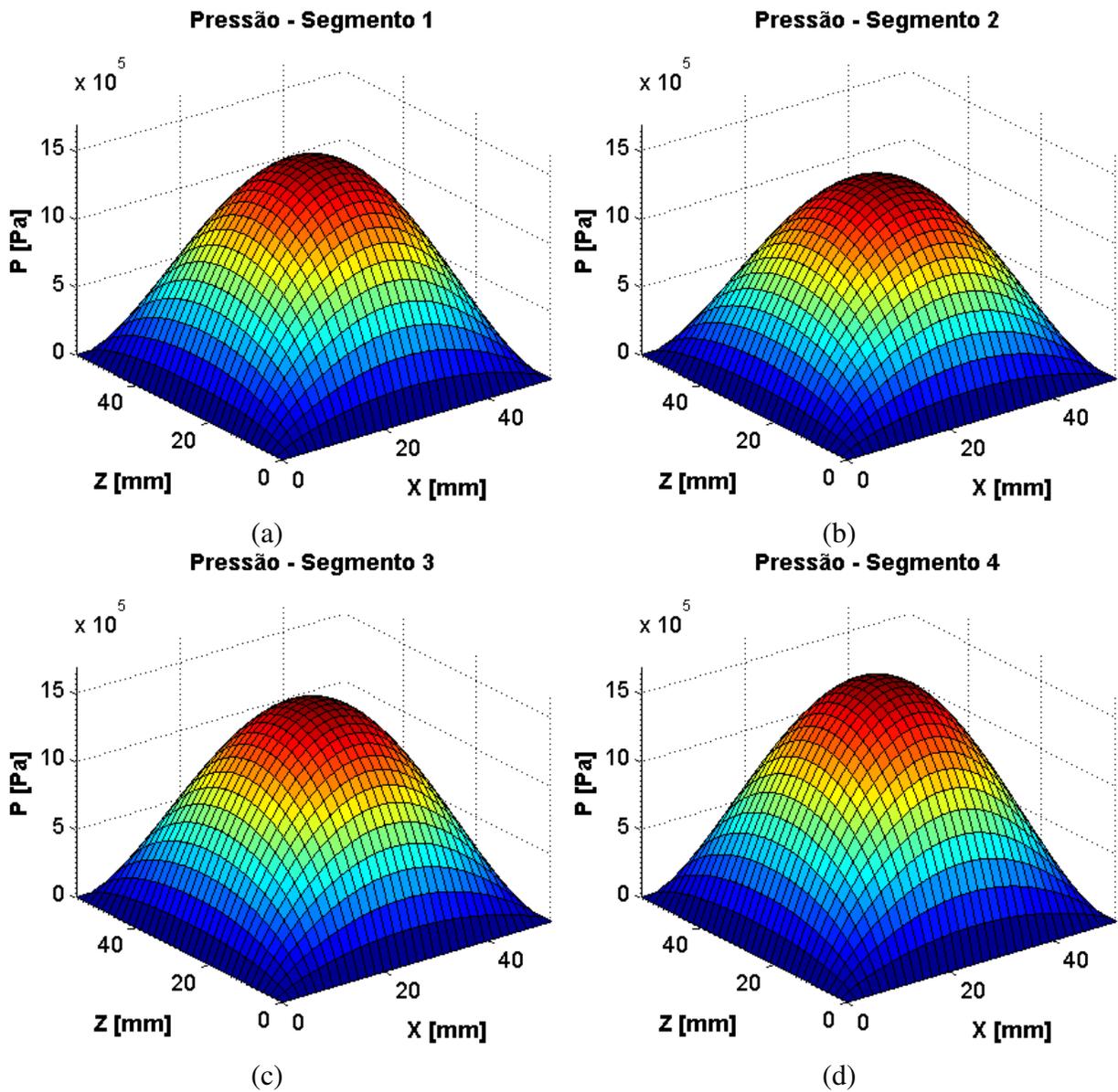


Figura 5.18 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

A distribuição de pressão mostrada na Figura 5.18 apresenta comportamento similar ao observado nas simulações anteriores com lubrificação HD e THD na condição de contorno adiabática, sendo que o segmento 4 apresenta a menor espessura de filme lubrificante e, conseqüentemente, a distribuição de pressão com maior pico.

A Figura 5.19 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 200Hz.

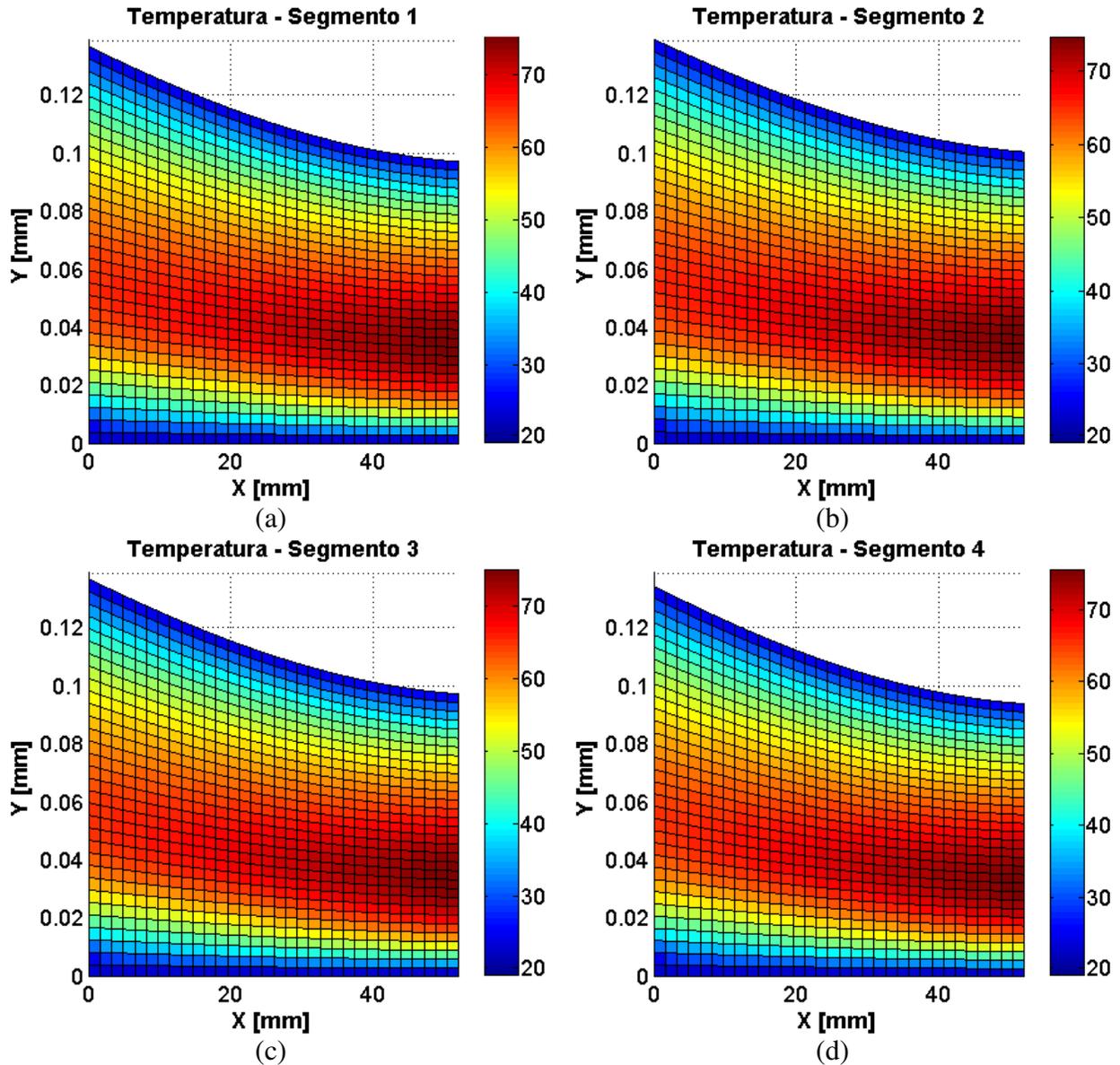


Figura 5.19 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

A Figura 5.19 apresenta a distribuição de temperatura na espessura de filme lubrificante de cada segmento, considerando a condição de contorno da fronteira dos segmentos como

temperatura prescrita. Essas distribuições de temperatura referem-se ao plano central do mancal segmentado (plano central na direção axial). Como já observado nas análises da configuração LOP, a menor espessura de filme lubrificante é obtida no segmento 4, a maior espessura de filme lubrificante é obtida no segmento 2 e as espessuras de filme dos segmentos 1 e 3 são equivalentes. Além disso, as espessuras apresentam um valor máximo na entrada do segmento, diminuindo até o valor mínimo na saída do segmento, devido à posição angular dos segmentos.

Diferentemente do modelo com fronteira adiabática, neste modelo é considerada uma temperatura prescrita de 23°C na fronteira do segmento, o que tende a deslocar a máxima temperatura para a região central da espessura do filme lubrificante na saída do segmento. Além disso, sendo a fronteira de saída do segmento (contorno da direita) considerada adiabática, conseqüentemente, não ocorre troca de calor nesta posição. Assim, todo o calor gerado pelo cisalhamento do óleo (dissipação viscosa) tende a se concentrar na fronteira de saída do segmento. Com isso, visto que a tensão de cisalhamento do fluido é obtida pela variação da velocidade em função da espessura do filme lubrificante, na fronteira de saída do segmento ocorre a máxima dissipação viscosa, pois é onde ocorre a menor espessura de filme lubrificante.

Em comparação com o modelo THD com fronteira adiabática, pode-se verificar que as máximas temperaturas apresentadas nesse modelo são inferiores, visto que a temperatura considerada no segmento tende a reduzir a máxima temperatura no filme lubrificante quando comparado com a condição adiabática.

A Figura 5.20 apresenta a distribuição de pressão nos segmentos para uma velocidade de rotação de 200Hz, considerando o mancal segmentado na configuração LBP, em que os segmentos estão posicionados nos ângulos 45°, 135°, 225° e 315°. As distribuições de pressão obtidas nessa simulação são similares às obtidas nas demais análises na configuração LBP, sendo que as forças horizontais (direção X) se anulam, pois a distribuição de pressão no segmento 1 é similar à apresentada no segmento 2 e a distribuição de pressão no segmento 3 é similar à apresentada no segmento 4, e a soma das componentes verticais (direção Y) resulta em uma força hidrodinâmica igual ao carregamento do mancal (equilíbrio de forças). Além disso, assim como observado no

modelo termohidrodinâmico com fronteira adiabática, as distribuições de pressão do modelo termohidrodinâmico com temperatura prescrita apresentam picos inferiores ao do modelo hidrodinâmico, devido à diminuição da viscosidade no filme lubrificante causada pelo aumento da temperatura.

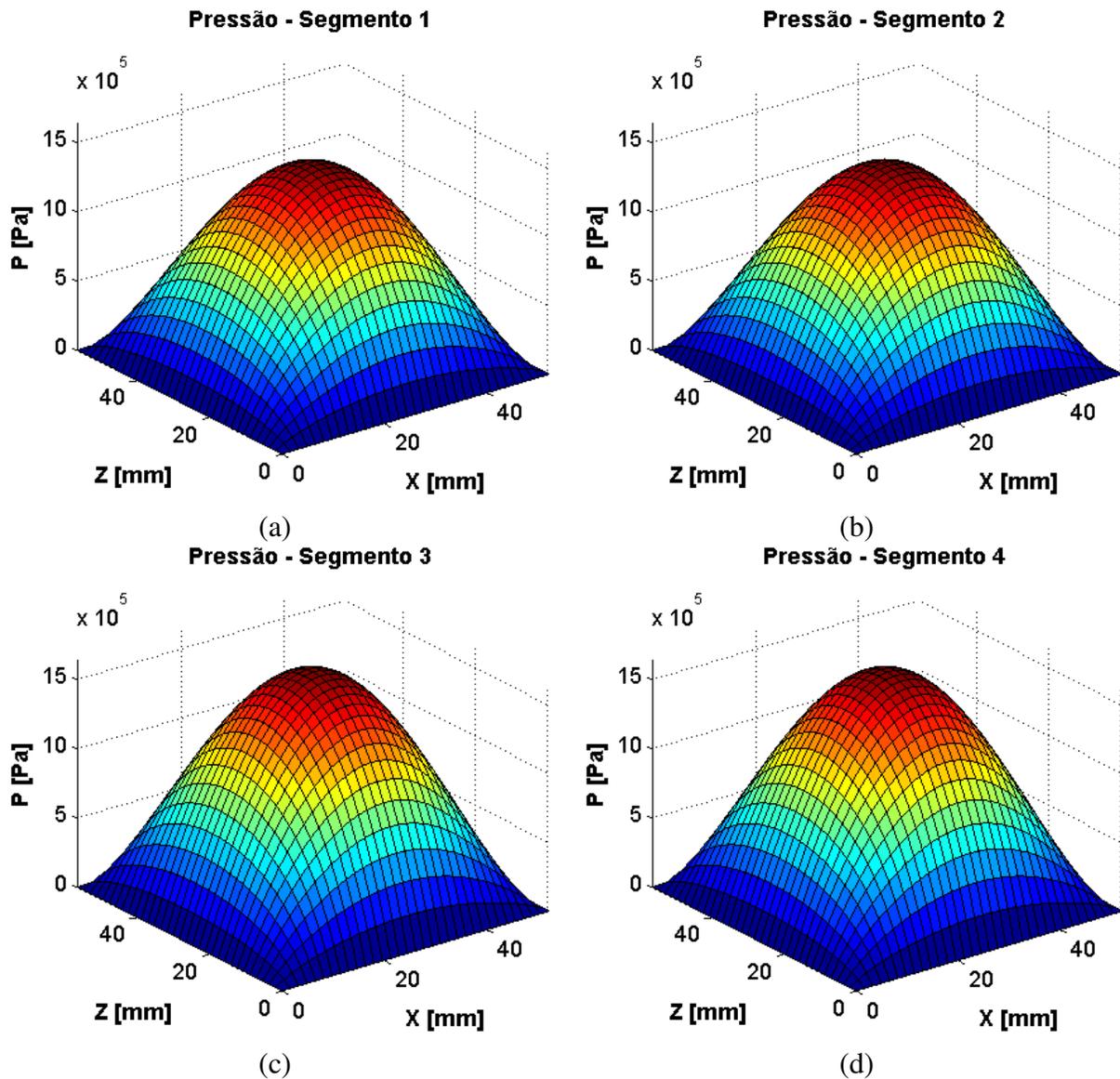


Figura 5.20 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

A Figura 5.21 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 200Hz.

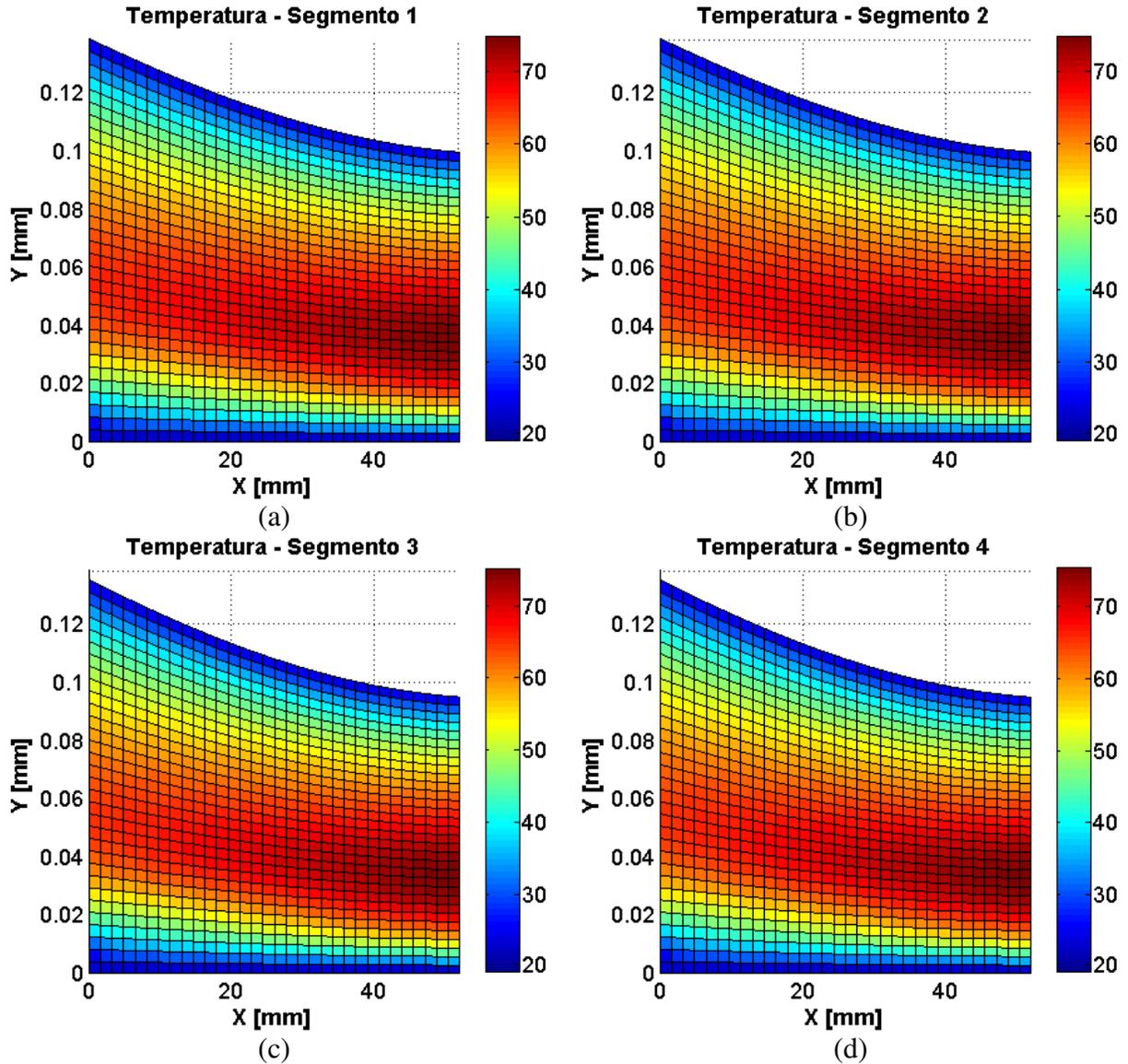


Figura 5.21 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 200Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Assim como verificado na configuração LOP, observa-se que a máxima temperatura ocorre na fronteira de saída do segmento, por ser essa fronteira considerada adiabática (sem troca de calor) e apresentar também a menor espessura de filme lubrificante. Além disso,

observa-se que a máxima temperatura está localizada na faixa central da espessura de filme, devido às temperaturas prescritas de 19°C na fronteira com o eixo e de 23°C na fronteira com o segmento. Devido à consideração de ausência de troca de calor com o segmento, o modelo termohidrodinâmico com fronteira adiabática apresenta maiores picos de temperatura, quando comparado com o modelo termohidrodinâmico com temperatura prescrita.

A seguir são apresentadas a posição de equilíbrio e as forças hidrodinâmicas atuantes nos segmentos, permitindo assim verificar o balanço de forças no mancal. A Figura 5.22 apresenta a posição angular de cada segmento para uma faixa de rotação de 20 Hz a 265 Hz (posição de equilíbrio), tanto na configuração LOP quanto na configuração LBP.

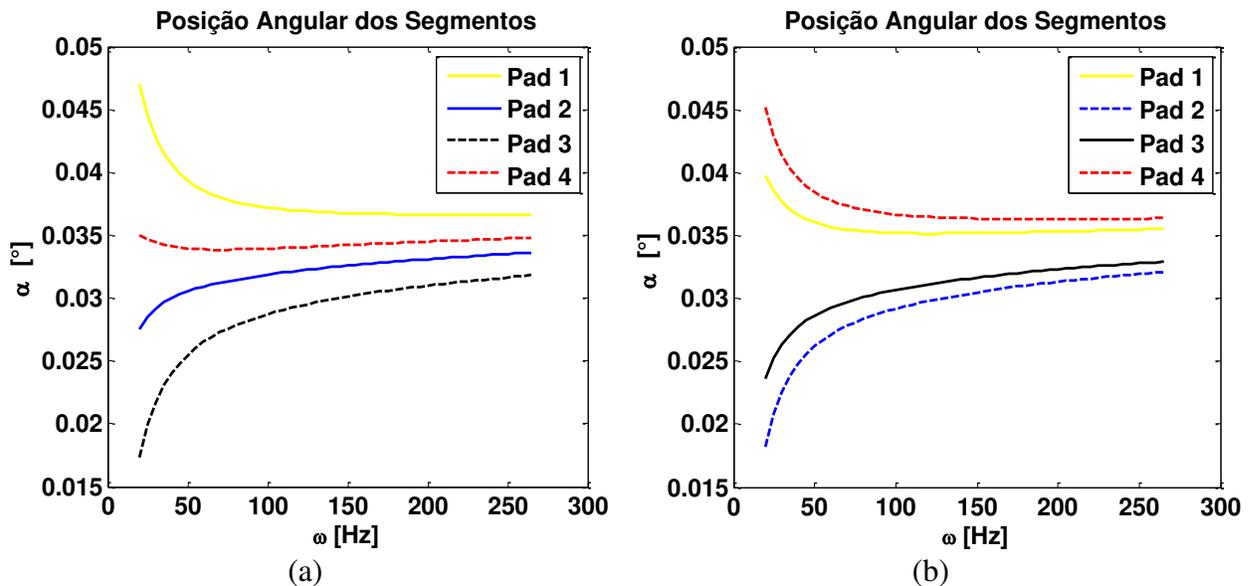


Figura 5.22 – Posição Angular dos Segmentos no Mancal; (a) Configuração LOP; (b) Configuração LBP;

As posições de equilíbrio dos segmentos apresentam comportamentos e magnitudes similares no modelo hidrodinâmico e termohidrodinâmico (THD1 e THD2), em que a posição angular dos segmentos tende a convergir para um determinado valor conforme a velocidade de rotação aumenta, devido ao efeito de centragem do eixo no mancal.

Em relação ao balanço de forças no mancal segmentado através do modelo termohidrodinâmico com temperatura prescrita, a Figura 5.23 apresenta as forças hidrodinâmicas atuando em cada segmento do mancal no sistema de coordenada local apresentado na Figura 4.1, enquanto que a Figura 5.24 apresenta as forças hidrodinâmicas atuando em cada segmento do mancal no sistema de coordenadas inercial apresentado na Figura 4.1.

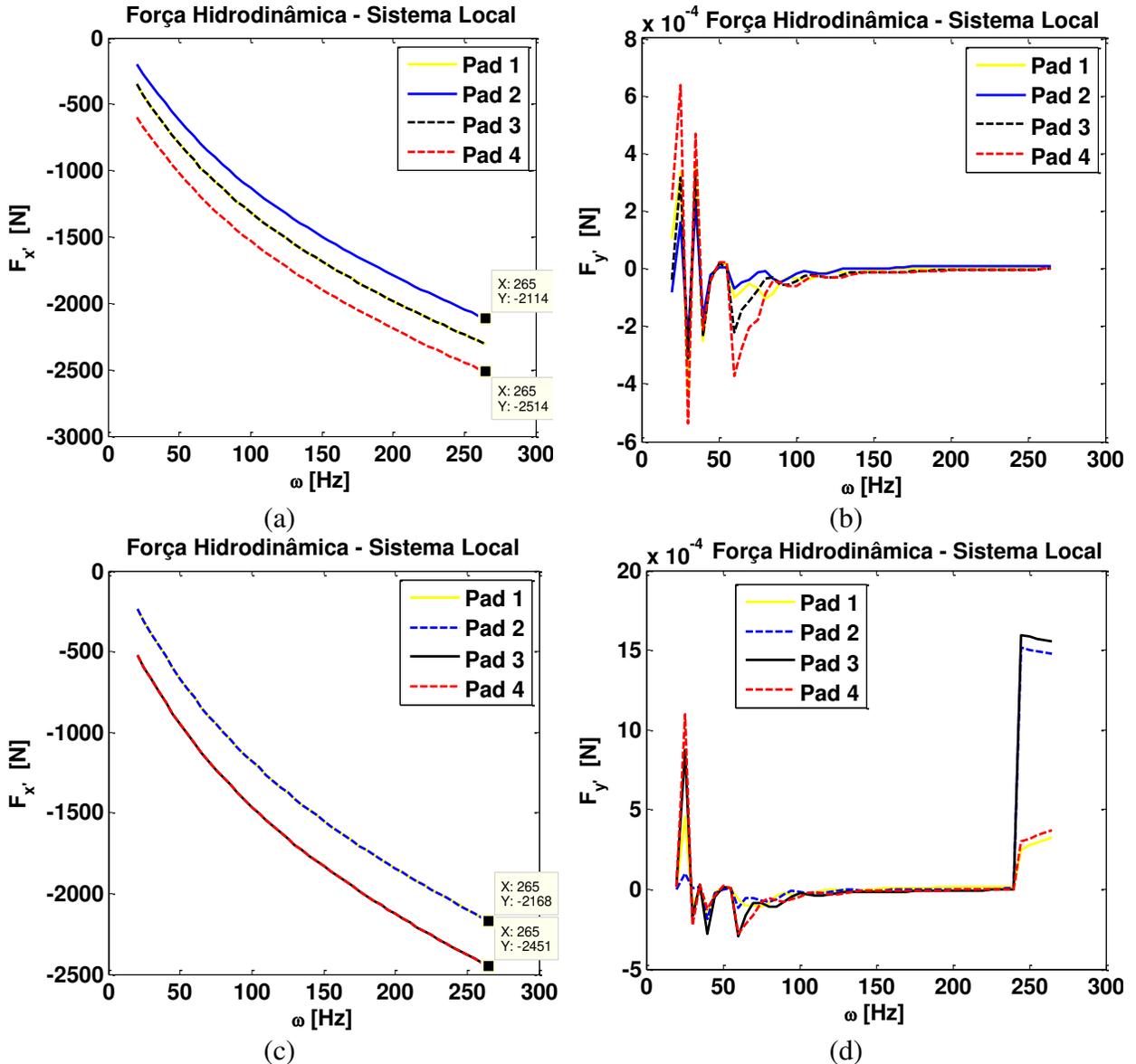


Figura 5.23 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Local; (a) F_x - LOP; (b) F_y - LOP; (c) F_x - LBP; (d) F_y - LBP;

Como observado na Figura 5.23, também nesse caso, as forças hidrodinâmicas nos segmentos do mancal agem na direção radial (F_x), enquanto que as forças tangenciais (F_y) são praticamente nulas, acarretando assim momentos nulos no segmento. Além disso, como já ocorrido nas simulações anteriores, a Figura 5.24 mostra que o balanço de força na configuração LOP é realizado com todo o carregamento aplicado sendo suportado pelo segmento 4, enquanto que na configuração LBP a sustentação do eixo é realizada através dos segmentos 3 e 4.

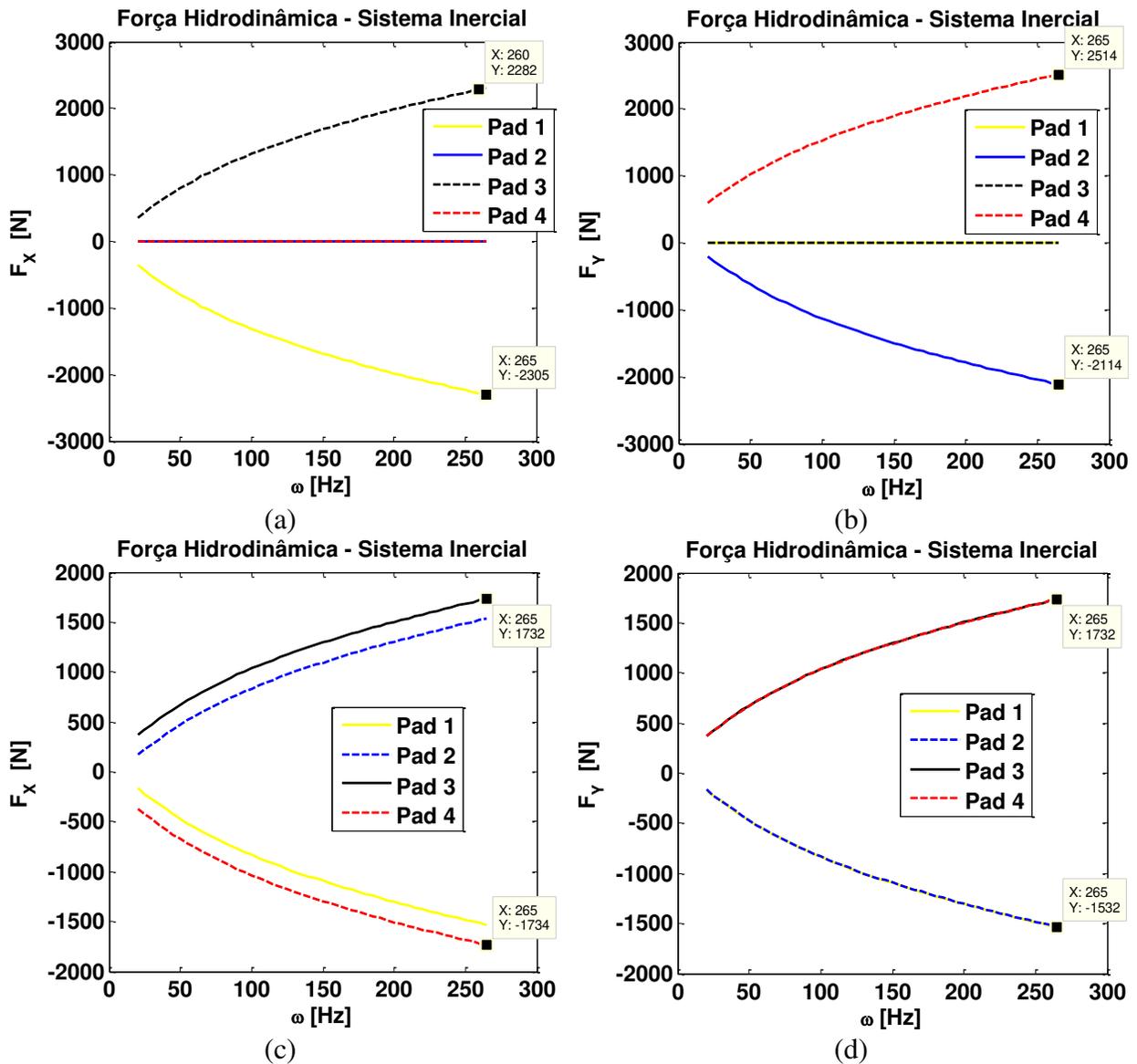


Figura 5.24 – Forças Hidrodinâmicas nos Segmentos no Referencial Inercial; (a) F_x - LOP; (b) F_y - LOP; (c) F_x - LBP; (d) F_y - LBP;

Como já observado na análise do modelo termohidrodinâmico com fronteira adiabática, as forças hidrodinâmicas obtidas pelo modelo com temperatura prescrita são menores e não apresentam o mesmo comportamento linear que as apresentadas no modelo hidrodinâmico, devido ao efeito da temperatura que tende a aumentar com a rotação e, conseqüentemente, reduzir a viscosidade do filme lubrificante.

5.2.3 Coeficientes Dinâmicos obtidos pelo Modelo de Lubrificação Termohidrodinâmica

Nas seções anteriores (5.2.1 e 5.2.2) foram apresentadas as distribuições de pressão e temperatura para o modelo de lubrificação termohidrodinâmico, considerando a condição de contorno de fronteira adiabática (THD1) e de temperatura prescrita (THD2) para a fronteira do segmento, respectivamente.

Uma vez analisado o comportamento das distribuições de pressão e de temperatura nos segmentos do mancal, as posições de equilíbrio dos segmentos e as forças hidrodinâmicas no mancal, segue-se com a avaliação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento. Assim como realizado no modelo hidrodinâmico, os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento são determinados através da redução síncrona, tanto para a condição de contorno adiabática (THD1) quanto para a condição de temperatura prescrita (THD2).

A Figura 5.25 compara os coeficientes equivalentes de rigidez obtidos pela lubrificação hidrodinâmica com os obtidos através da lubrificação termohidrodinâmica na condição adiabática. Vale ressaltar ainda que, tais coeficientes são apresentados considerando as configurações LOP e LBP do mancal segmentado, em uma faixa de rotação de 20Hz à 265Hz.

De acordo com os gráficos apresentados na Figura 5.25, pode-se verificar que há uma significativa diferença entre os coeficientes equivalentes de rigidez obtidos através da lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica na condição adiabática.

Conforme observado nos resultados anteriores, quanto maior a velocidade de rotação, mais elevada é a máxima temperatura obtida no mancal e, conseqüentemente, maior é a

diferença entre o comportamento térmico dos modelos obtidos pela lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica. Por esse motivo, conforme a velocidade de rotação do rotor aumenta, maior é a diferença obtida entre os coeficientes equivalentes de rigidez da lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica.

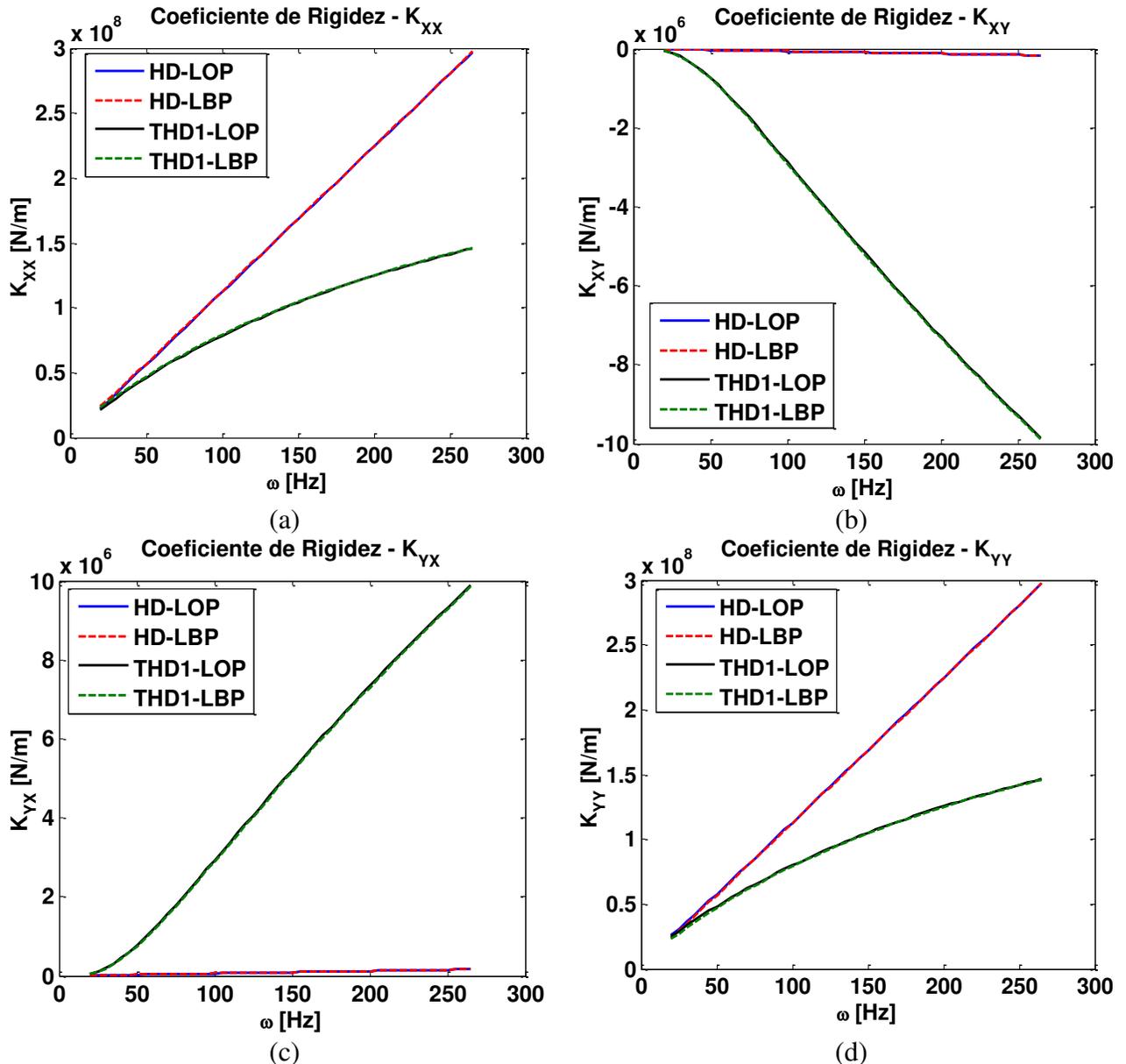


Figura 5.25 – Coeficientes Equivalentes de Rigidez obtidos pela Lubrificação Hidrodinâmica e Termohidrodinâmica com Condição Adiabática; (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy} ;

Como mostrado na Figura 5.25, o mancal segmentado apresenta coeficientes de rigidez simétricos nas direções X e Y, sendo que os coeficientes diretos são superiores aos cruzados, o que tende a favorecer sua estabilidade. Embora em ambas as condições de lubrificação os coeficientes de rigidez diretos sejam maiores que os de rigidez cruzados, observa-se que a influência da temperatura tende a diminuir essa diferença de forma significativa (de 10^8 para 10^2).

Por fim, observa-se que o tipo de configuração (LOP e LBP) não apresenta influência significativa nos coeficientes equivalentes de rigidez para o mancal segmentado analisado, tanto nos obtidos pela lubrificação hidrodinâmica quanto nos obtidos pela lubrificação termohidrodinâmica. Conforme mencionado na literatura (API 2005), a diferença que ocorre devido à configuração do mancal (LBP e LOP) é que os coeficientes tendem a serem mais simétricos em mancais na configuração LBP que os obtidos em mancais na configuração LOP. Como observado nos resultados apresentados anteriormente, esse comportamento é verificado principalmente em baixa rotação.

A Figura 5.26 apresenta os coeficientes equivalente de amortecimento obtidos pela lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica na condição adiabática, para as configurações LOP e LBP do mancal, em uma faixa de rotação de 20Hz até 265Hz.

Assim como observado nos coeficientes equivalentes de rigidez, há uma significativa diferença entre os coeficientes equivalentes de amortecimento obtidos através da lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica. Conforme aumenta a velocidade de rotação do rotor, maior é a diferença obtida entre os coeficientes equivalentes de amortecimento da lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica.

Além disso, o mancal segmentado apresenta coeficientes de amortecimentos simétricos nas direções X e Y, sendo que a influência da temperatura tende a diminuir essa diferença de forma significativa. Enquanto no modelo hidrodinâmico os coeficientes são $C_{xx} \approx 1,4 \cdot 10^5$ N.s/m e $C_{xy} \approx 80$ N.s/m, no modelo termohidrodinâmico esses coeficientes são $C_{xx} \approx 6 \cdot 10^4$ N.s/m e $C_{xy} \approx 2,3 \cdot 10^3$ N.s/m, na rotação de 265Hz.

Também nesse caso, analogamente aos coeficientes equivalentes de rigidez, observa-se que o tipo de configuração (LOP e LBP) não apresenta influência significativa nos coeficientes equivalentes de amortecimento, tanto nos obtidos pela lubrificação hidrodinâmica quanto nos obtidos pela lubrificação termohidrodinâmica.

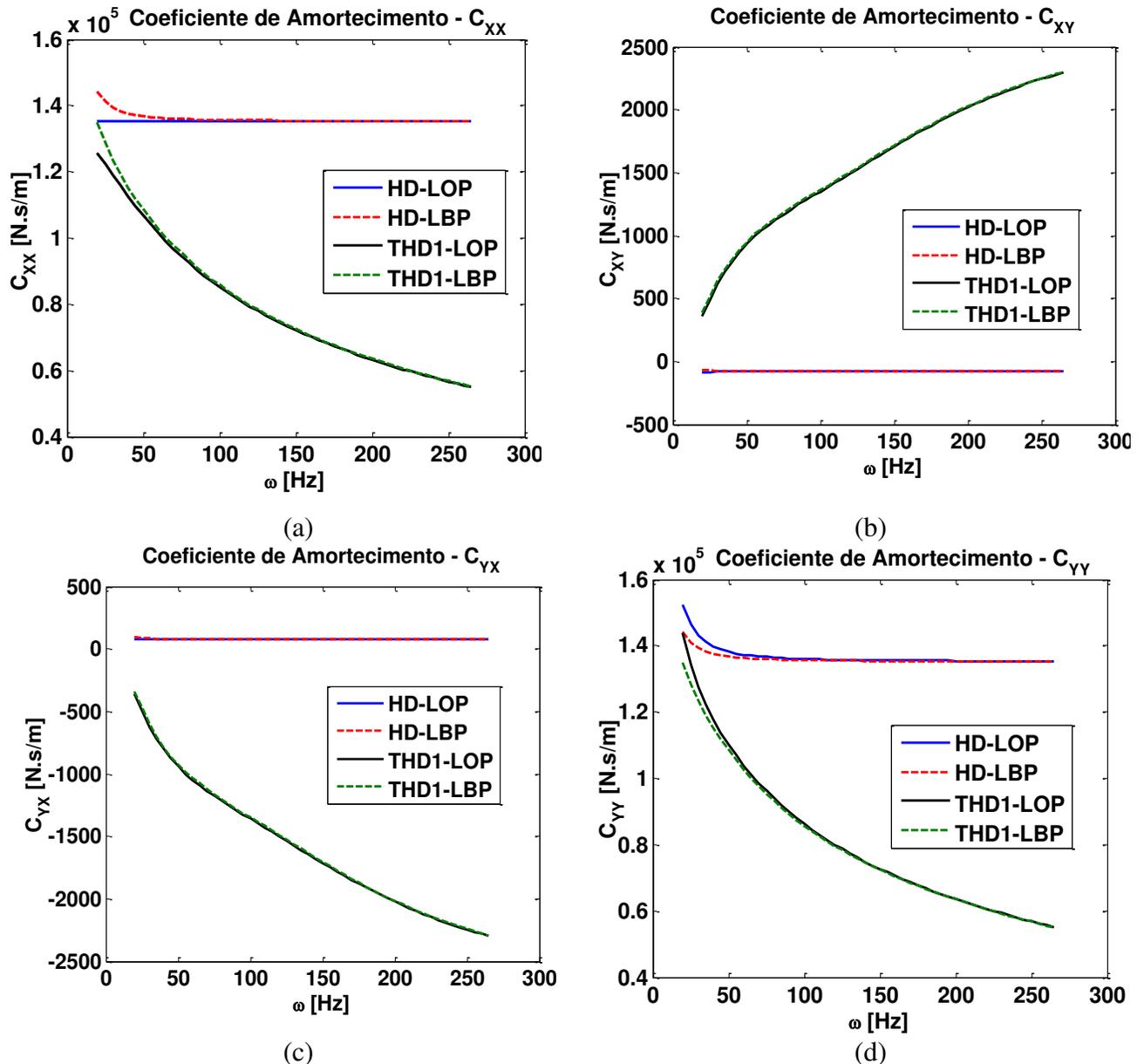


Figura 5.26 – Coeficientes Equivalentes de Amortecimento obtidos pela Lubrificação Hidrodinâmica e Termohidrodinâmica com Condição Adiabática; (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy} ;

De forma análoga, a Figura 5.27 apresenta os coeficientes equivalentes de rigidez obtidos pela lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica na condição de temperatura prescrita, para as configurações LOP e LBP do mancal, em uma faixa de rotação de 20Hz a 265Hz.

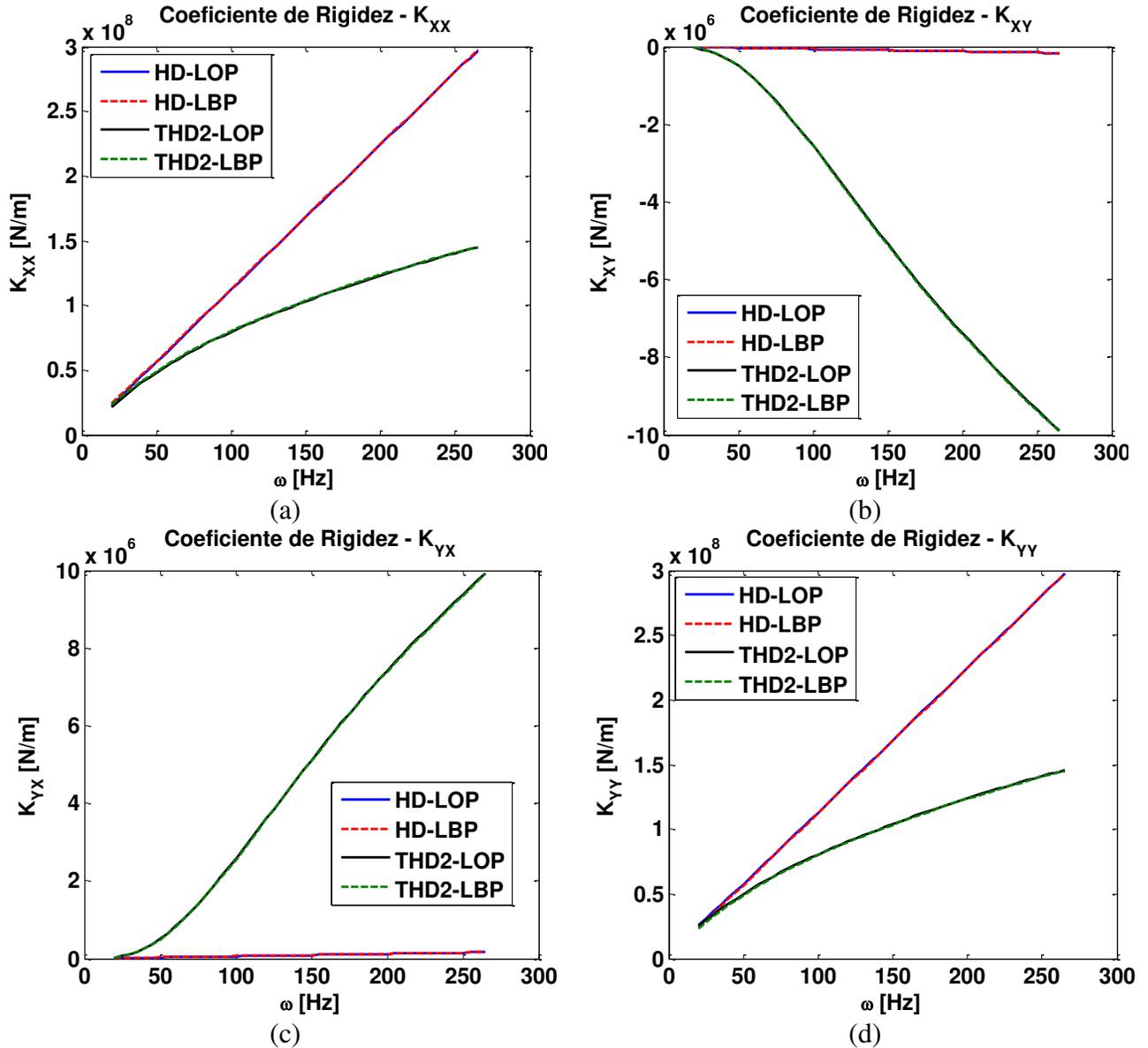


Figura 5.27 – Coeficientes Equivalentes de Rigidez obtidos pela Lubrificação Hidrodinâmica e Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita; (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy} ;

Os gráficos apresentados anteriormente mostram uma significativa diferença entre os coeficientes equivalentes de rigidez obtidos através da lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica de temperatura prescrita, similar ao apresentado quando comparado à lubrificação hidrodinâmica com a termohidrodinâmica de fronteira adiabática.

De acordo com a Figura 5.27, conforme se aumenta a velocidade de rotação do rotor, aumenta também a diferença obtida entre os coeficientes equivalentes de rigidez. Embora esses resultados mostrem que os coeficientes diretos são maiores do que os cruzados, a influência da temperatura tende a diminuir essa diferença de forma significativa. Conforme visto anteriormente, a região de saída do segmento apresenta uma temperatura elevada, enquanto a temperatura na entrada do segmento é mais baixa, devido à mistura com o óleo de reposição. Dessa forma, diferentemente do modelo hidrodinâmico, a distribuição da viscosidade no filme lubrificante do segmento torna-se não uniforme no modelo termohidrodinâmico. Sendo assim, para que seja realizado o balanço de força no mancal, o rotor busca uma nova posição de equilíbrio e, conseqüentemente, a posição angular do segmento (*ângulo tilt*) também é alterada. Portanto, essa nova posição de equilíbrio do rotor, juntamente com as novas posições angulares dos segmentos, fornece coeficientes equivalentes de rigidez significativamente diferentes dos obtidos no modelo hidrodinâmico.

Conforme já observado nas análises anteriores, os coeficientes equivalentes de rigidez obtidos na configuração LOP e LBP são similares para esse mancal segmentado, tanto nos obtidos pela lubrificação hidrodinâmica quanto nos obtidos pela lubrificação termohidrodinâmica.

A Figura 5.28 apresenta os coeficientes equivalente de amortecimento obtidos pela lubrificação hidrodinâmica e pela termohidrodinâmica na configuração LOP e LBP, para uma faixa de rotação de 20Hz até 265Hz.

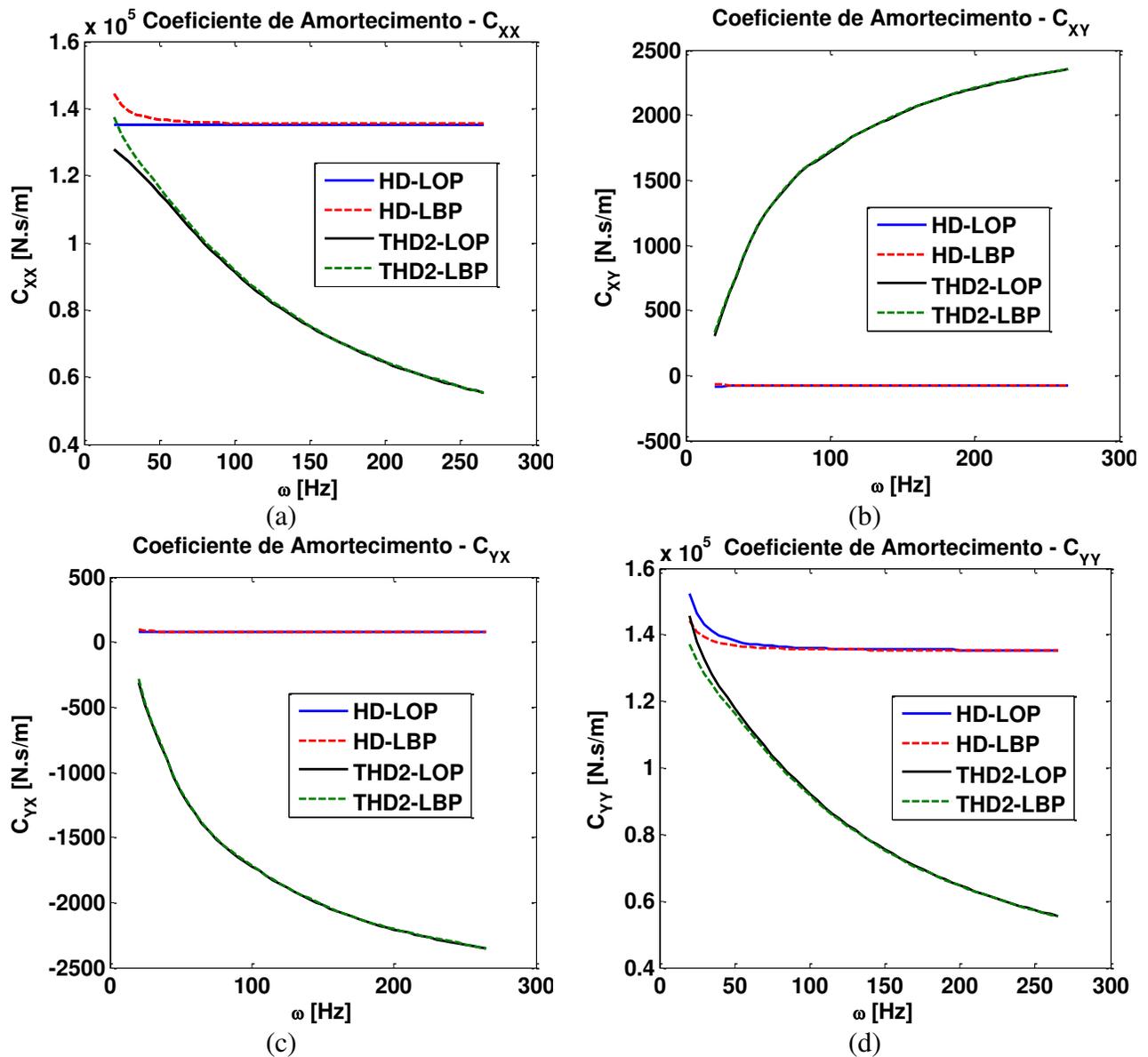


Figura 5.28 – Coeficientes Equivalentes de Amortecimento obtidos pela Lubrificação Hidrodinâmica e Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita; (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy} ;

A Figura 5.28 mostra que, conforme se aumenta a velocidade de rotação do rotor, aumenta também a diferença obtida entre os coeficientes equivalentes de amortecimento da lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica na condição de temperatura prescrita, devido ao aumento da temperatura no filme lubrificante. Além disso, observa-se que a influência da

temperatura tende a diminuir os coeficientes diretos e aumentar os coeficientes cruzados, piorando as condições de estabilidade do sistema em elevadas rotações.

Observa-se que o tipo de configuração (LOP e LBP) não apresenta influência significativa nos coeficientes equivalentes de amortecimento para este mancal, tanto nos obtidos pela lubrificação hidrodinâmica quanto nos obtidos pela lubrificação termohidrodinâmica.

Por fim, a Figura 5.29 e a Figura 5.30 apresentam os coeficientes equivalente de rigidez e de amortecimento, respectivamente, obtidos pela lubrificação termohidrodinâmica com fronteira adiabática e com temperatura prescrita, para as configurações LOP e LBP do mancal, em uma faixa de rotação de 20Hz até 265Hz.

Conforme apresentado na Figura 5.29, é possível observar que os coeficientes equivalentes de rigidez obtidos pela lubrificação termohidrodinâmica com condição adiabática e com temperatura prescrita apresentam valores muito próximos, embora possuam distribuições de temperaturas significativamente diferentes. Em relação aos coeficientes equivalentes de amortecimento, os valores apresentam maiores diferenças, ainda que próximos, conforme pode ser verificado na Figura 5.30. Entretanto, os modelos termohidrodinâmicos podem influenciar significativamente os coeficientes dinâmicos quando comparados ao modelo hidrodinâmico, dependendo da velocidade de rotação, devido aos efeitos térmicos no mancal.

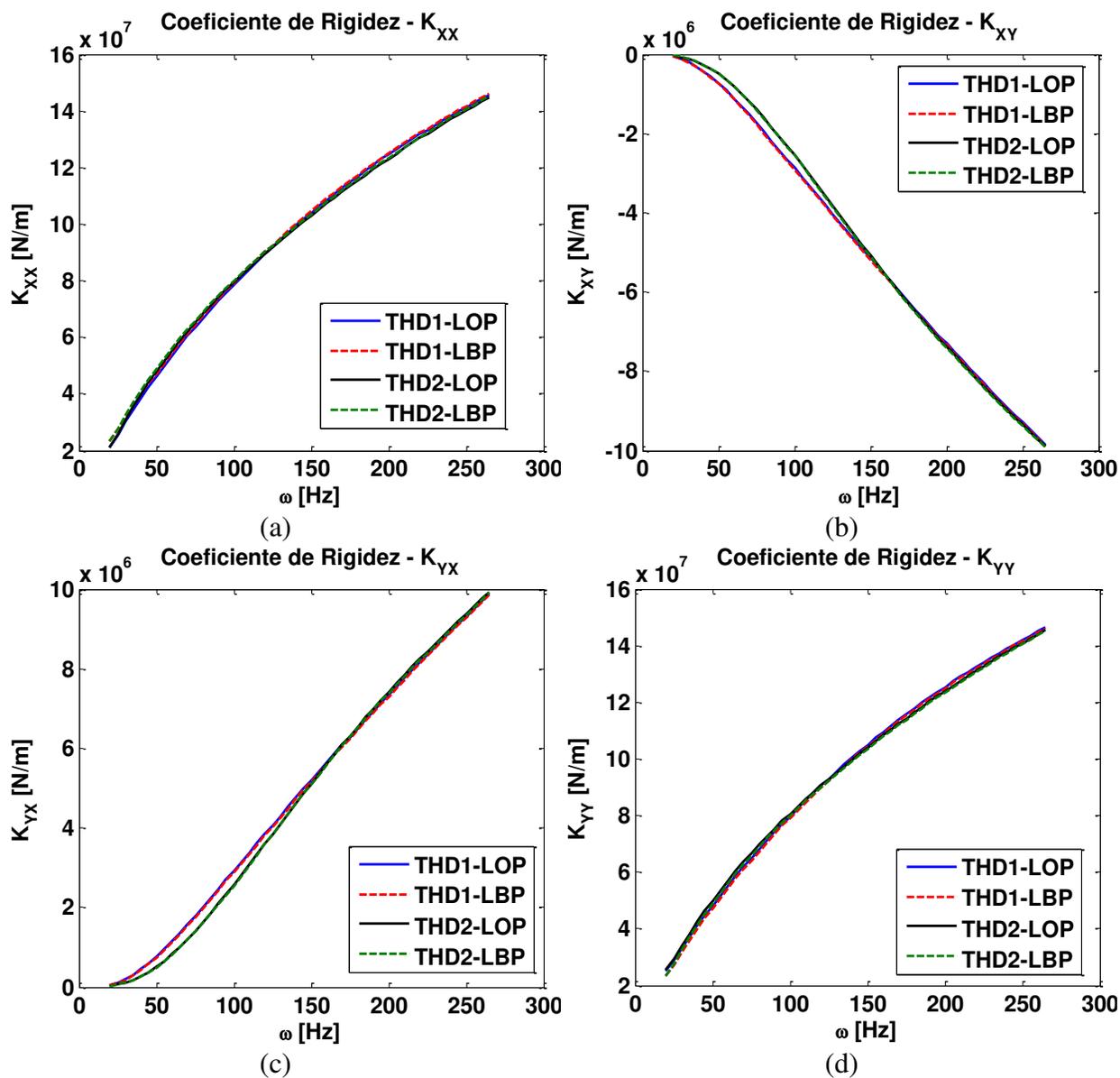


Figura 5.29 – Coeficientes Equivalentes de Rigidez obtidos pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática e Temperatura Prescrita; (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy} ;

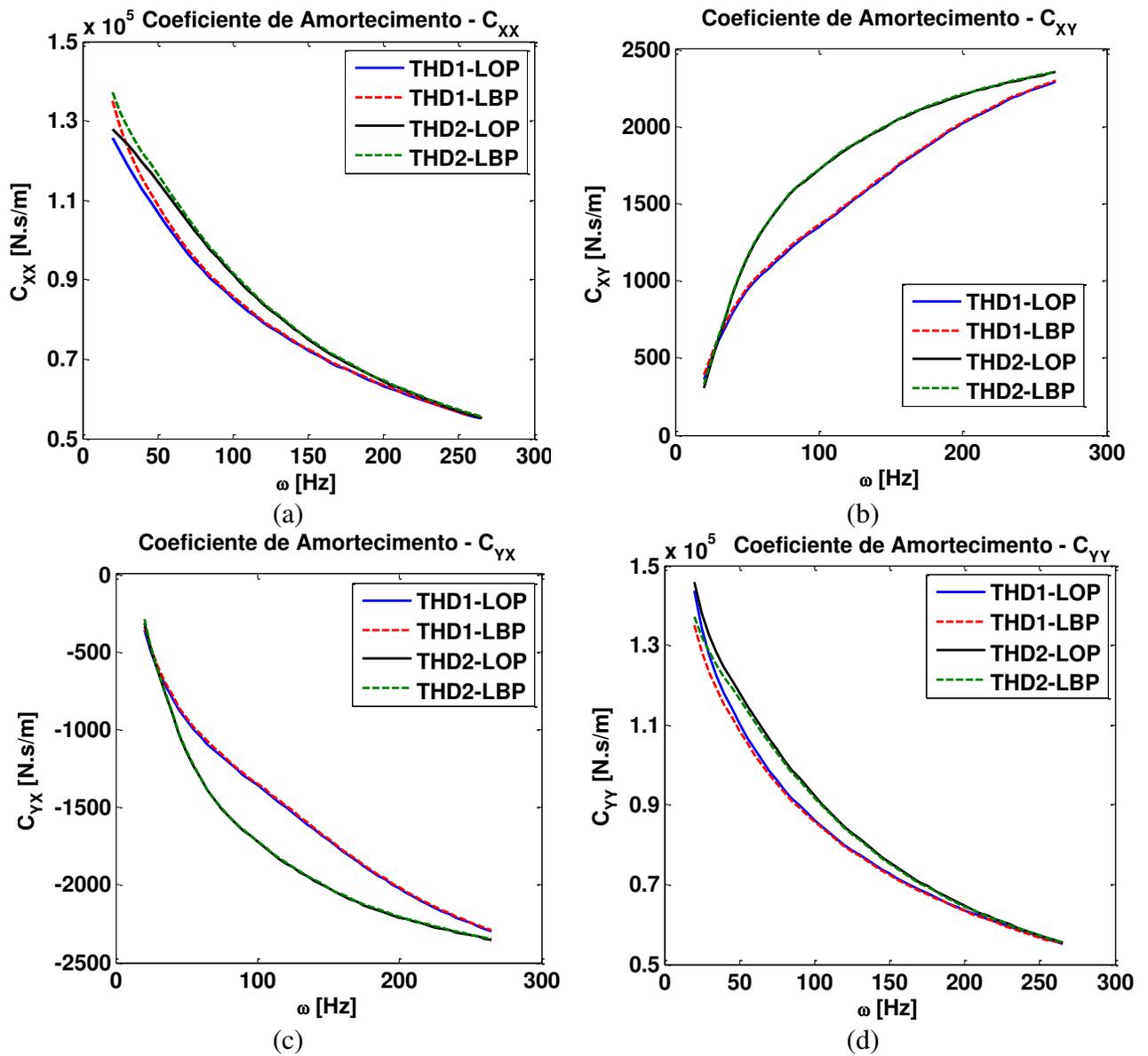


Figura 5.30 – Coeficientes Equivalentes de Amortecimento obtidos pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática e Temperatura Prescrita; (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy} ;

6 Resultados Simulados dos Coeficientes Equivalentes de Rigidez e de Amortecimento para Mancal Segmentado

Neste capítulo são apresentados os resultados dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal segmentado descrito na Tabela 6.1.

Tabela 6.1 - Dados e Parâmetros do Mancal Segmentado utilizado nas Simulações Computacionais

Raio do Rotor (R)	25,00 mm
Raio de Curvatura dos Segmentos (R_s)	25,18 mm
Rotação do Rotor (ω)	10 à 200 Hz
Número Total de Segmentos (N)	4
Largura do Segmento (L)	50,00 mm
Angulo de Abrangência dos Segmentos (β_0)	60°
Espessura dos Segmentos (h_s)	10,00 mm
Posicionamento dos Pivôs no Mancal (ϕ_j , j=1,2,3,4)	LOP: 0°, 90°, 180°, 270°
Posicionamento do Pivô no Segmento (<i>offset</i>)	0°
Folga Radial (h_0)	90 μ m
Número de Pontos na Direção x	32
Número de Pontos na Direção z	32
Força na Direção X (F_x)	0 N
Força na Direção Y (F_y)	- 200 N
Viscosidade do Óleo de Referencia (μ_{ref})	0,070 N s/m ²
Temperatura de Referencia (T_{ref})	19°C
Temperatura do Eixo (T_{eixo})	19°C
Temperatura do Óleo de Reposição (T_{rep})	21°C

A partir das simulações computacionais, foram obtidos os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento através do modelo de lubrificação hidrodinâmica e, após verificação deste, do modelo de lubrificação termohidrodinâmica, possibilitando assim comparar a influência dos efeitos térmicos tanto nos coeficientes equivalentes na forma completa quanto nos coeficientes equivalentes reduzidos (síncrono e não-síncrono). Conforme já descrito, a redução síncrona considera a frequência de vibração igual à frequência de rotação

do rotor, enquanto que no caso não-síncrono considera-se diferente. Neste trabalho, a redução não-síncrona para obtenção dos coeficientes equivalentes reduzidos considerou a frequência de vibração como sendo a metade da frequência de rotação do rotor (vibração *whirl*).

A Figura 6.1 apresenta os coeficientes equivalentes de rigidez na forma completa (sem redução) relacionados apenas aos graus de liberdade de translação do eixo (movimento lateral do rotor), ou seja, apenas a sub-matriz 2×2 da matriz de rigidez na forma completa apresentada na Equação (4.85). Analogamente, a Figura 6.2 apresenta os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa relacionados apenas aos graus de liberdade de translação do eixo, isto é, apenas a sub-matriz 2×2 da matriz de amortecimento na forma completa apresentada na Equação (4.85).

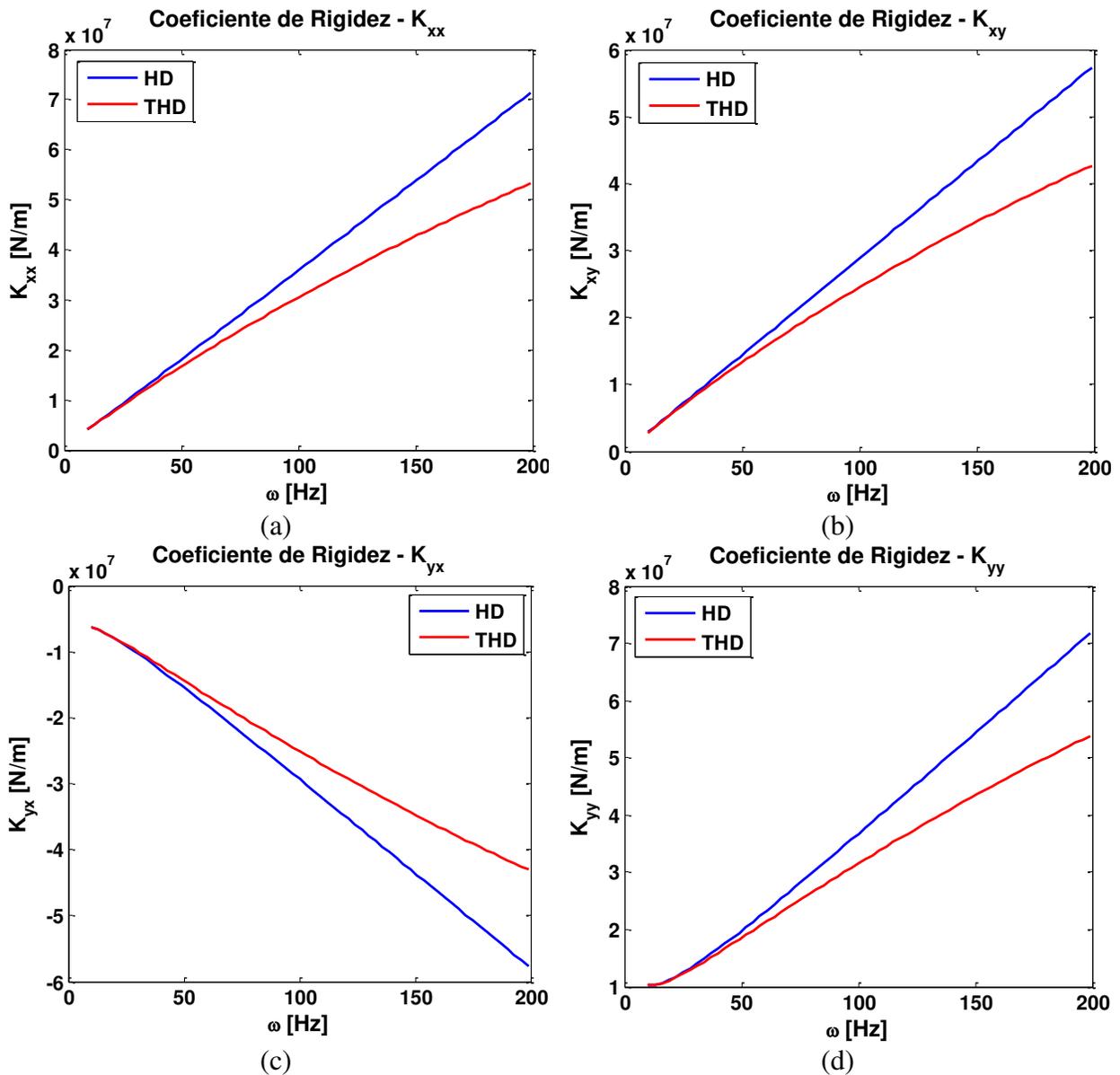


Figura 6.1 – Coeficientes equivalentes de rigidez na forma completa: (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy}

De acordo com a Figura 6.1, é possível verificar que os coeficientes equivalentes de rigidez obtidos pelos modelos hidrodinâmico (HD) e termohidrodinâmico (THD) tendem a se diferenciar conforme a velocidade de rotação aumenta. Esse comportamento ocorre devido aos efeitos térmicos considerados no modelo THD, pois, conforme aumenta a velocidade de rotação, aumenta-se também o cisalhamento no filme lubrificante, resultando assim em um aumento na temperatura e, conseqüentemente, diminuindo a viscosidade do óleo lubrificante. Por esse

motivo, as forças hidrodinâmicas resultantes tendem a ser inferiores, fazendo com que o conjunto eixo-segmentos encontre uma nova posição de equilíbrio que possa manter o balanço de forças e momentos no mancal, o que resulta em coeficientes equivalentes de rigidez diferentes dos obtidos no modelo HD. O filme lubrificante no modelo HD é considerado isoviscoso, não sofrendo qualquer alteração devida à variação da velocidade de rotação. Além disso, pode-se observar ainda que essa diferença entre os coeficientes obtidos pelo modelo HD e pelo modelo THD ocorre de forma similar em todos os coeficientes apresentados na Figura 6.1.

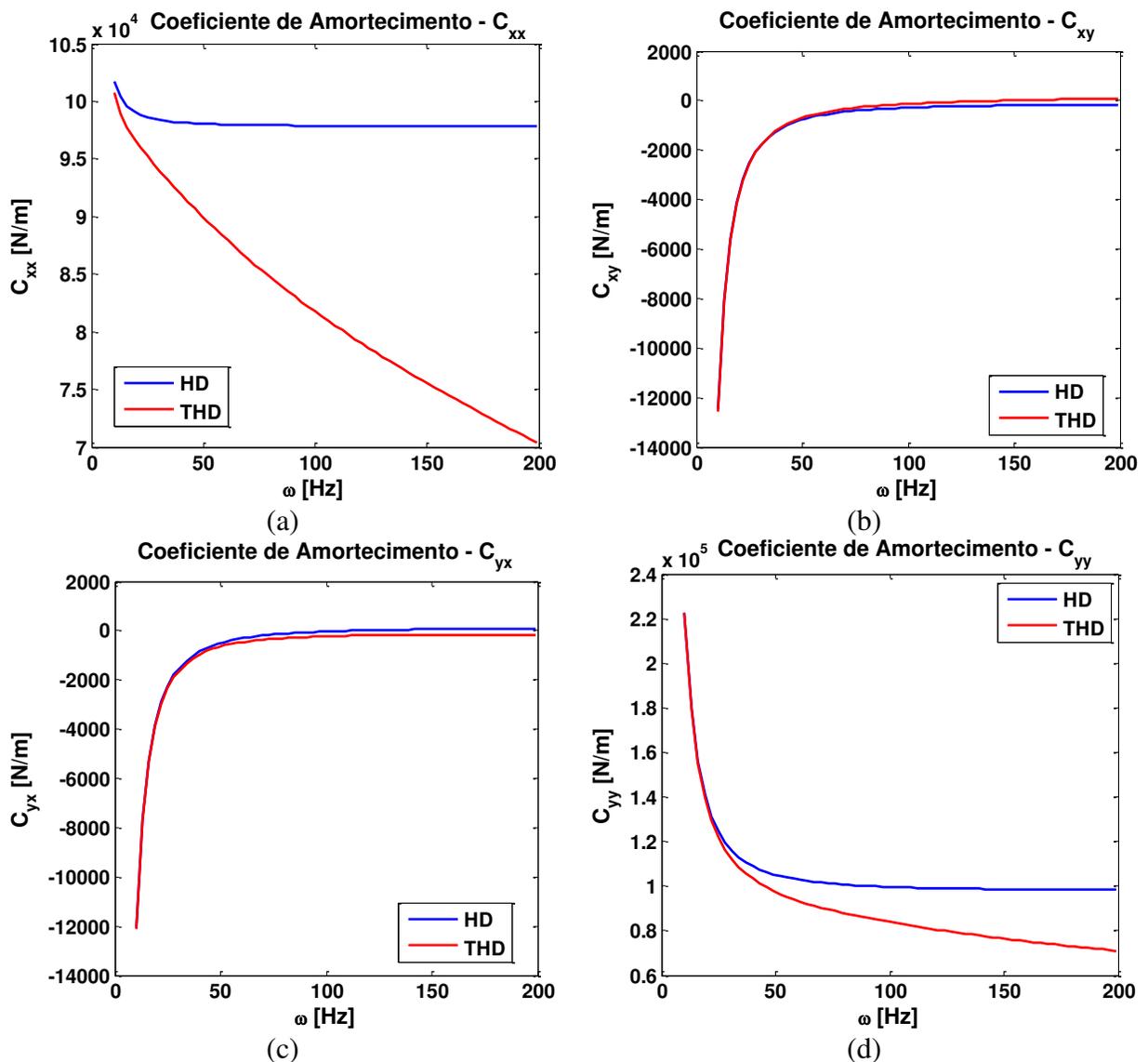


Figura 6.2 – Coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa: (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy}

Como mostrado na Figura 6.2, o mesmo comportamento é verificado nos gráficos dos coeficientes equivalentes de amortecimento, onde os coeficientes tendem a se diferenciar conforme a velocidade de rotação aumenta, como consequência dos efeitos térmicos considerados no modelo THD.

A Figura 6.3 apresenta a máxima diferença relativa (DR) entre os coeficientes equivalentes de rigidez na forma completa, obtidos pelos modelos HD e THD $[DR = (HD - THD) / HD]$. Conforme pode ser observado nessa figura, a máxima diferença relativa apresentada em todos os coeficientes equivalentes de rigidez na forma completa são inferiores a 20%. Observa-se ainda que as maiores diferenças ocorrem no segmento 2 ($K_{x\alpha 2}$, $K_{\alpha 2x}$ e $K_{\alpha 2\alpha 2}$), que representam o segmento menos carregado e posicionado a 90° no mancal.

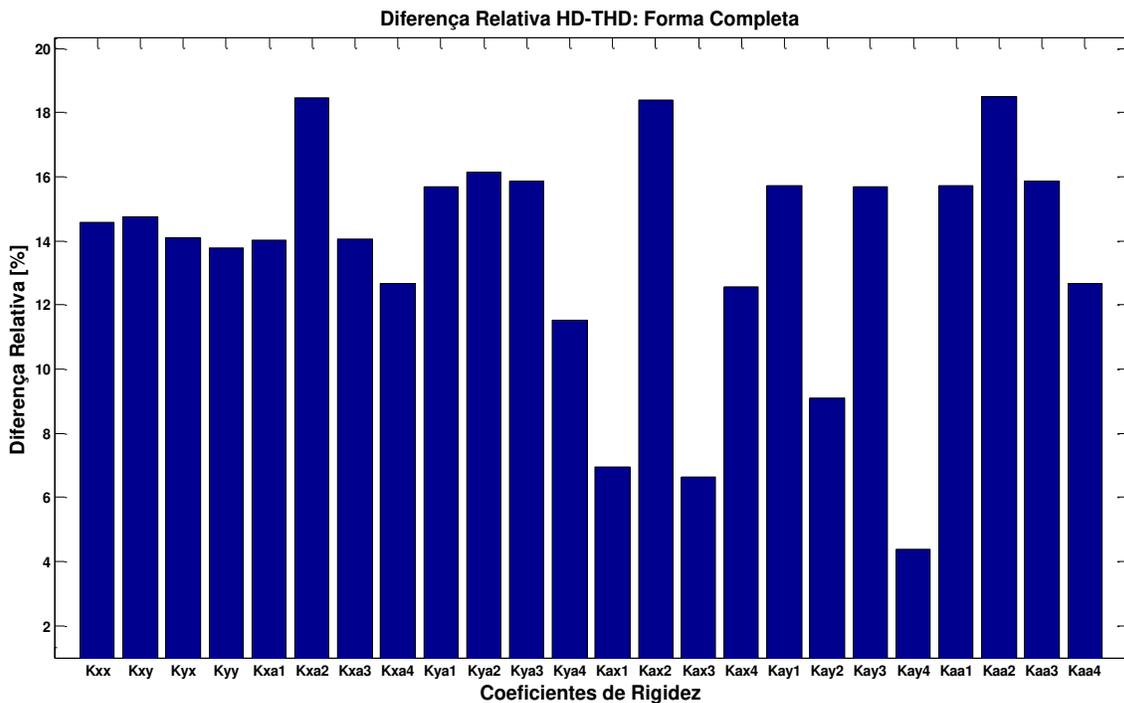


Figura 6.3 – Diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa.

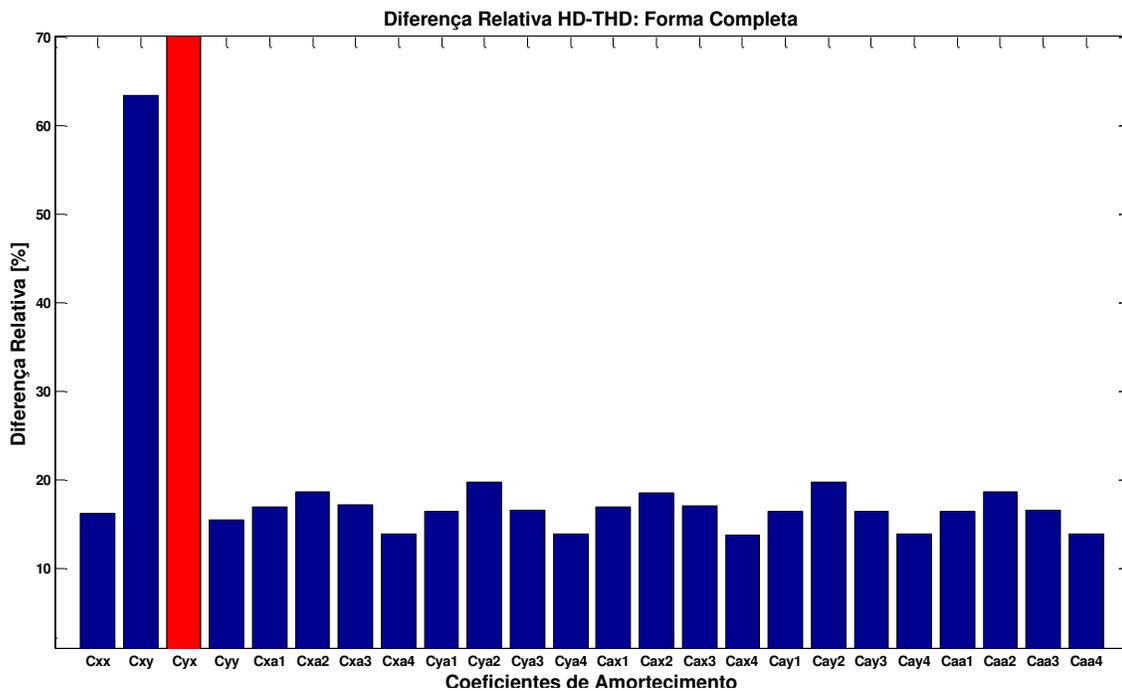


Figura 6.4 – Diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa.

A Figura 6.4 apresenta a máxima diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa, obtidos pelos modelos HD e THD. Como observado, a máxima diferença relativa apresentada nos coeficientes equivalentes de amortecimento na forma completa também são inferiores a 20%, assim como ocorreu com os coeficientes equivalentes de rigidez, exceto para os coeficientes C_{xy} e C_{yx} para os quais as diferenças são muito elevadas. A máxima diferença relativa apresentada nos coeficientes C_{xy} e C_{yx} apresenta valores muito elevados, pois esses coeficientes estão muito próximos a zero, sendo que, para o coeficiente C_{yx} , o valor cruza o zero o que resulta em uma diferença ainda mais elevada. Além disso, pode-se verificar que o coeficiente C_{yx} obtido pelos modelos HD e THD mantém um comportamento muito próximo em ambos os modelos HD e THD, conforme pode ser analisado na Figura 6.2.

Sendo assim, com exceção dos coeficientes C_{xy} e C_{yx} , observa-se que também nesse caso as maiores diferenças ocorrem no segmento 2 ($C_{x\alpha 2}$, $C_{\alpha 2x}$ e $C_{\alpha 2\alpha 2}$), que representa o segmento menos carregado e posicionado a 90° no mancal.

É importante observar que para o modelo expandido (modelo completo) os coeficientes cruzados de translação não são praticamente nulos, como esperado no comportamento característico desses mancais, pois o efeito de desacoplamento no plano se deve aos coeficientes associados ao movimento angular dos mesmos. Na sequência desta análise, quando da redução dos coeficientes para o plano XY, os coeficientes cruzados reduzidos de rigidez e amortecimento tendem a zero, caracterizando o desacoplamento típico do movimento plano do eixo nestes mancais.

A Figura 6.5 apresenta os coeficientes equivalentes de rigidez reduzidos, de forma síncrona (S) e de forma não-síncrona (NS). Assim como observado nos gráficos dos coeficientes equivalentes na forma completa, os coeficientes equivalentes de rigidez reduzidos obtidos pelos modelos hidrodinâmico (HD) e termohidrodinâmico (THD) tendem a se distanciar conforme a velocidade de rotação aumenta, devido aos efeitos térmicos considerados no modelo THD. Esse comportamento é verificado tanto nos coeficientes reduzidos na forma síncrona quanto na forma não-síncrona.

Além disso, é possível observar que os coeficientes equivalentes de rigidez reduzidos de forma síncrona e não-síncrona tem basicamente os mesmos valores, pois a frequência de vibração aplicada na redução dos coeficientes é diretamente relacionada apenas com os coeficientes equivalentes de amortecimento. Isso é facilmente observado verificando-se a impedância mecânica do filme lubrificante, apresentada na Equação (4.94), e os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento, apresentados na Equação (4.95).

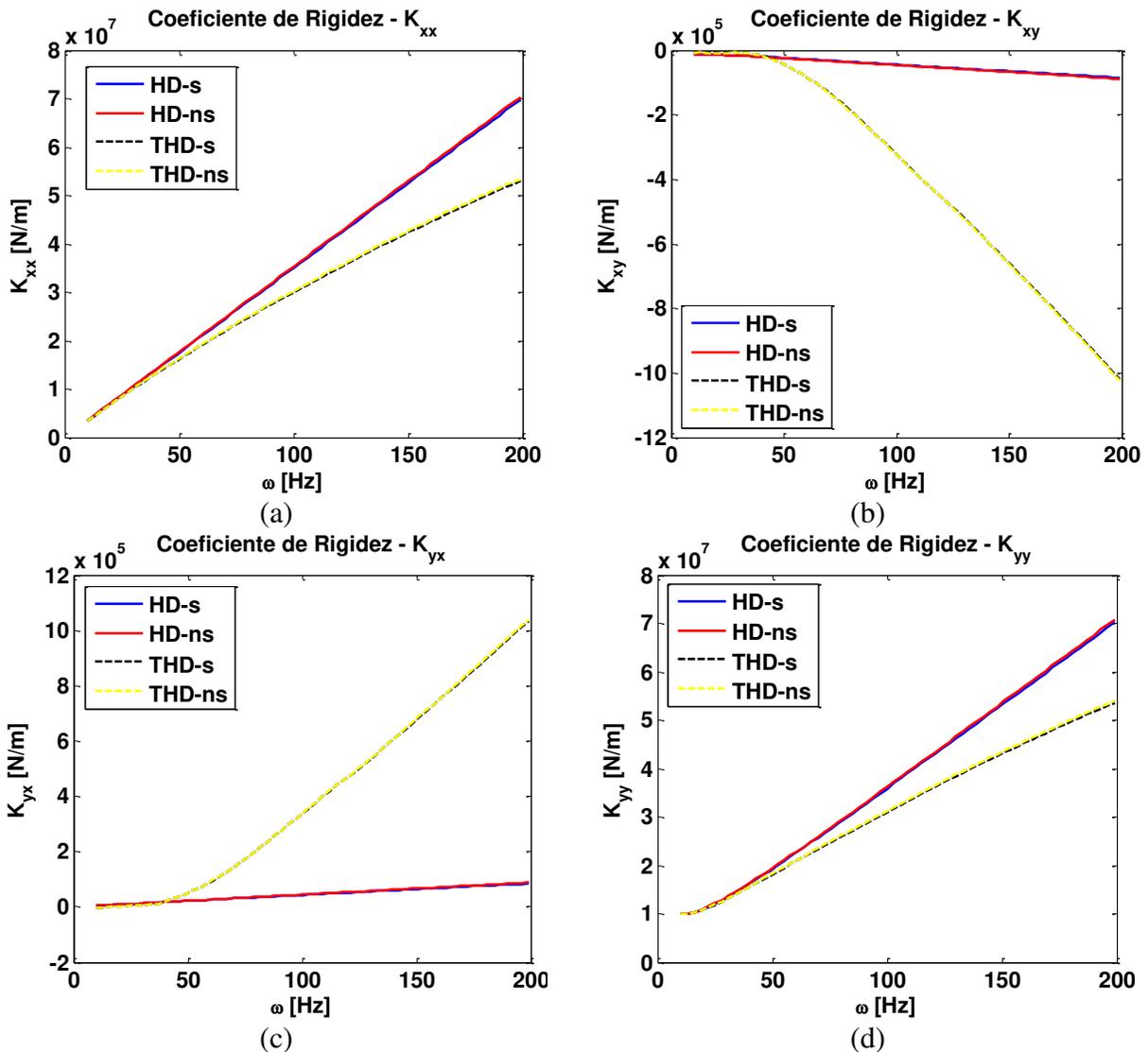


Figura 6.5 – Coeficientes equivalentes de rigidez na forma reduzida: (a) K_{xx} ; (b) K_{xy} ; (c) K_{yx} ; (d) K_{yy}

Diferentemente do apresentado nos coeficientes equivalentes de rigidez na forma completa, os coeficientes equivalentes de rigidez reduzidos de forma síncrona e não-síncrona apresentam variações mais significativas nos coeficientes cruzados. De acordo com a Figura 6.5, pode-se observar que a variação dos coeficientes cruzados é maior que a apresentada nos coeficientes diretos. Além disso, visto que a variação dos coeficientes diretos é similar à dos coeficientes equivalentes de rigidez na forma completa, observa-se que os coeficientes equivalentes de rigidez cruzados são, portanto, fortemente influenciados pela redução, ou seja, carregam os efeitos dos movimentos angulares dos segmentos. Contudo, a ordem de grandeza dos coeficientes cruzados no

modelo HD (síncrono e não-síncrono) é praticamente desprezível frente aos coeficientes diretos. Nos modelos THD reduzidos (síncrono e não-síncrono), os coeficientes cruzados podem assumir valores expressivos em rotações extremamente elevadas (cerca de 200 Hz). Para a faixa de até 100 Hz, os coeficientes cruzados reduzidos THD apresentam ordem de grandeza de aproximadamente 10^2 inferiores aos coeficientes diretos.

A Figura 6.6 apresenta os coeficientes equivalentes de amortecimento reduzidos, de forma síncrona (S) e de forma não-síncrona (NS).

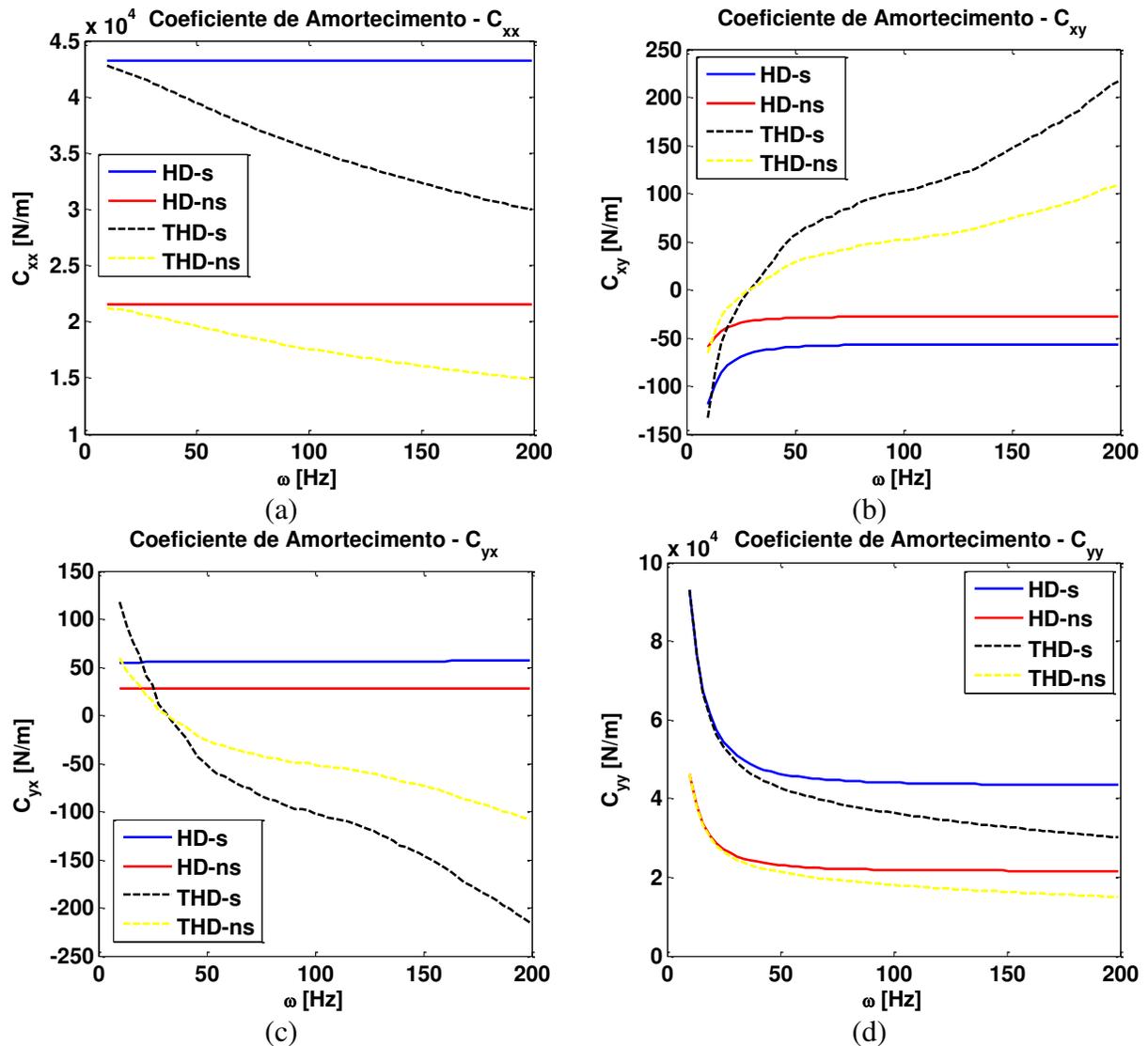


Figura 6.6 – Coeficientes equivalentes de amortecimento na forma reduzida: (a) C_{xx} ; (b) C_{xy} ; (c) C_{yx} ; (d) C_{yy}

Conforme o ocorrido com os coeficientes equivalentes na forma completa, os coeficientes equivalentes de amortecimento reduzidos obtidos pelos modelos hidrodinâmico (HD) e termohidrodinâmico (THD) tendem a se distanciar conforme a velocidade de rotação aumenta, devido aos efeitos térmicos considerados no modelo THD. Além disso, é possível observar que a variação dos coeficientes cruzados é significativamente maior que a dos coeficientes diretos, assim como verificado nos coeficientes equivalentes de rigidez.

Em relação à redução síncrona e não-síncrona, é possível observar que, neste caso, os coeficientes reduzidos de forma não-síncrona têm metade dos valores dos coeficientes reduzidos na forma síncrona, pois na redução não-síncrona foi considerada uma frequência de vibração equivalente à metade da velocidade de rotação, enquanto que na redução síncrona considera-se a frequência de vibração igual à frequência de rotação. Conforme descrito anteriormente, esse comportamento é observado apenas nos coeficientes equivalentes de amortecimento, pois a frequência de vibração aplicada na redução está relacionada diretamente aos coeficientes equivalentes de amortecimento.

A Figura 6.7 apresenta a máxima diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de rigidez na forma reduzida obtidos pelos modelos HD e THD.

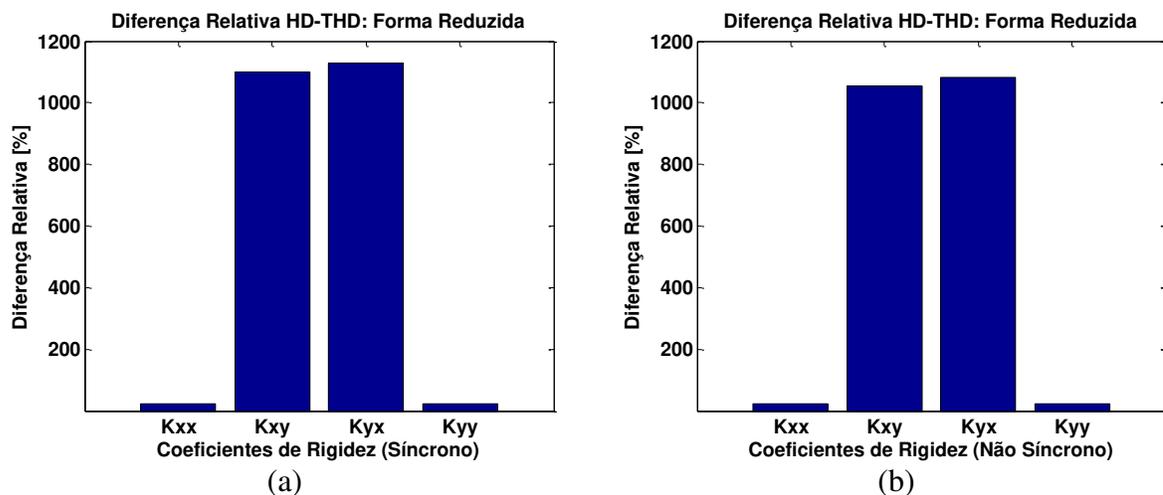


Figura 6.7 – Diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de rigidez na forma reduzida; (a) Redução Síncrona; (b) Redução Não-síncrona.

De acordo com a Figura 6.7, verifica-se que os coeficientes reduzidos cruzados obtidos nos modelos HD e THD apresentam uma diferença muito elevada, quando comparados aos coeficientes reduzidos diretos. Esse comportamento já havia sido observado e comentado na análise da Figura 6.5.

Além disso, como os coeficientes de rigidez são praticamente os mesmos na redução síncrona e não-síncrona, não houve praticamente variação entre a máxima diferença relativa entre os modelos HD e THD. A Figura 6.8 apresenta a máxima diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma reduzida obtidos pelos modelos HD e THD.

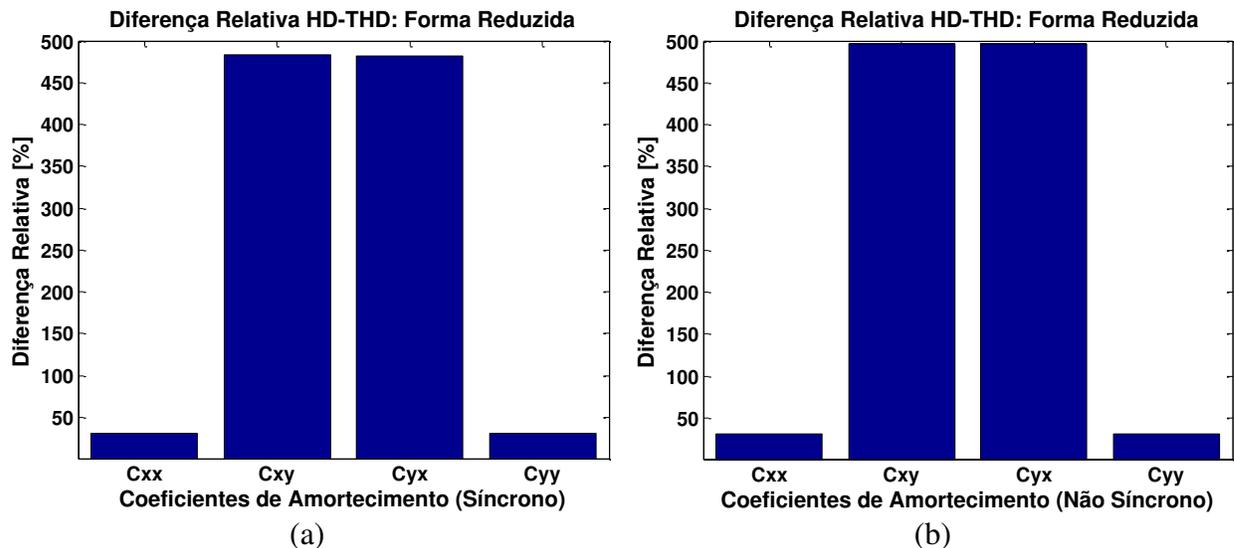


Figura 6.8 – Diferença relativa entre os coeficientes equivalentes de amortecimento na forma reduzida; (a) Redução Síncrona; (b) Redução Não-síncrona.

Assim como observado nos coeficientes equivalentes de rigidez, a Figura 6.8 mostra que os coeficientes reduzidos cruzados de amortecimento obtidos entre os modelos HD e THD apresentam uma diferença significativamente mais elevada que os coeficientes reduzidos diretos. Também nesse caso, observa-se esse comportamento diretamente na Figura 6.6, onde são apresentados os coeficientes equivalentes de amortecimento reduzidos.

Contudo, mesmo sendo os coeficientes obtidos na redução síncrona diferentes dos obtidos na redução não-síncrona, a diferença relativa entre os modelos HD e THD é aproximadamente igual em ambos os casos, indicando que a variação entre os coeficientes obtidos nos modelos HD e THD na redução síncrona é praticamente proporcional à variação entre os coeficientes obtidos nos modelos HD e THD na redução não-síncrona.

7 Validação do Modelo de Lubrificação Termohidrodinâmica

No capítulo 5 foram apresentados os resultados obtidos no modelo de lubrificação hidrodinâmica (HD) e termohidrodinâmica (THD) através de simulações computacionais. Essas simulações foram realizadas para um mancal com 4 segmentos, considerando tanto a configuração LOP quanto a LBP. Além disso, o modelo termohidrodinâmico obteve resultados considerando a condição adiabática (THD1) e a condição de temperatura prescrita (THD2) na fronteira com o segmento. Por fim, foram apresentados os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos através dos modelos de lubrificação hidrodinâmica e termohidrodinâmica.

É necessário validar os resultados obtidos através do modelo de lubrificação termohidrodinâmico. Para isso, visto que a principal diferença entre os modelos HD e THD é a influência da temperatura no filme lubrificante, compara-se a distribuição de temperatura obtida através do modelo de lubrificação termohidrodinâmico com resultados obtidos em testes experimentais.

Os resultados experimentais utilizados nesse trabalho, foram gentilmente fornecidos pela empresa Siemens. Esses resultados foram obtidos através de medições em uma turbina a vapor nova, durante teste realizado para averiguação das exigências e especificações do cliente.

O teste realizado consiste em operar a turbina a vapor e monitorar os níveis de vibração do rotor, fluxo de óleo, temperatura do óleo de reposição e temperatura do filme lubrificante nos mancais. Para realizar a validação do modelo termohidrodinâmico desenvolvido nesse trabalho, foram utilizados os resultados medidos para o fluxo de fluido de reposição, temperatura do fluido de reposição e temperatura do filme lubrificante nos mancais. Além disso, a fim de eliminar possíveis efeitos do acoplamento do rotor, foram utilizados os

resultados obtidos no mancal na extremidade livre do rotor. A Tabela 7.1 apresenta os parâmetros geométricos do mancal e a condição de operação da turbina.

Tabela 7.1 – Parâmetros Geométricos e Condições de Operação do Mancal

Dados/Parâmetros	Valores
Rotação Operacional	6000RPM
Número de Segmentos	5 segmentos
Angulo do Segmento	60°
Angulo entre Segmentos	12°
Diâmetro do Eixo	179,660 0/-0,020 (mm)
Largura dos Segmentos	90,000 -0,072/-0,107 (mm)
Diâmetro do Segmento	180,520 +0,029/0 (mm)
Espessura do Segmento	25,000 +0,005/0 (mm)
Folga de Montagem	0,260 mm
Posição angular do pivô no mancal	18°/90°/162°/234°/306°
Posição angular do pivô no segmento	0,5 (pivô central)
Configuração do Mancal	LBP (<i>Load Between Pivot</i>)
Carga no mancal	21,58 kN
Óleo Lubrificante	ISO VG 46

A partir dos dados apresentados na Tabela 7.1 pode ser obtida a folga radial e a pré-carga adimensional do mancal da seguinte forma:

Folga Radial: $h_0 = R_s - R_e - h_m$, sendo que R_s é o raio do segmento, R_e é o raio do eixo e h_m é a folga de montagem.

Assim:

$$h_0 = R_s - R_e - h_m = \left(\frac{180,549}{2} \right) - \left(\frac{179,640}{2} \right) - 0,260 = 0,194 \text{ mm}$$

$$h_0 = R_s - R_e - h_m = \left(\frac{180,520}{2} \right) - \left(\frac{179,660}{2} \right) - 0,260 = 0,170 \text{ mm}$$

Pré-carga (adimensional): $\bar{C} = 1 - \left(\frac{h_0}{R_s - R_e} \right)$ ou também $\bar{C} = \left(\frac{h_m}{R_s - R_e} \right)$

$$\bar{C} = 1 - \left(\frac{0,194}{\left(\frac{180,549}{2} \right) - \left(\frac{179,640}{2} \right)} \right) = 0,573$$

$$\bar{C} = 1 - \left(\frac{0,170}{\left(\frac{180,520}{2} \right) - \left(\frac{179,660}{2} \right)} \right) = 0,605$$

Conforme já mencionado, quanto menor a espessura de filme, maior é a taxa de cisalhamento do fluido e, conseqüentemente, maior é a temperatura no mancal. Diante disso, foi utilizado, para as simulações numéricas, o caso que resulta na menor folga radial do mancal, ou seja, os valores nominais dos parâmetros, cujo diâmetro do segmento é de 180,520 mm, o diâmetro do eixo é de 179,660 mm e a folga radial é de 0,170 mm.

A medição de temperatura em mancais hidrodinâmicos segmentados em condições de operação é realizada através de sensores de temperatura (tipo PT100). Esses sensores são instalados em locais específicos, próximo à saída do segmento, na qual é a região onde o fluido lubrificante apresenta maior temperatura. Como a saída do segmento depende do sentido de rotação do rotor, geralmente os segmentos apresentam duas posições para instalação dos sensores, de forma a atender máquinas operando em ambos os sentidos de rotação (horário e anti-horário). A instalação desses sensores deve ser realizada de forma precisa, para que o sensor não restrinja o deslocamento angular do segmento e, conseqüentemente, não interfira na posição de equilíbrio do mancal.

A Figura 7.1 apresenta um desenho esquemático da posição do sensor no segmento.

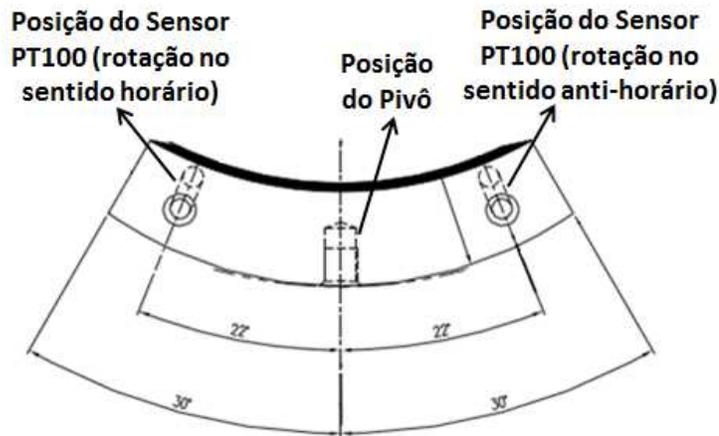


Figura 7.1 – Posicionamento do sensor no segmento.

Antes de realizar a simulação computacional do modelo de lubrificação termohidrodinâmica, as condições de contorno do problema precisam ser estabelecidas. A condição de contorno na fronteira de saída (fronteira leste) do segmento foi considerada adiabática, devido à direção e intensidade do fluxo de óleo. A fronteira na superfície do segmento (fronteira sul) foi considerada adiabática, fazendo-se então necessário obter a temperatura nessa fronteira para que se possa comparar com a temperatura medida no teste. A fronteira na entrada do segmento (fronteira oeste) é considerada como temperatura prescrita, cujo valor da temperatura é devido à mistura da vazão do segmento anterior e a vazão de reposição. Por esse motivo, torna-se necessário conhecer a vazão e a temperatura do óleo de reposição no mancal. A Figura 7.2 apresenta os valores de vazão (L/min) e de temperatura (°C) do fluido de reposição medidos durante o teste.

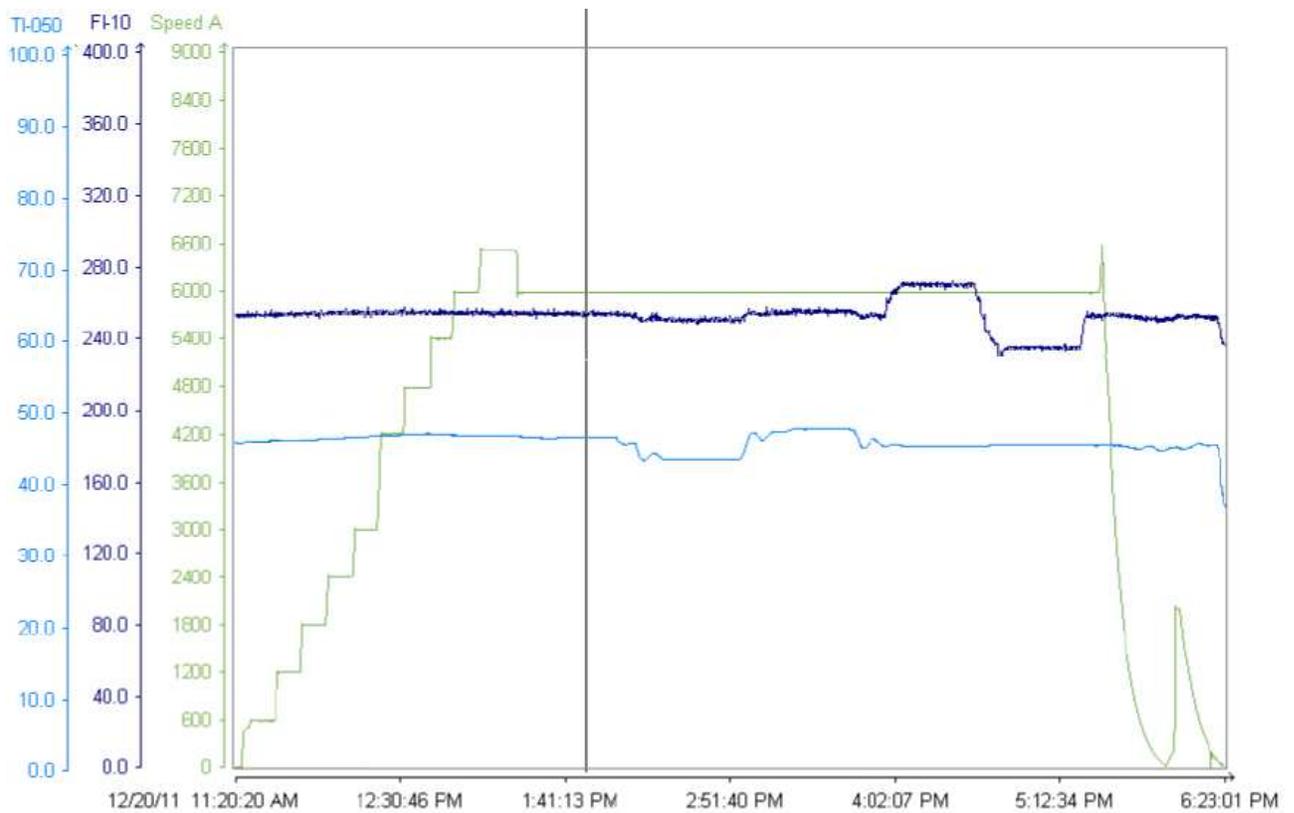
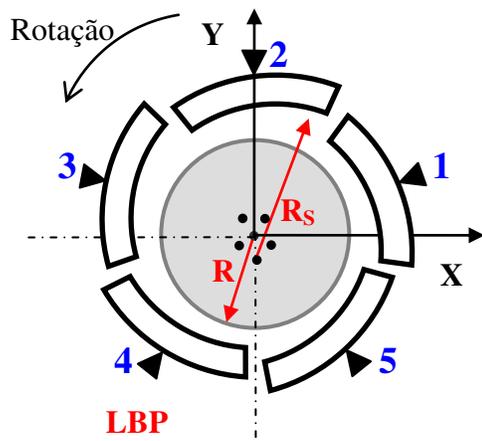


Figura 7.2 – Vazão do Óleo de Reposição (L/min), Temperatura do Óleo de Reposição (°C) e Rotação da Máquina (RPM).

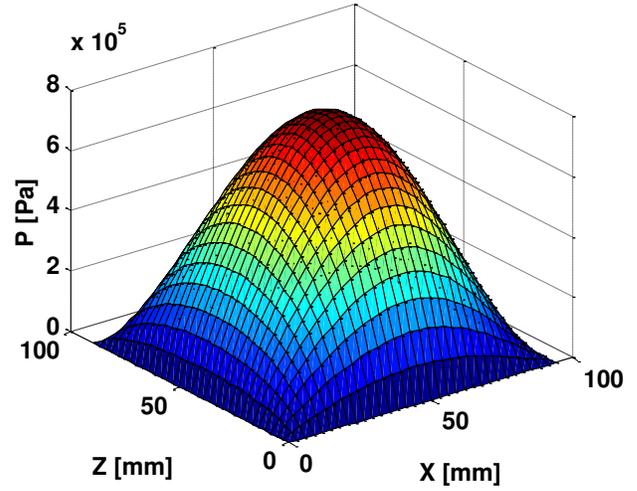
A fronteira da superfície do rotor (fronteira norte) é considerada como temperatura prescrita, sendo que o valor da temperatura na superfície do rotor na região do mancal pode ser considerado como 50°C, conforme informação fornecida pela empresa.

Uma vez conhecidos todos os parâmetros e as condições no mancal, foi realizada a simulação computacional do modelo de lubrificação termohidrodinâmico, obtendo-se numericamente as distribuições de pressão e temperatura nos segmentos do mancal. Desta forma, a Figura 7.3 apresenta a distribuição de pressão nos segmentos do mancal segmentado.



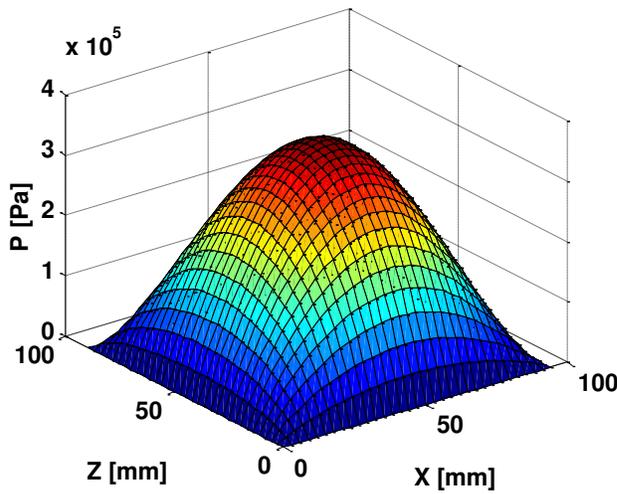
(a)

Pressão - PAD 1 - $\omega = 6600$ RPM



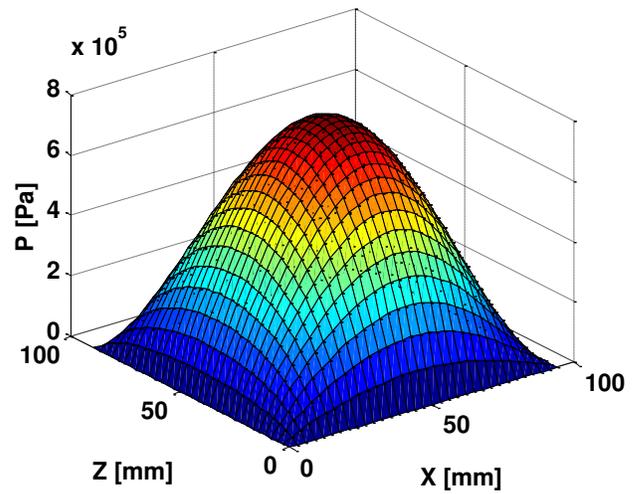
(b)

Pressão - PAD 2 - $\omega = 6600$ RPM



(c)

Pressão - PAD 3 - $\omega = 6600$ RPM



(d)

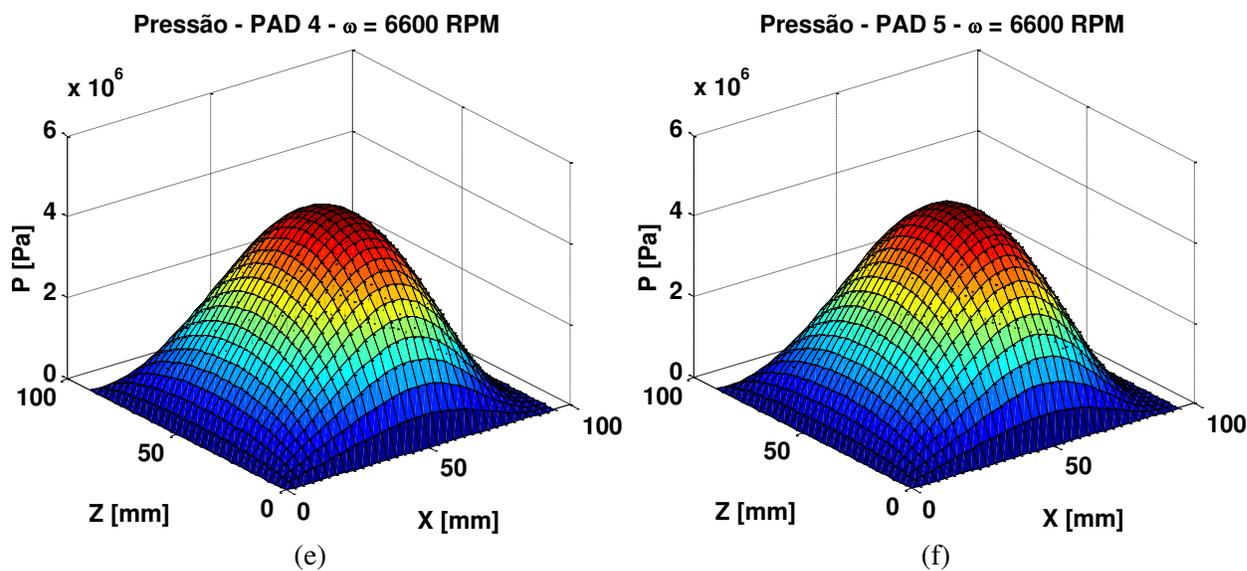
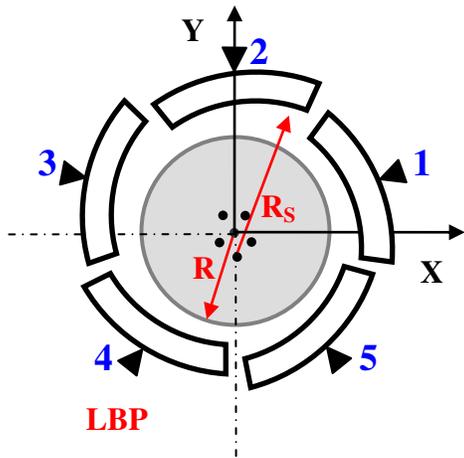


Figura 7.3 – Distribuição de Pressão nos Segmentos; (a) Configuração do Mancal; (b) Segmento 1; (c) Segmento 2; (d) Segmento 3; (e) Segmento 4; (f) Segmento 5.

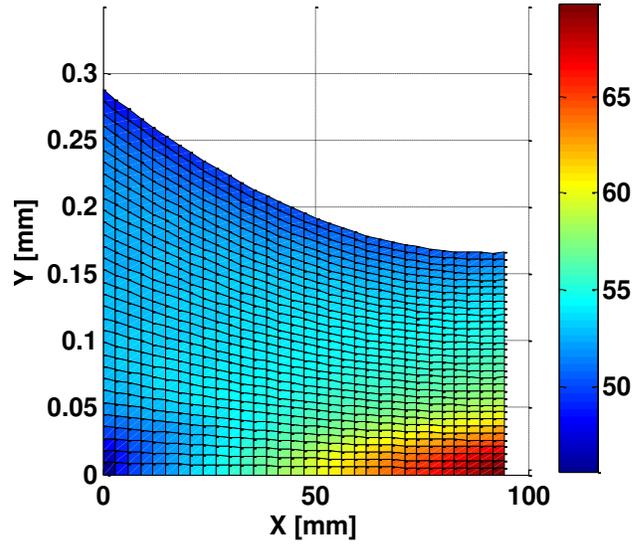
De acordo com a Figura 7.3, pode-se verificar que as distribuições de pressão obtidas nos segmentos 1 e 3 são simétricas, assim como as distribuições obtidas nos segmentos 4 e 5, fazendo tender a zero a componente horizontal da força. Além disso, observa-se que a diferença entre as distribuições de pressão dos segmentos superiores e as distribuições dos segmentos inferiores resulta na componente vertical da força hidrodinâmica, que é responsável pela sustentação do rotor.

A Figura 7.4 apresenta as distribuições de temperatura obtidas nos segmentos do mancal. Conforme os gráficos, observa-se o mesmo comportamento que o apresentado nos capítulos anteriores. Os segmentos 1 e 3 apresentam espessuras de filme lubrificante similares, o que resulta em distribuições de temperaturas muito próximas e com valores intermediários. Já os segmentos 4 e 5 também apresentam espessuras de filme lubrificante similares, porém inferiores às demais, resultando assim em distribuições de temperaturas semelhantes, porém com valores mais elevados. Por fim, observa-se que o segmento 2 apresenta a maior espessura de filme lubrificante e, conseqüentemente, uma distribuição de temperatura com valores mais baixos.



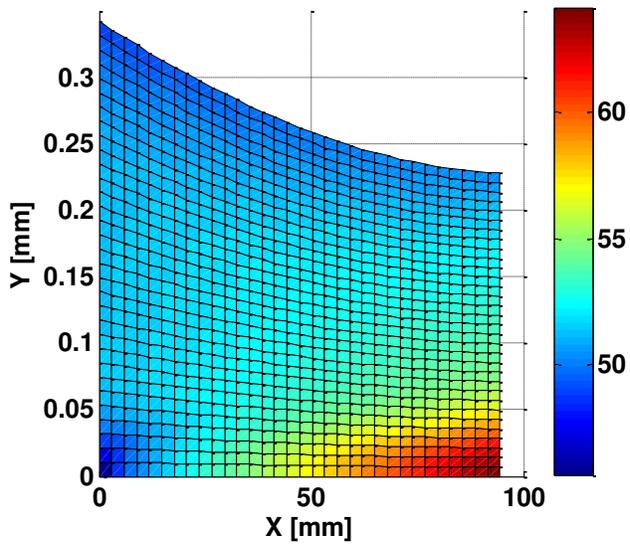
(a)

Temperatura - PAD 1 - $\omega = 6600$ RPM



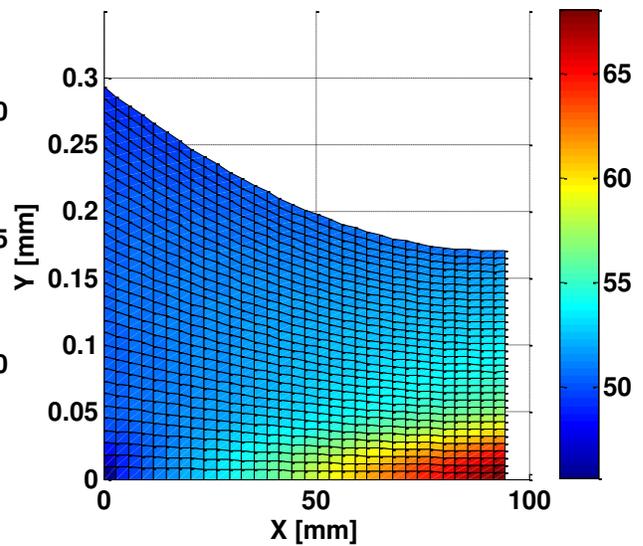
(b)

Temperatura - PAD 2 - $\omega = 6600$ RPM

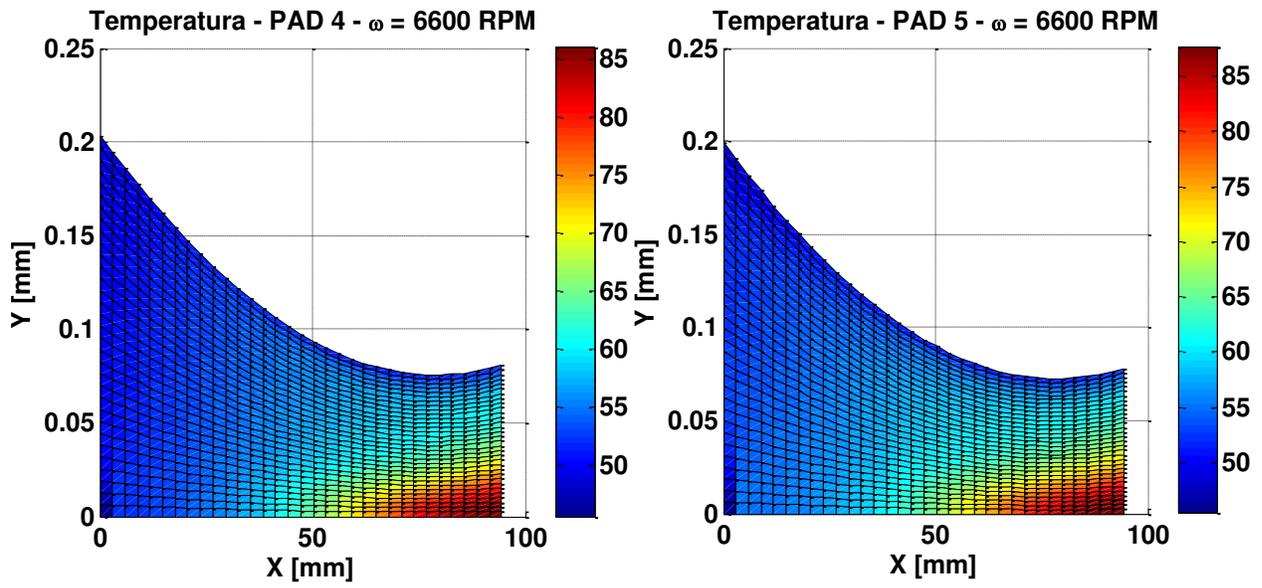


(c)

Temperatura - PAD 3 - $\omega = 6600$ RPM



(d)



(e) (f)
 Figura 7.4 – Distribuição de Temperatura nos Segmentos; (a) Configuração do Mancal; (b) Segmento 1; (c) Segmento 2; (d) Segmento 3; (e) Segmento 4; (f) Segmento 5.

A partir dessa simulação, foi possível obter a temperatura máxima e a temperatura no sensor ($X=82\text{mm}$) para cada segmento do mancal. A Figura 7.5 apresenta as temperaturas máximas e as temperaturas obtidas na posição do sensor para cada segmento.

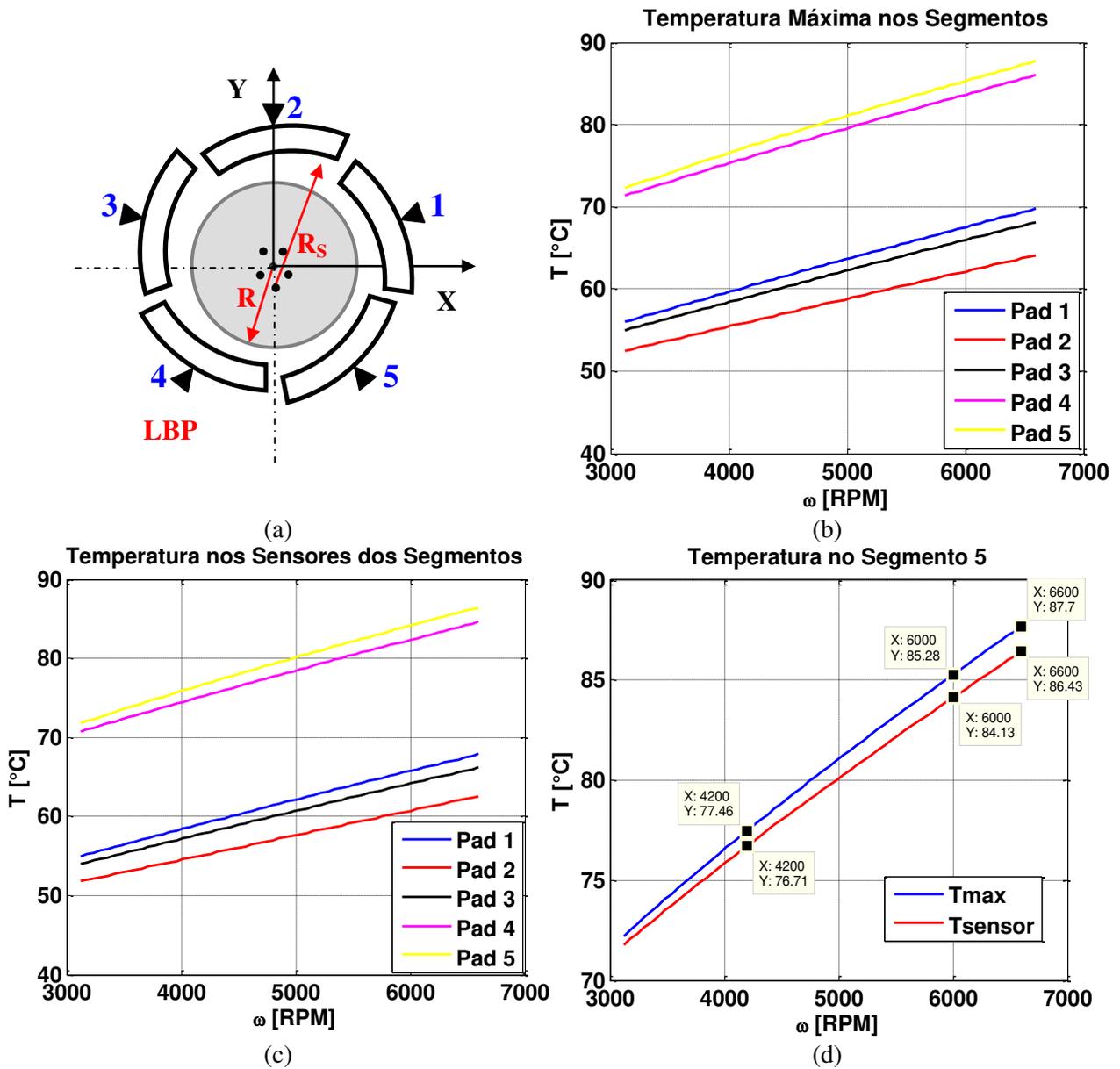


Figura 7.5 – Distribuição de Temperatura nos Segmentos; (a) Configuração do Mancal; (b) Temperatura Máxima; (c) Temperatura no Sensor; (d) Segmento 5.

A Figura 7.6 apresenta a temperatura medida no último segmento do mancal (segmento 5) durante o teste.

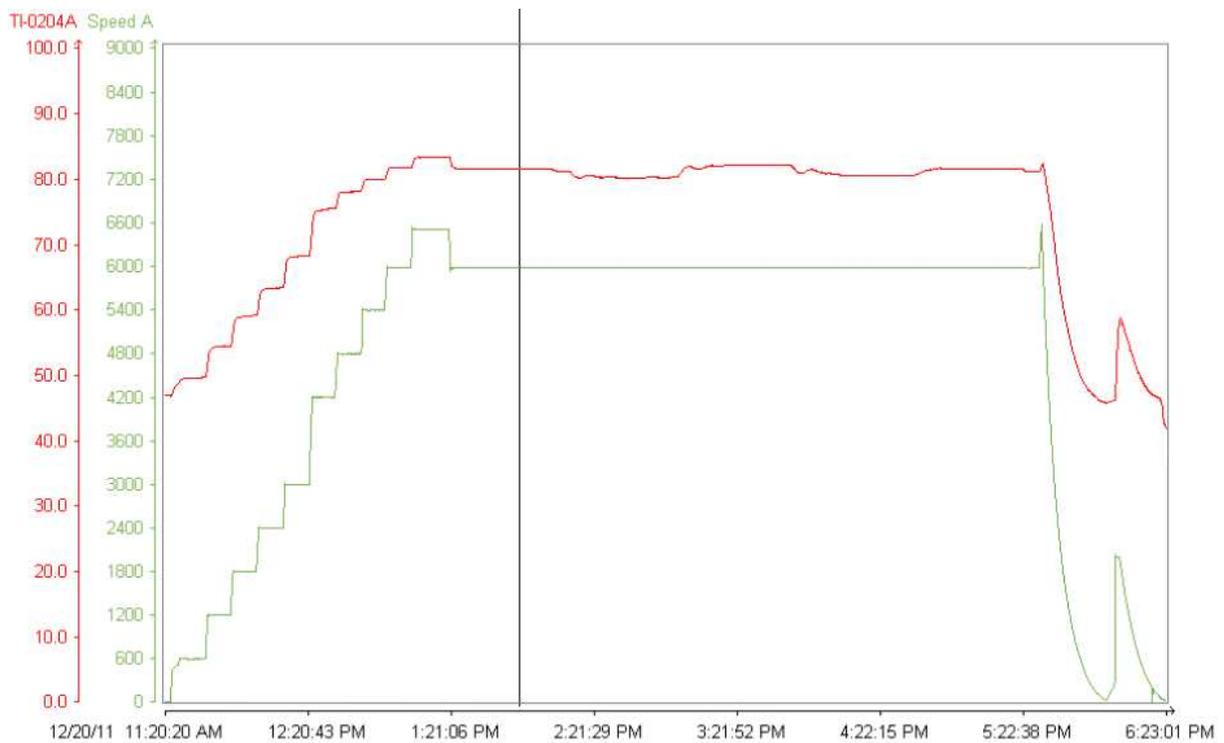


Figura 7.6 –Temperatura Medida Experimentalmente no Segmento 5.

Conforme observado na Figura 7.5, a partir do modelo de lubrificação termohidrodinâmico foi possível obter o valor da temperatura na posição do sensor do segmento 5, cujo valor é de aproximadamente 84°C a 6000 RPM e de aproximadamente 86°C a 6600 RPM. Em relação à medição experimental, pode-se verificar que a temperatura medida no sensor foi de aproximadamente 82°C a 6000 RPM e de aproximadamente 84°C a 6600 RPM. Dessa forma, confrontando tais resultados, foi possível verificar que as diferenças obtidas entre o resultado numérico e o experimental foram de aproximadamente 2°C, o que representa uma boa correlação. Além disso, é possível verificar que os resultados numéricos são mais elevados que os medidos, o que já era esperado, devido à avaliação numérica ser mais conservadora, pois considera troca de calor nula (condição de contorno adiabática) na fronteira de saída do segmento e na fronteira da superfície do segmento (mancal). Entretanto, sabe-se que trocas de calor totalmente nulas não são reais, visto que na prática ocorrem trocas de calor muito baixas, permitindo a consideração de condição adiabática.

Os resultados numéricos obtidos através de pacotes computacionais utilizados pela empresa Siemens apresentaram valores de temperatura máxima no mancal entre 86,5/84,5 °C, levando em consideração a variação na folga mínima do mancal.

8 Avaliação dos Coeficientes do Mancal através da Resposta ao Desbalanceamento do Rotor

Nos capítulos anteriores foram apresentados os resultados obtidos através das simulações computacionais para os modelos de lubrificação hidrodinâmico e termohidrodinâmico, assim como as comparações e validações desses resultados.

Nesse capítulo, é apresentada a avaliação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal segmentado, através da resposta ao desbalanceamento do rotor obtida experimentalmente na bancada de teste.

A Figura 8.1 apresenta a bancada de teste utilizada para a realização dos experimentos.

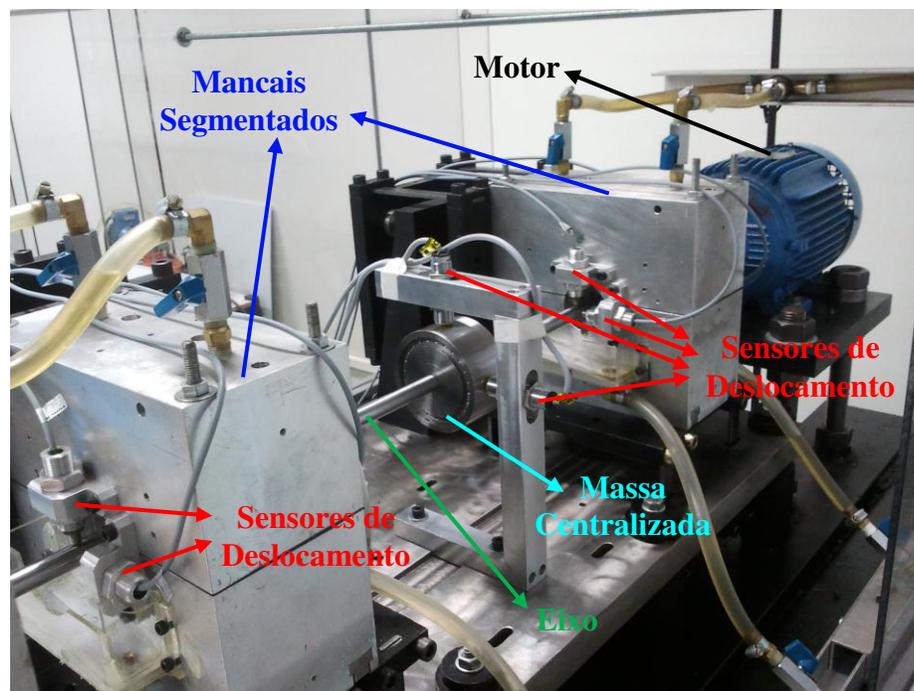


Figura 8.1 – Bancada de teste com o rotor e mancais segmentados.

Conforme a Figura 8.1, a bancada de teste é composta por um rotor, que é acoplado em um motor elétrico (motor WEG) através de um acoplamento de mandíbula (acoplamento Vulkan), e suportado por dois mancais hidrodinâmicos segmentados (doação da empresa Zollern). Um sistema hidráulico é utilizado na bancada de teste para levar o óleo lubrificante do reservatório até os mancais segmentados, com fluxo relativamente constante e sem a presença de bolhas de ar. Como mostrado no esquema da Figura 8.2, a instrumentação da bancada de teste é composta de 5 pares de sensores (sensores de deslocamento Turck) para medição do deslocamento do rotor nas direções x e y, sendo esses pares posicionados em cada lado de cada caixa do mancal e no centro do rotor, para medir a vibração do eixo no mancal e na massa do rotor, respectivamente. A Figura 8.3 apresenta em detalhe as instalações dos sensores no mancal segmentado.

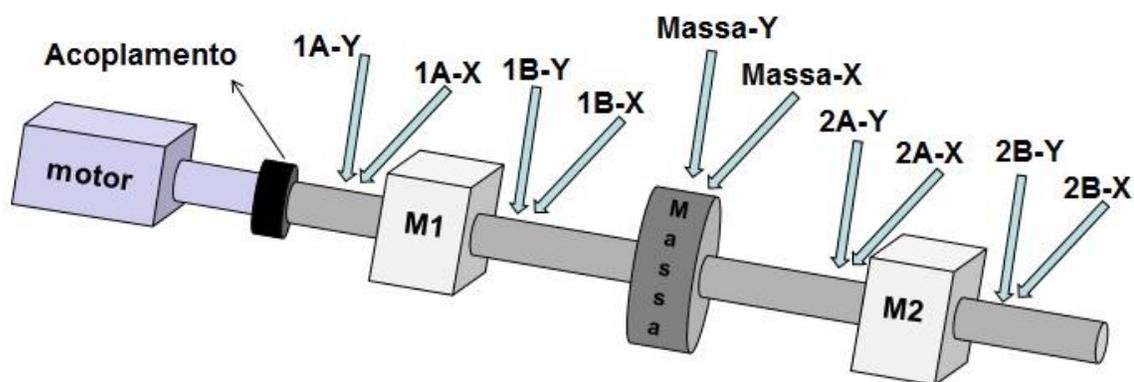


Figura 8.2 – Representação esquemática do posicionamento dos sensores no rotor.

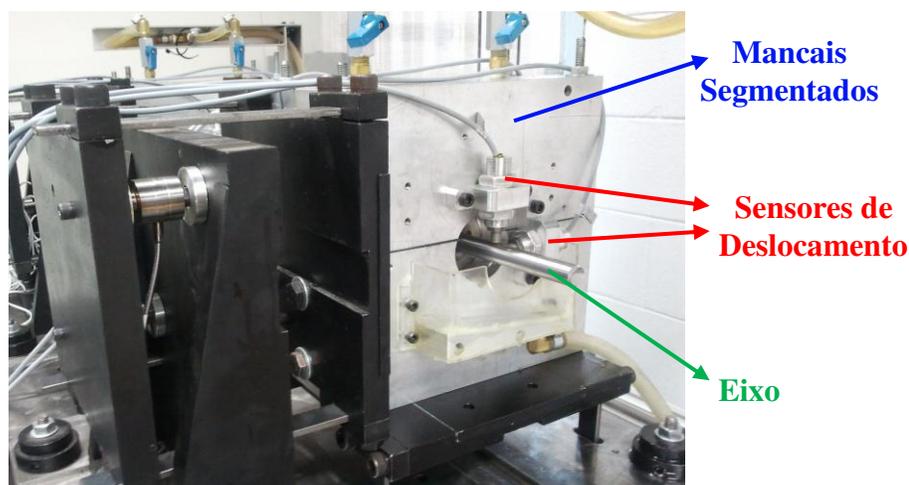


Figura 8.3 – Detalhe do posicionamento dos sensores e da célula de carga no mancal.

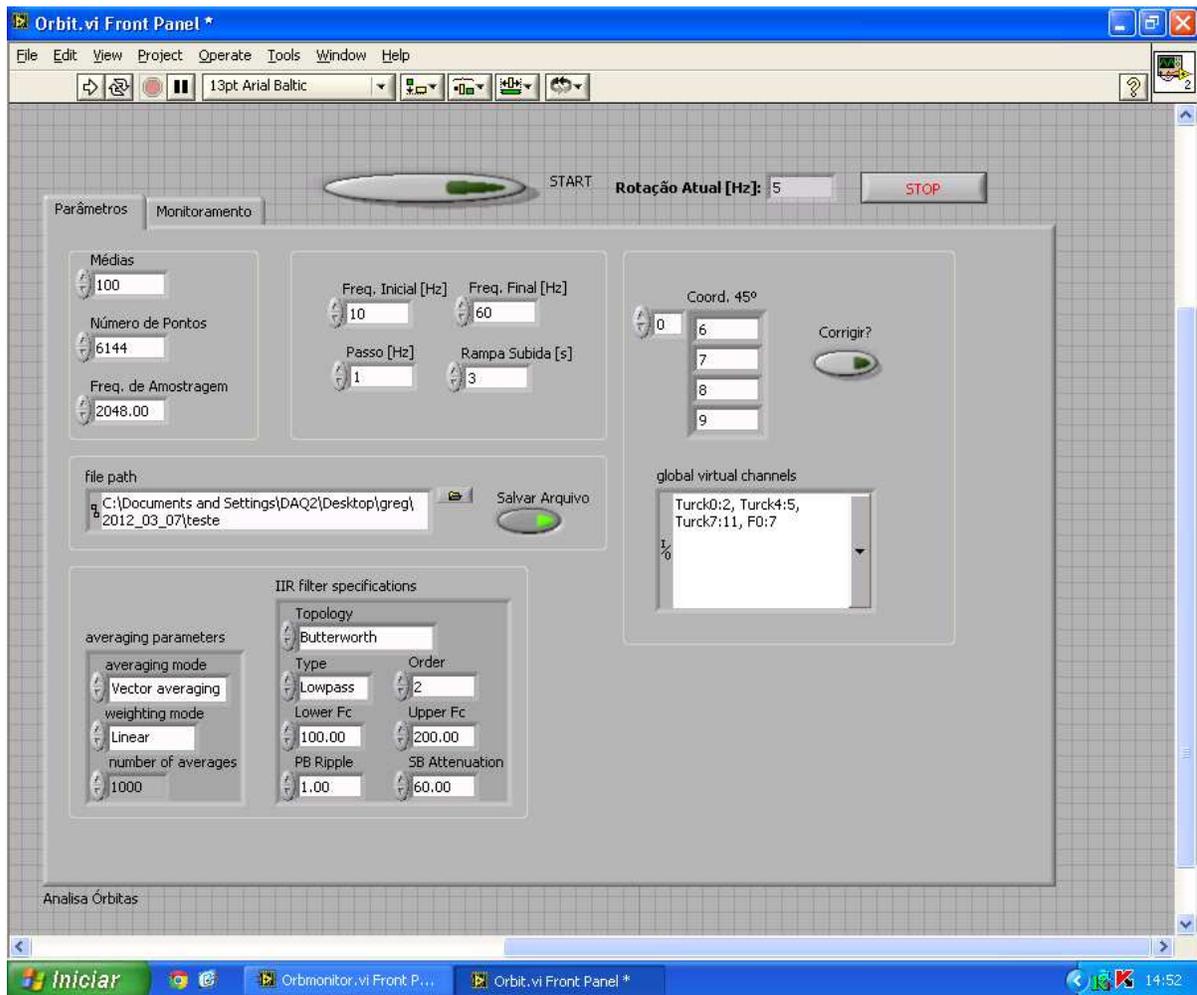


Figura 8.4 – Programa de aquisição em *Labview*®.

Os sinais obtidos durante os experimentos na bancada de teste são filtrados (filtro passa-baixa 500Hz e filtro DC) e obtidos através de placa de aquisição da *National Instruments*® com o auxílio do *software Labview*®.

A Figura 8.4 apresenta uma imagem da interface do programa em *Labview*® utilizado para a aquisição da resposta ao desbalanceamento. Conforme pode ser verificado na Figura 8.4, foi obtida a resposta ao desbalanceamento do rotor para uma faixa de rotação de 10 Hz a 60 Hz. Para cada faixa de rotação, as medições foram realizadas utilizando 6144 pontos, frequência de

amostragem de 2048 Hz e 100 médias. Além dos filtros analógicos já mencionados, um filtro digital passa-baixa (Butterworth - 2º ordem) de 100 Hz também foi utilizado nas aquisições.

Para a avaliação dos coeficientes equivalentes do mancal, deve-se obter uma resposta ao desbalanceamento com massa conhecida. Desta forma, obteve-se inicialmente a resposta ao desbalanceamento devido à própria massa residual, ou seja, devido ao desbalanceamento residual do rotor. A Figura 8.5 apresenta a resposta ao desbalanceamento do rotor, devido ao desbalanceamento residual do mesmo.

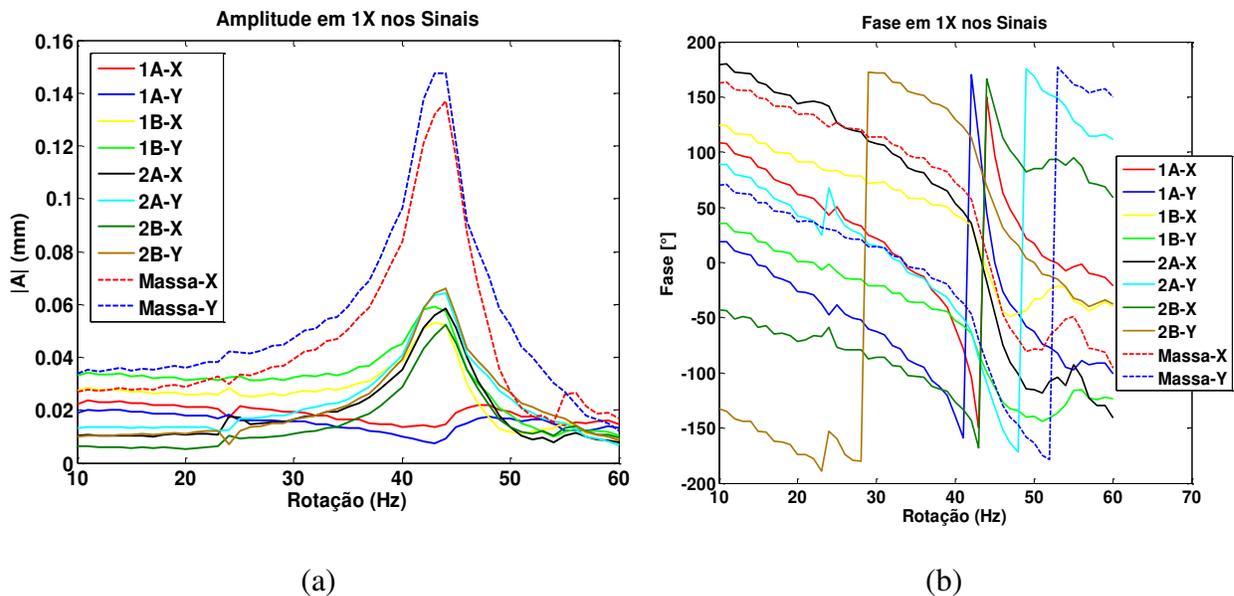


Figura 8.5 – Resposta ao desbalanceamento (massa residual): (a) Amplitude; (b) Fase.

Em seguida, adicionou-se uma massa de desbalanceamento de 5 gramas no rotor e obteve-se novamente a resposta ao desbalanceamento, conforme mostrado na Figura 8.6.

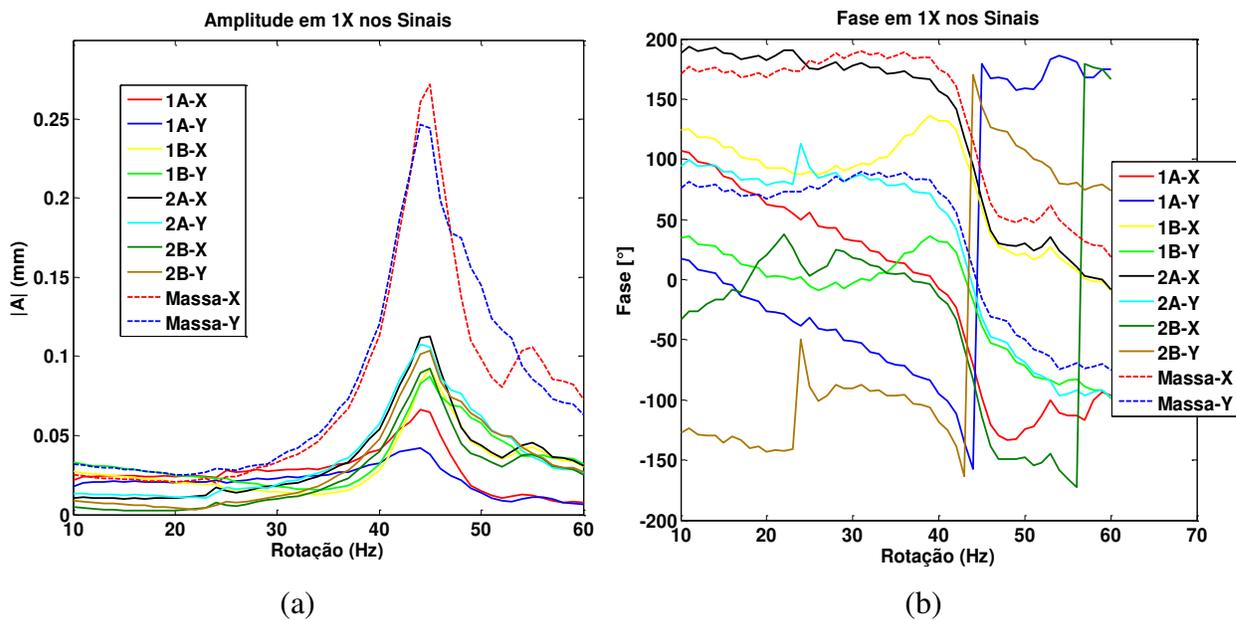


Figura 8.6 – Resposta ao desbalanceamento (massa 5 gramas + residual): (a) Amplitude; (b) Fase.

Com o intuito de obter a resposta ao desbalanceamento devido apenas à massa desbalanceada de 5 gramas, os sinais medidos com a massa residual foram eliminados (subtraídos) dos sinais medidos no teste com a massa desbalanceada de 5 gramas. Desta forma, obteve-se a resposta ao desbalanceamento para uma massa desbalanceada de 5 gramas conforme apresentado na Figura 8.7.

Na Figura 8.7, a resposta ao desbalanceamento do rotor apresenta uma frequência natural a aproximadamente 44 Hz, na qual ocorre um pico de amplitude e a inversão da fase. Além disso, pode-se verificar ainda que essa frequência corresponde a uma frequência de modo flexível, visto que as amplitudes na massa são significativamente maiores que as apresentadas no eixo nas proximidades dos mancais. Além disso, conforme pode ser verificado principalmente na resposta ao desbalanceamento residual (Figura 8.5), ocorrem também picos na amplitude de vibração à aproximadamente 25 Hz e 52 Hz, referentes às frequências naturais da placa onde as células de carga são presas (placa preta que fixa a célula de carga - Figura 8.3). Essas frequências foram confirmadas através de análise modal realizada nesse conjunto de fixação.

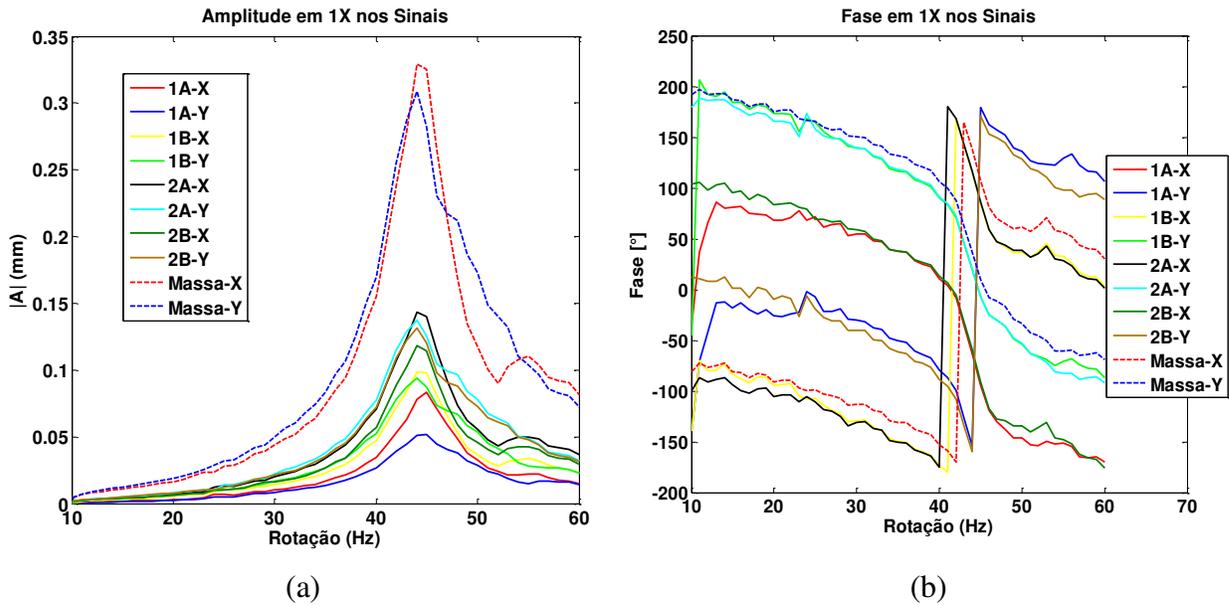


Figura 8.7 – Resposta ao desbalanceamento (massa 5 gramas): (a) Amplitude; (b) Fase.

Após obtida a resposta ao desbalanceamento do rotor para uma massa desbalanceada conhecida (5 gramas), e partindo-se das dimensões do rotor e dos parâmetros geométricos do mancal, foi realizado o modelo do sistema, com o intuito de representar o comportamento dinâmico observado na bancada de teste. Com o auxílio do pacote computacional Rotortest© (Tuckmantel, 2010), foi modelado e analisado o sistema apresentado na Figura 8.8.

O modelo corresponde a um rotor Laval, composto de 19 elementos de viga de Timoshenko de seção circular. A massa centralizada é representada pelo elemento 11, entre os nós 11 e 12, sendo que a massa desbalanceada foi considerada localizada no nó 12. Os mancais hidrodinâmicos são inseridos nos nós 6 e 17 e um acoplamento é inserido no nó 2. Conforme já descrito, esse sistema foi modelado e resolvido através do Rotortest©, que é um pacote computacional para análise dinâmica de sistemas rotativos desenvolvido no Laboratório de Maquinas Rotativas (LAMAR). Os valores dos coeficientes de rigidez e de amortecimento calculados pelo modelo desenvolvido neste trabalho são inseridos nesse programa, que gera as respostas em frequência para os nós do eixo. Os modelos hidrodinâmicos e termohidrodinâmicos desenvolvidos neste trabalho para obtenção dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento de mancais segmentados serão futuramente inseridos no Rotortest© na forma de

sub-rotinas, permitindo assim calcular previamente esses coeficientes na análise dinâmica. Atualmente, o Rotortest© permite calcular coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento através de lubrificação hidrodinâmica para mancais multilobulares (cilíndricos, elípticos e trilobulares).

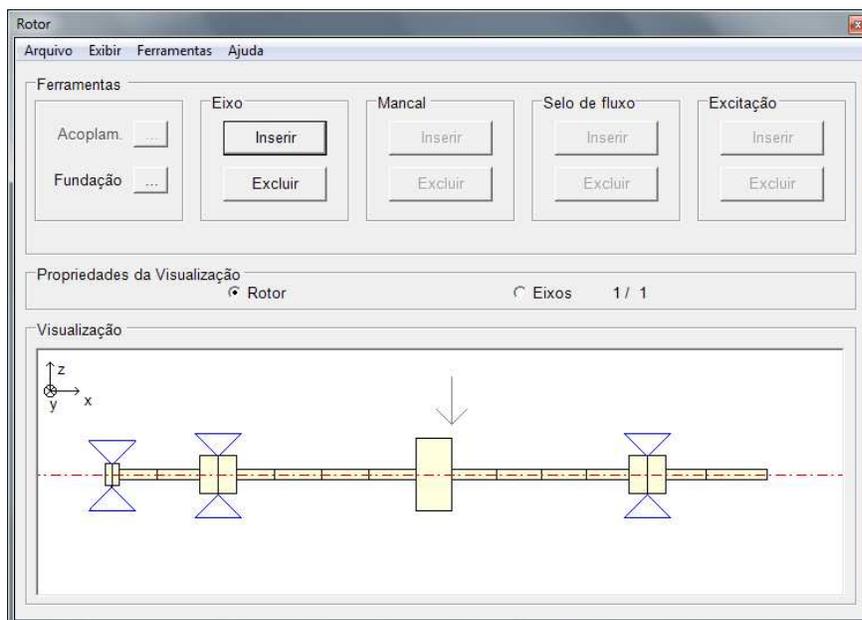


Figura 8.8 – Modelo matemático do sistema rotativo.

A Tabela 8.1 descreve o modelo por elementos finitos do rotor.

Tabela 8.1 – Modelo por elementos finitos do sistema rotativo

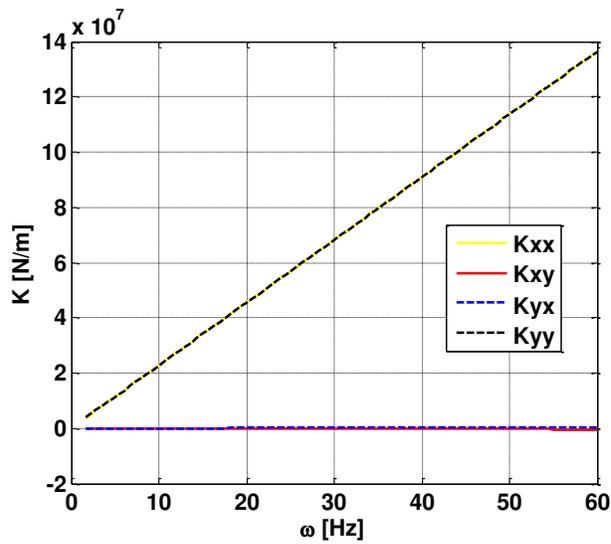
Elementos	Diâmetro (mm)	Comprimento (mm)	Elementos	Diâmetro (mm)	Comprimento (mm)
1	30	10	11	95	47
2	30	10	12	15	58
3	15	50	13	15	58
4	15	55	14	15	58
5	50	25	15	15	55
6	50	25	16	50	25
7	15	50	17	50	25
8	15	61,5	18	15	53
9	15	61,5	19	15	80
10	15	62			

Além da descrição do rotor, a Tabela 8.2 apresenta os parâmetros geométricos dos mancais.

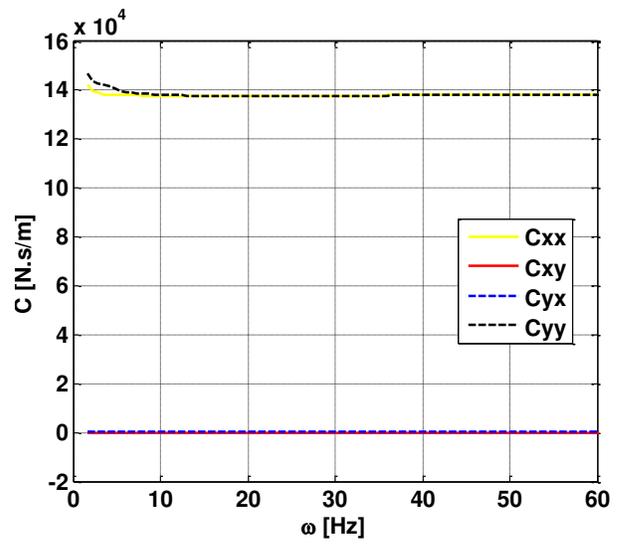
Tabela 8.2 – Parâmetros geométricos do mancal

Parâmetros Geométricos	Valores
Número de Segmentos	5
Ângulo dos Segmentos	63,5°
Ângulo entre Segmentos	8,5°
Espessura do Segmento	13,5 mm
Largura do Segmento	50 mm
Posição do pivô (1° Segmento)	54°
Configuração do Pivô	Centralizado (0° no segmento)
Configuração do Mancal	LBP (<i>load between pivot</i>)
Diâmetro do Segmento	50,915 mm
Diâmetro do Eixo	50 mm
Folga Radial	0,050 mm

Conforme apresentado na Tabela 8.1, o eixo foi modelado através do método de elementos finitos, sendo que o amortecimento estrutural proporcional considerado foi de $\beta=0,0004$ (0,04% da rigidez). Além disso, o acoplamento considerado no modelo foi representado através de um coeficiente equivalente de rigidez de 10^5N/m e um coeficiente equivalente de amortecimento de 10^2N/m . Em relação aos mancais hidrodinâmicos segmentados, a Figura 8.9 e Figura 8.10 apresentam os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento para o mancal segmentado 1 e 2, respectivamente.

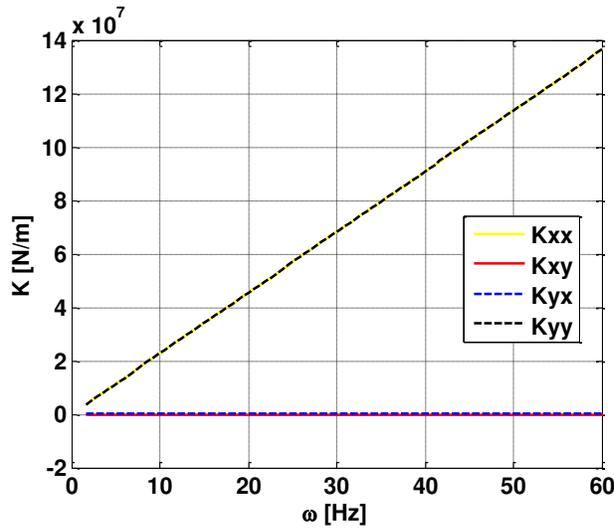


(a)

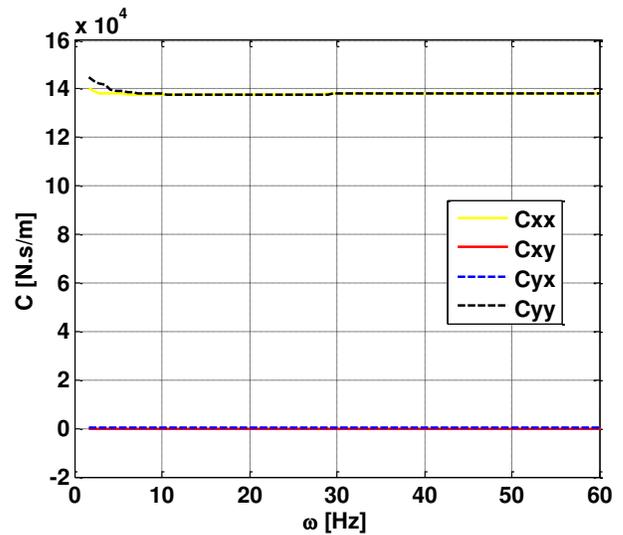


(b)

Figura 8.9 – Coeficientes do Manca Segmentado 1: (a) Rigidez; (b) Amortecimento.



(a)



(b)

Figura 8.10 – Coeficientes do Manca Segmentado 2: (a) Rigidez; (b) Amortecimento.

Diante disso, realizando-se a simulação computacional do modelo apresentado na Figura 8.8, obtém-se o comportamento dinâmico do sistema rotativo. A Figura 8.11 apresenta a resposta ao desbalanceamento na massa centralizada do rotor.

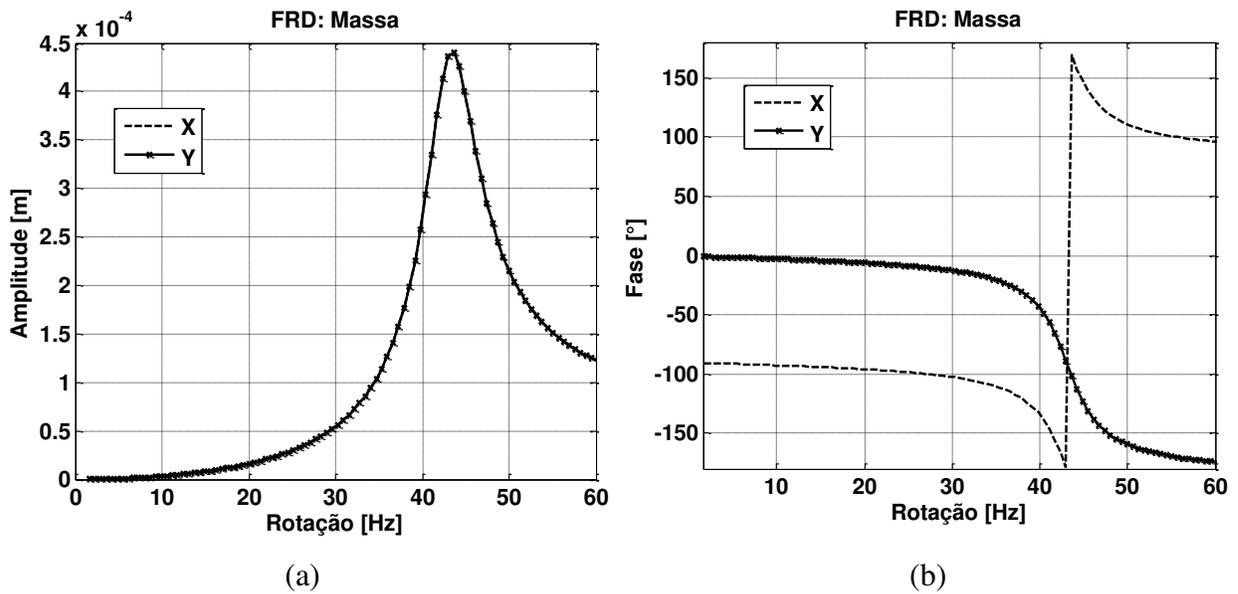


Figura 8.11 – Resposta ao Desbalanceamento na Massa: (a) Amplitude; (b) Fase.

Comparando-se a Figura 8.7 e a Figura 8.11, é possível verificar que a resposta ao desbalanceamento do modelo é similar à resposta obtida experimentalmente. Desta forma, uma vez que o modelo apresentou um comportamento coerente com o fenômeno físico observado, foi realizado um ajuste nos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento dos mancais segmentados e do acoplamento, com o intuito de ajustar esses coeficientes obtidos numericamente e, conseqüentemente, a resposta simulada do modelo. Esta avaliação permite observar o quanto os coeficientes simulados se distanciam dos valores reais (identificados experimentalmente) de forma indireta.

O ajuste desses coeficientes foi realizado a partir da resposta ao desbalanceamento obtida experimentalmente na bancada de teste e numericamente através do modelo simulado. Para isso, foi utilizada uma rotina do *software Matlab*® chamada “*fmincon*”, que tem por objetivo ajustar esses coeficientes visando a encontrar o zero da função objetivo. A função objetiva utilizada nesse ajuste foi a diferença entre a resposta ao desbalanceamento experimental e a resposta numérica, sendo que foi considerado um peso maior nas respostas obtidas nos nós dos mancais. As Figuras 8.12, 8.13, 8.14, 8.15 e 8.16 apresentam as respostas ao desbalanceamento após o ajuste dos coeficientes no lado esquerdo do mancal 1, no lado direito do mancal 1, no

lado esquerdo do mancal 2, no lado direito do mancal 2 e na massa centralizada, respectivamente.

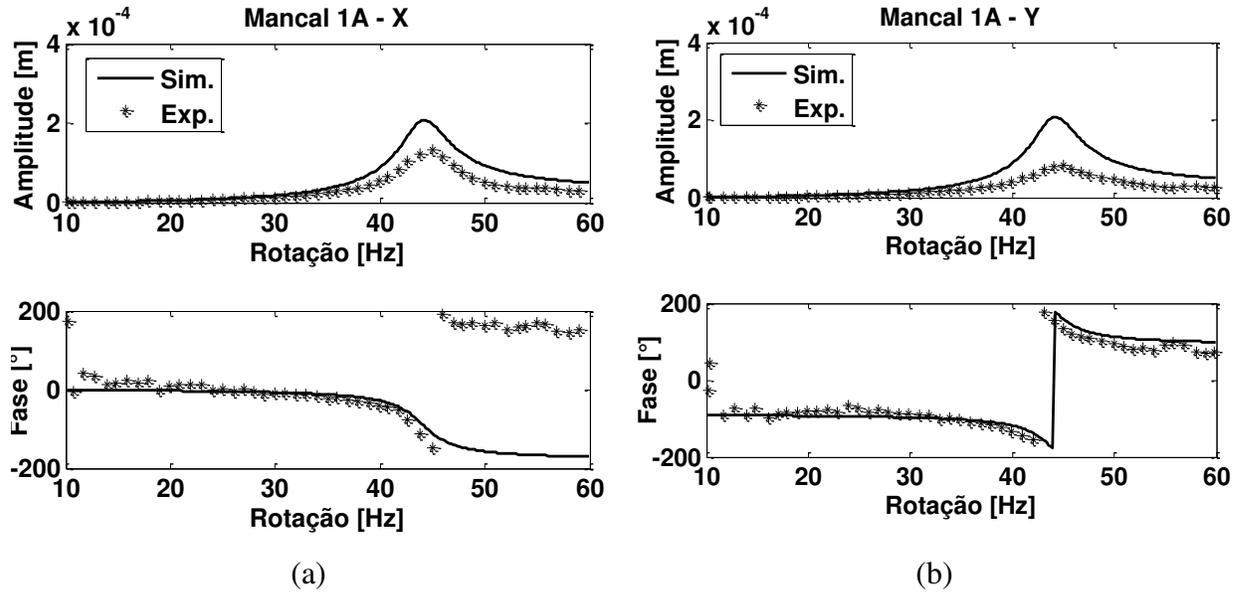


Figura 8.12 – Resposta ao Desbalanceamento no Manca 1 (lado A): (a) Direção X; (b) Direção Y.

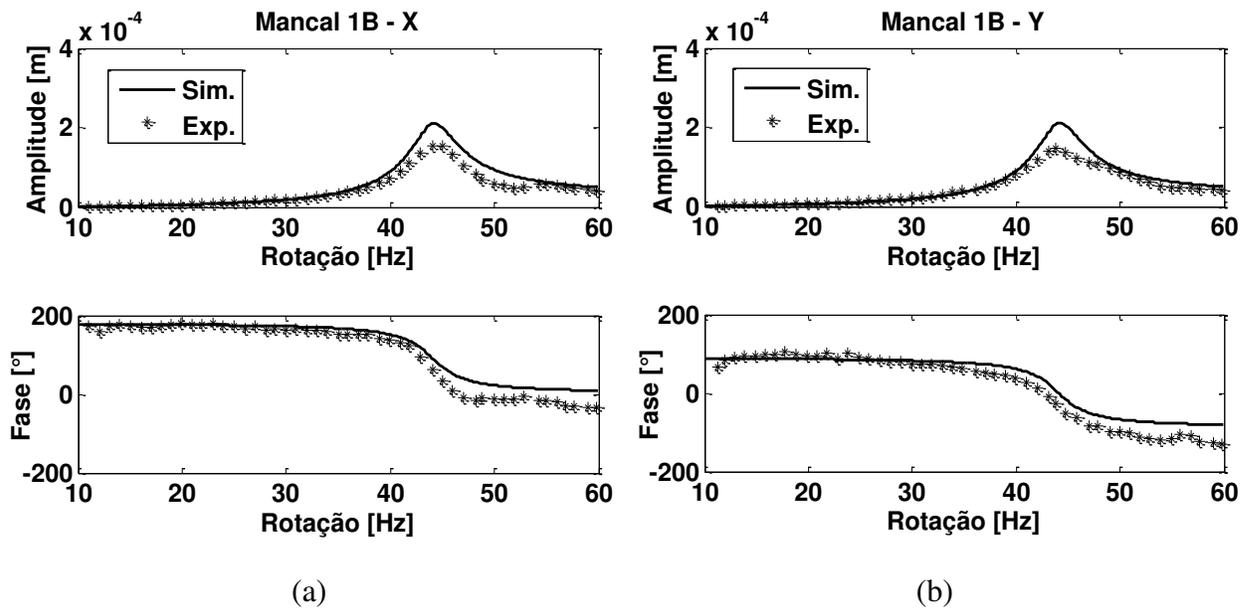
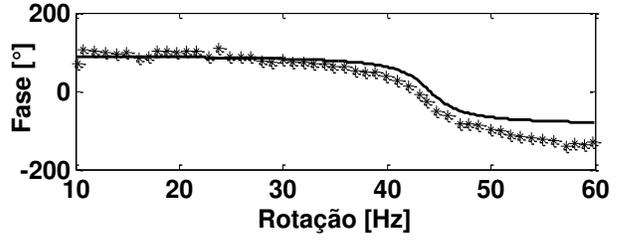
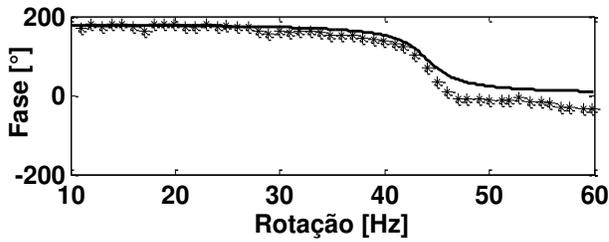
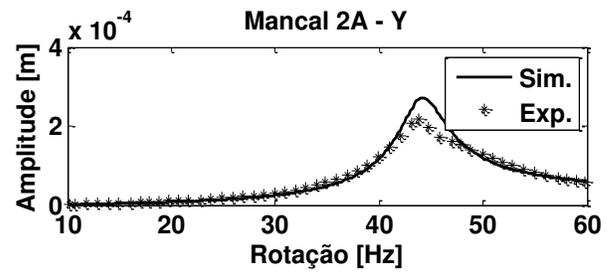
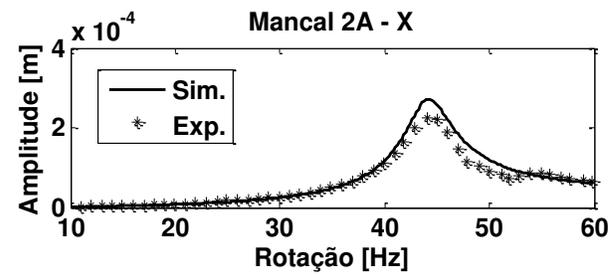


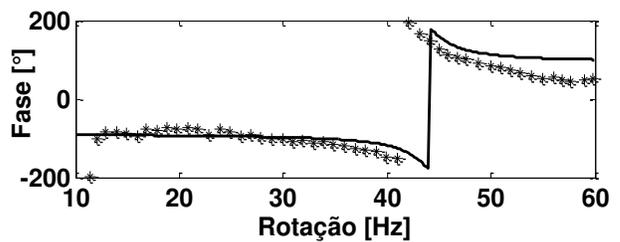
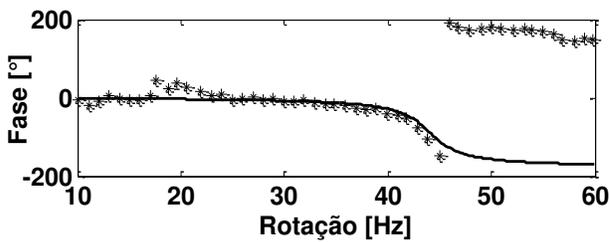
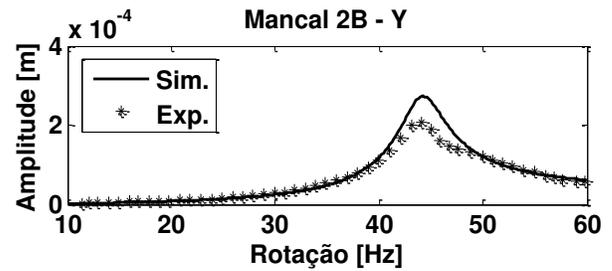
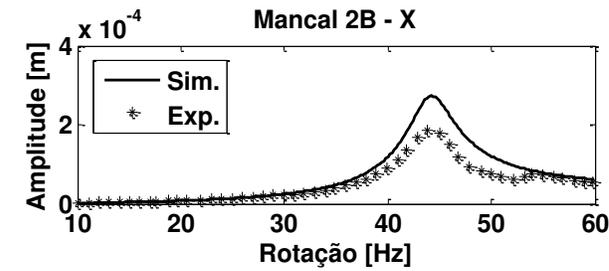
Figura 8.13 – Resposta ao Desbalanceamento no Manca 1 (lado B): (a) Direção X; (b) Direção Y.



(a)

(b)

Figura 8.14 – Resposta ao Desbalanceamento no Mancal 2 (lado A): (a) Direção X; (b) Direção Y.



(a)

(b)

Figura 8.15 – Resposta ao Desbalanceamento no Mancal 2 (lado B): (a) Direção X; (b) Direção Y.

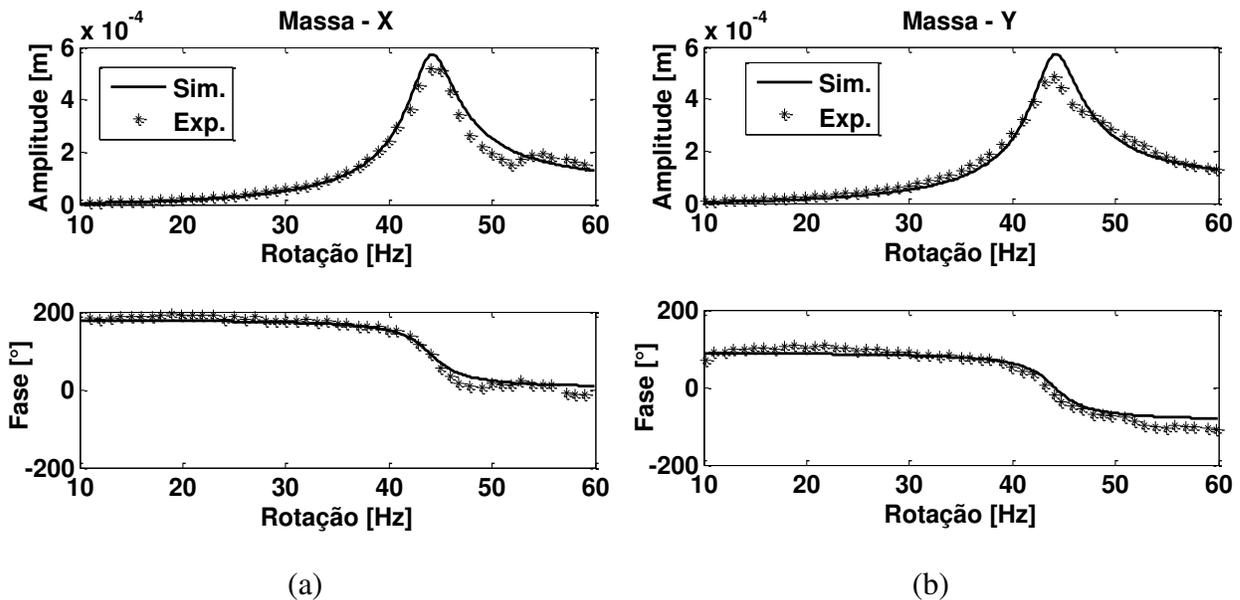


Figura 8.16 – Resposta ao Desbalanceamento na Massa: (a) Direção X; (b) Direção Y.

De acordo com as figuras anteriores, é possível verificar que os resultados experimentais e simulados apresentaram boa correlação. Além disso, observa-se ainda que os resultados obtidos no mancal 1 apresentam maiores diferenças que os apresentados no mancal 2, devido principalmente à influência do acoplamento no comportamento dinâmico do rotor. Por fim, observa-se também que a melhor correlação foi obtida na resposta da massa, pois apresentam menores diferenças entre a resposta simulada e a resposta experimental, tanto para a amplitude quanto para a fase.

A Figura 8.17 e Figura 8.18 apresentam os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento dos mancais ajustados para o mancal segmentado 1 e 2, respectivamente. Quando comparado com os coeficientes numéricos que foram utilizados como estimativa inicial (Figura 8.9 e Figura 8.10), é possível verificar que os coeficientes ajustados praticamente não sofreram alteração. De fato, foi possível verificar durante o ajuste dos coeficientes, que a rotina “*fmincon*” do *software Matlab*® não localizou valores outros dos coeficientes que resultassem em menores diferenças entre a resposta simulada e experimental, indicando assim que os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos numericamente representam uma boa estimativa para os coeficientes dos mancais segmentados. Por esse motivo, quase não houve

variação entre os valores dos coeficientes obtidos numericamente e os ajustados através da resposta ao desbalanceamento simulada e experimental.

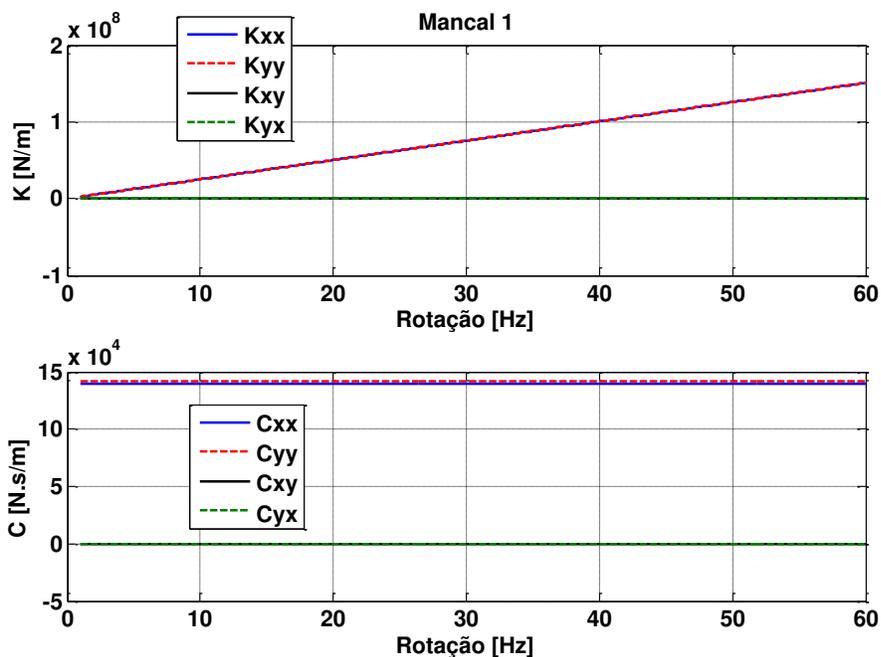


Figura 8.17 – Coeficientes equivalentes de Rigidez e de Amortecimento no Manca 1.

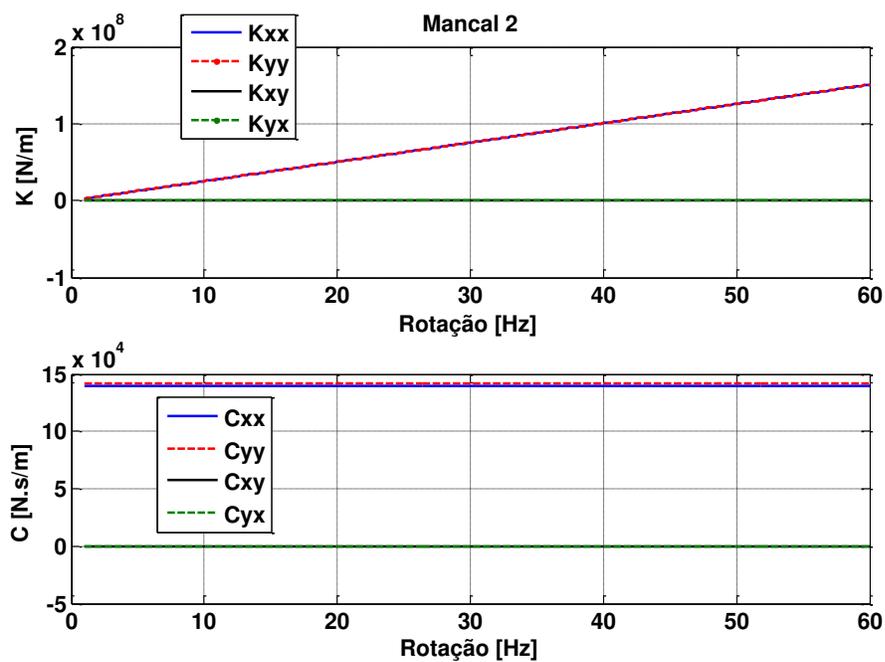


Figura 8.18 – Coeficientes equivalentes de Rigidez e de Amortecimento no Manca 2.

9 Conclusões, Comentários e Etapas Futuras

Este trabalho apresenta uma contribuição à modelagem de mancais hidrodinâmicos segmentados, quando considerada a condição de lubrificação hidrodinâmica e a condição de lubrificação termohidrodinâmica. Diante disso, foram obtidos resultados que permitem avaliar as condições de lubrificação e também representar as características dinâmicas desses mancais.

No desenvolvimento desse trabalho, primeiramente, o mancal segmentado foi modelado considerando-se a condição de lubrificação hidrodinâmica (HD), ou seja, o fluido lubrificante foi considerado isotérmico. Uma vez realizado esse modelo, foram inseridos os efeitos térmicos presentes no fluido lubrificante do mancal, desenvolvendo-se, assim, um modelo considerando a condição de lubrificação termohidrodinâmica (THD).

As simulações computacionais do modelo HD foram confrontadas com resultados da literatura, apresentando uma boa concordância. Os resultados obtidos nessas simulações mostraram que as distribuições de pressões ocorrem de forma simétrica nos segmentos, devido ao movimento angular (ângulo *tilt*) dos segmentos em torno do pivô (momento nulo). Além disso, o balanço de forças devido às distribuições de pressão nos segmentos faz o eixo posicionar-se dentro do mancal de forma centralizada em relação à direção horizontal. Por fim, foram também determinados os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal, mostrando que os coeficientes diretos reduzidos são significativamente maiores que os coeficientes cruzados reduzidos (virtualmente zero) e, conseqüentemente, resulta em condições de estabilidade melhores que as apresentadas em mancais de geometria fixa (mancais multilobulares).

Em relação ao modelo THD, foram realizadas simulações computacionais considerando a fronteira do segmento como temperatura prescrita e como adiabática. Em ambas as considerações, as distribuições de pressão também ocorrem de forma simétrica nos segmentos,

porém as distribuições de temperatura são diferentes. Na consideração de temperatura prescrita, a temperatura máxima ocorre na fronteira de saída, na faixa central da espessura de filme, visto que tanto no eixo quanto no segmento são consideradas temperaturas menos elevadas. Já na consideração adiabática, a temperatura máxima ocorre no canto da fronteira de saída com a fronteira do segmento, pois ambas as fronteiras são consideradas adiabáticas e o calor gerado pela dissipação viscosa tende a ficar armazenado (“preso”) nessa região. Por consequência disso, a condição adiabática apresenta temperaturas maiores que as apresentadas na condição de temperatura prescrita.

Um comportamento comum apresentado nas análises THD (temperatura prescrita e adiabática) é que a máxima temperatura ocorre na saída do segmento mais carregado, pois é nessa região que ocorre a menor espessura de filme lubrificante. Tal comportamento é coerente, pois sabendo-se que a taxa de cisalhamento do fluido é diretamente proporcional ao gradiente de velocidade normal a fronteira, uma menor espessura de filme resulta em maior taxa de cisalhamento e, conseqüentemente, uma maior dissipação viscosa, pois quanto mais carregado está o segmento, menor é a espessura de filme nesse segmento.

Os coeficientes dinâmicos reduzidos obtidos pelos modelos THD diferem dos obtidos pelo modelo HD, devido aos efeitos térmicos e à variação de viscosidade no fluido lubrificante. Os resultados obtidos no modelo HD mostram que os coeficientes diretos reduzidos de rigidez crescem linearmente conforme se aumenta a velocidade de rotação, sendo que esse crescimento é menor no modelo THD. Tal diferença é mais evidente em rotações mais elevadas, pois resultam em maiores temperaturas e, conseqüentemente, menores viscosidades do fluido lubrificante. Esse comportamento é também verificado nos coeficientes diretos reduzidos de amortecimento, pois enquanto no modelo HD tendem a ser praticamente constantes, no modelo THD os coeficientes diretos reduzidos de amortecimento diminuem conforme se aumenta a velocidade de rotação. Além disso, verificou-se que ocorre um crescimento expressivo nos coeficientes cruzados reduzidos obtidos nos modelos THD, pois os efeitos térmicos são mais evidentes nesses coeficientes, devido aos mesmos carregarem também os efeitos térmicos dos coeficientes relacionados ao movimento angular dos segmentos.

Em relação aos coeficientes expandidos (forma completa), os coeficientes cruzados relacionados ao movimento de translação do eixo (movimento no plano) não são nulos. Assim, é possível concluir que o efeito de desacoplamento do mancal segmentado é realizado pelos coeficientes relacionados ao movimento angular dos segmentos (ângulo *tilt*) na forma completa. Consequentemente, o efeito de desacoplamento do mancal segmentado na forma reduzida é realizado pelo efeito do movimento angular do segmento (ângulo *tilt*) principalmente nos coeficientes cruzados reduzidos, fazendo estes termos serem aproximadamente nulos.

A influência dos coeficientes cruzados reduzidos obtidos na lubrificação HD é comumente negligenciada, pois estes coeficientes são significativamente inferiores aos coeficientes diretos reduzidos. Entretanto, para a estimação dos coeficientes a partir da lubrificação THD, os coeficientes cruzados reduzidos podem ser significativos, dependendo dos parâmetros geométricos e das condições de operação, pois ocorre um expressivo aumento nesses coeficientes, conforme se aumenta a velocidade de rotação. Atenção especial deve ser dispensada a esses efeitos em análises de estabilidade de mancais segmentados.

Uma primeira validação experimental realizada neste trabalho mostrou a boa correlação entre as temperaturas obtidas pelo modelo THD com as medidas em uma turbina real durante testes realizados pela empresa Siemens. Com isso, verificou-se que o modelo desenvolvido neste trabalho é promissor para descrever de forma consistente o comportamento de um mancal segmentado na condição de lubrificação termohidrodinâmica.

Uma vez validado o comportamento termohidrodinâmico do mancal (modelo THD), buscou-se avaliar o comportamento dinâmico do mancal, representado no modelo através dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento. Para isso, um ajuste dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento foi realizado a partir da resposta ao desbalanceamento do modelo (numérico) e da resposta ao desbalanceamento obtido experimentalmente na bancada de teste. Diante disso, verificou-se que os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos através do modelo desenvolvido foram adequados para representar o comportamento dinâmico do mancal, visto que esses coeficientes

não sofreram praticamente ajuste durante o processo de otimização a partir da resposta experimental.

9.1 Descrições das Etapas Futuras

A principal contribuição desse trabalho foi o desenvolvimento de um modelo matemático capaz de representar o comportamento de mancais segmentados na condição hidrodinâmica e termohidrodinâmica. Do ponto de vista do comportamento termohidrodinâmico, o modelo desenvolvido permite avaliar as distribuições de pressão, as distribuições de temperatura tanto no plano XY (circunferencial-radial) quanto no plano XZ (circunferencial-axial), as forças hidrodinâmicas e, conseqüentemente, o lócus (lugar geométrico) do eixo e as posições angulares dos segmentos. Do ponto de vista do comportamento dinâmico, o modelo desenvolvido determina os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento na forma reduzida, síncrona ou não-síncrona, e na forma expandida.

Uma vez desenvolvido um modelo robusto, capaz de fornecer resultados consistentes para os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento de mancais hidrodinâmicos segmentados, novas etapas podem ser realizadas para uma maior contribuição do presente trabalho:

- Identificação experimental dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento de mancal hidrodinâmico segmentado, possibilitando assim validar os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos no modelo desenvolvido.
- Aplicação dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos no modelo desenvolvido para realização de análises de estabilidade em sistemas com mancais hidrodinâmicos segmentados.
- Inserção de novos efeitos no modelo desenvolvido neste trabalho, como, por exemplo, os efeitos térmicos na direção axial do mancal e os efeitos de turbulência no filme lubrificante.

10 Referências Bibliográficas

Plano Decenal de Expansão da Energia 2020 – PDEE 2020, disponível em http://www.epe.gov.br/PDEE/20110602_1.pdf, acesso em 09/09/2011.

Programa de Criação de Bolsas de Estudos no Exterior, disponível em <http://noticias.uol.com.br/politica/2011/04/29/em-pronunciamento-oficial-dilma-promete-75-mil-bolsas-de-estudo-no-exterior.jhtm>, acesso em 09/09/2011.

Plano Decenal de Expansão da Energia 2020 – PDEE 2020, disponível em (http://www.portalpch.com.br/index.php?option=com_content&view=article&id=5477:10062011-plano-decenal-de-expansao-da-energia-2020&catid=1:ultimas-noticias&Itemid=98), acesso em 09/09/2011.

API Technical Publication 684. Tutorial on Rotordynamic: Lateral Critical Speeds, Unbalance Response, Stability, Train Torsionals, and Rotor Balancing, 2nd Edition Draft, 2005.

ACTON, F. S. Numerical Methods That Work, The Mathematical Association of America, USA, 1990, 549p.

ALLAIRE, P. E., PARSELL, J. A., BARRET, L. E., “A pad perturbation method for the dynamic coefficients of tilting pad journal bearing”. *Wear*, v. 72, 1981, p.29-44.

ALVES, D. S., Investigação do Efeito Térmico no Comportamento Dinâmico de Mancais Hidrodinâmicos, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 2011.

- BATHE, K. J., WILSON, E. J. Numerical Methods in Finite Element Analysis. Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey, 1976, 528 p.
- BONCOMPAIN., R.; FILLON., M.; FRENE., J. Analysis of Thermal Effects in Hydrodynamic Bearings, Journal of Tribology, v.108, pp.219-224, 1986.
- BOYD, J., RAIMONDI, A. A. “An analysis of the pivoted-pad journal bearing”. Mech. Eng., v. 75, n. 5, 1953, pp. 380-386.
- BOUARD, L., FILLON, M., FRENE, J. Comparison between three turbulent models – application to thermohydrodynamic performances of tilting-pad journal bearings. Tribology International, Vol. 29, No. 1, pp. 11-18, 1996
- BRANAGAN, L. A. Thermal Analysis of Fixed and Tilting Pad Journal Bearings including Cross-Film Viscosity variations and Deformation, Ph.D dissertation, University of Virginia, Charlottesville, Virginia, 1988.
- CAMERON, A., “Heat Transfer in Journal Bearings: A Preliminary Investigation”, Proceedings of the 1951 general Discussion on Heat Transfer, Instn. Mech. Engrs., 1951, pp. 194-197.
- CASTRO, H. F., CAVALCA, K. L., NORDMANN, R. “Whirl and whip instabilities in rotor-bearing system considering a nonlinear force model”, Journal of Sound and Vibration, Volume 317, Issues 1-2, 2008, p 273-293.
- COPE, W. F., “A Hydrodynamic Theory of Film Lubrication”, Proc. Roy. Soc., Series A, v.197, 1949, pp.201-217.
- CONSTANTINESCU, V. N. “On the pressure equation for turbulent lubrication”, in Proceedings of the Conference on Lubrication and Wear, IMechE, London, UK, vol. 182–183, 1967, pp. 132–134.

- DANIEL, G. B., ALVES, D. S., CAVALCA, K. L., CRUZ, R. F., “Temperature Influence on the Equivalent Coefficients Estimation for Journal Bearings”, ASME 2010.
- DIMOND, T. YOUNAN, A., ALLAIRE, P. “A Review of Tilting Pad Bearing Theory”, International Journal of Rotating Machinery, Vol. 2011, ID 908469, 2011, 23 p.
- DOUGHTY, S., Mechanics of Machines, John Wiley & Sons, USA, 1988, 467p.
- DOWSON, D., “A Generalized Reynolds Equation for Fluid Film Lubrication”, International Journal of Mechanical Sciences, Volume 4, Issues 2, 1962, pp. 159-170.
- DOWSON, D., MARCH, C. “A Thermohydrodynamic Analysis of Journal Bearings”, Proc. Of IMechE, v.181, n.3, 1966, pp.117-26.
- DOWSON, D., HUDSON, J. D., HUNTER, B., MARCH, C. N., “An Experimental Investigation of the Thermal Equilibrium of Steadily Loaded Journal Bearings”, Proc. Institution of Mechanical Engineers, 181, Part 3B, 1966, pp. 70-80.
- FERRON., J.; FRENE., J.; BONCOMPAIN., R. A Study of the Thermohydrodynamic Performance of a Plain Journal Bearing Comparison Between Theory and Experiments, Transactions of the ASME, v.105, pp.422-428, 1983.
- FITZGERALD, M. K., NEAL, P. B., “Temperature Distribution and Heat Transfer in Journal Bearings”, ASME Journal Tribology, 114, 1992, pp. 122–130.
- FLACK, R. D., ZUCK, C. J. “Experiments on the stability of two flexible rotor in tilting pad journal bearing”. Tribology International, vol. 31, n. 2, 1988, pp. 251-257.
- HAN., T.; PARANJPE., R. S. A Finite Volume Analysis of the Thermohydrodynamic Performance of Finite Journal Bearing, Journal of Tribology, v.112, pp.557-566, 1990.

- HESHMAT, H., PINKUS, O., Mixing Inlet Temperatures in Hydrodynamic Bearings, *Journal of Tribology*, v.108, pp.231-248, 1986.
- HIRS, G. G. “A bulk-flow theory for turbulence in lubricant films”, *Journal of Lubrication Technology*, vol. 95, no. 2, 1973, pp. 137–146.
- HUNTER, W. B., ZIENKIEWICZ, O. C., “Effect of Temperature Variations Across the Lubricant Films in the Theory of Hydrodynamic Lubrication”, *Journal Mech. Eng. Sci.*, v.2, 1960, pp.52-58.
- KRAMER, E., “Dynamics of rotors and foundations”, Springer-Verlag, New York, 381p., 1993.
- KIM, J., PALAZZOLO, A., GADANGI, R. “Dynamic Characteristics of TEHD Tilt Pad Journal Bearing Simulation including Multiple Mode Pad Flexibility Model”, *ASME J. Vibr. Acoust.*, 117(1), 1995, pp. 123-135.
- KNIGHT, J. D., BARRET, L. E. “Analysis of Tilting Pad Journal Bearing with Heat Transfer Effects”, *ASME J. Tribol.*, 110(1), 1988, pp. 128-133.
- LALANNE, M., FERRARIS, G., “Rotordynamics Prediction in Engineering”, John Wiley & Sons, England, 266 p., 1998.
- LIE, Y. YOU-BAI, X., JUN, Z., DAMOU, Q. “Experiments on the destabilizing factors in tilting pad bearings”. *Tribology International*, vol. 22, n. 5, 1989, pp. 329-334.
- LUND, J. W., “Spring and Damping Coefficients for the Tilting Pad Journal Bearing”, *ASLE Trans.*, Vol. 7, 1964, pp. 342-352.

LUND, J. W., HANSEN, P. K., “An Approximate Analysis of the Temperature Conditions in a Journal Bearing. Part I: Theory”, ASME Journal of Tribology, 106, 1984, pp.228-236.

LUND, J. W., HANSEN, P. K., “An Approximate Analysis of the Temperature Conditions in a Journal Bearing. Part II: Applications”, ASME Journal of Tribology, 106, 1984, pp. 237-245.

LUND, J., “Review of the Concept of Dynamic Coefficients for Fluid Film Journal Bearings”, ASME Journal of Tribology, vol. 109, 1987, pp. 37- 41.

MALISKA, C. R., "Transferência de Calor e Mecânica dos Fluidos Computacional", 2ª Edição, Livros Técnicos e Científicos Editora SA, Rio de Janeiro, RJ, Brasil, 2004.

MENDES, R. U., “Desenvolvimento de um sistema de atuação magnética para excitação de sistemas rotativos”, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 119 p. 2011. Dissertação (Mestrado).

MITSUI, J., YAMADA, T., A Study of the Lubricant Film Characteristics of Journal Bearings (Part 1, A Thermohydrodynamic Analysis with Particular Reference to the Viscosity Variation within Lubricant Film), Bulletin of the JSME, v.22, n.172, pp.1491-1498, 1979.

MITSUI, J., A Study of the Lubricant Film Characteristics of Journal Bearings (Part 2, Effects of Various Design Parameter on Thermal Characteristics of Journal Bearings), Bulletin of the JSME, v.25, n.210, pp.1982-2017, 1982a.

MITSUI, J., A Study of the Lubricant Film Characteristics of Journal Bearings (Part 3, Effects of the Film Viscosity Variation on the Dynamic Characteristics of Journal Bearings), Bulletin of the JSME, v.25, n.210, pp.2018-2029, 1982b.

MORTON, P. G., Unstable Shaft Vibrations Arising from Thermal Effects due to Oil Shearing Between Stationary and Rotating Elements, IMechE, pp.383-391, 2008.

MUSZYNSKA, A. Rotordynamics, Taylor & Francis, Vol. 1, Nevada-USA, 2005, pp. 1055.

NELSON, H. D., McVAUGH, J. M., “The dynamics of rotor-bearing systems using finite elements”, ASME Journal of Engineering for Industry, Vol. 98, n. 2, pp. 593-600, 1976.

NELSON, H. D., “A finite rotating shaft element using Timoshenko beam theory”, ASME Journal of Mechanical Design, Vol. 102, n. 4, pp. 793-803, 1980.

NEWKIRK, B. L., LEWIS, J. F. Shaft Whipping due to Oil Action in Journal Bearings, General Electric Review, 1925, pp. 559-568.

NICHOLAS, J. C. “Lund’s Tilting Pad Journal Bearing Pad Assembly Method”, Journal of Vibration and Acoustics, Vol. 125, 2003, pp. 448-454.

NICHOLAS, J. C. Lund’s Tilting Pad Journal Bearing Design, Rotating Machinery Technology, Inc., 2005, 16 p.

NICOLETTI, R., Efeitos Térmicos em Mancais Segmentados Híbridos – Teoria e Experimento, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1999.

OCVIRK, E W., “Short bearing approximation for full journal bearings”, *National Advisory Committee for. Aeronautics*, Technical Note 2808, Cornell University, 1952.

ORCUTT, F. K. “The Steady-State and Dynamic characteristics of the Tilting-pad Journal Bearing in Laminar and Turbulent Flow Regimes”, ASME J. Lubr. Technol., 89(3), 1967, pp. 392-404.

- PARANJPE, R. S.; HAN., T. A Transient Thermohydrodynamic Analysis Including Mass Conserving Cavitation for Dynamically Loaded Journal Bearing, *Journal of Tribology*, v.117, pp.369-378, 1995.
- PETROFF, N. P., “Friction in Machines and the Effect of Lubricant”, *Inzenernii Zhurnal*, St. Petersburg, 1883, Vol. 1, pp. 71-140, Vol. 2, pp. 228-279, Vol. 3, pp. 377-436, Vol. 4, pp. 535-564. (em Russo).
- PINKUS, O., “Analysis of Elliptical Bearing”, *Transactions of the ASME*, Vol. 78, 1956, pp. 965-973.
- PINKUS, O., “Analysis and Characteristics of Three-Lobe Bearing”, *Journal of Basic Engineering*, 1959, pp. 49-55.
- QIU, Z. L.; TIEU, A. K. “Identification of sixteen force coefficients of two journal bearings from impulse responses”. *Wear*, vol. 212, 1997, pp. 206-212.
- RAIMONDI, A. A., BOYD, J., “A Solution for the Finite Journal Bearing and its Application to Analysis and Design”. In *Transactions of ASLE*, 1 (1), pp. 159-209, in *Lubrication Science and Technology*, Pergamon Press, New York, 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. *Philosophical Transactions of Royal Society of London*, Series A, 1886, Vol. 177, Part 1, pp.157-234.
- RUSSO, F. H., Identificação das Propriedades Dinâmicas de Mancais Segmentados Híbridos – Teoria e Experimento, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1999.

- SANTOS, I. F., On the adjusting of the dynamic coefficients of tilting-pad journal bearings. ASME/STLE Tribology Transactions, v.38, n.3, p.700-706, 1995.
- SANTOS, M. F., Efeitos Térmicos em Mancais Segmentados, Dissertação de Mestrado, Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 1997.
- SOMEYA, T., Journal bearing data book, New York: Springer Verlag, 1989, 230p.
- SOMMERFELD, A, "Zur Hydrodynamischen Theorie der Schmiermittelreibung", Zs. Math. and Phys., Vol. 50, No.1, 1904, pp.97-155.
- SPRINGER, H. Zur Berechnung hydrodynamischer Lager mit Hilfe von Tschebyscheff Polynomen. Forsch. Ing.-Wes, V. 44, N. 4, 1978, p. 119-132.
- SPRINGER, H. Nichtlineare Schwingungen schwerer Rotoren mit vertikaler Welle und Kippsegmentradiallagern. Forsch. Ing.-Wes, V. 45, N. 4, 1979, p. 119-132.
- SPRINGER, H. Dynamische Eigenschaften von Gleitlagern mit Beweglichen Segmenten. VDI-Berichte, N. 381, 1980, p. 177-184.
- TIEU, A. K.; QIU, Z. L. "Identification of sixteen dynamics coefficients of two journal bearings from experimental unbalance responses". Wear, vol. 177, 1994, pp. 63-69.
- TOWER, B., "First report on friction experiments", Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 1883, pp. 632-659.
- TOWER, B., "Second report on friction experiments", Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, 1885, pp. 58-70.

- TUCKMANTEL, F. W. S., “Integração de Sistemas Rotor-Mancais Hidrodinâmicos-Estruturas de Suporte para Resolução Numérica”, Campinas: Faculdade de Engenharia Mecânica, Universidade Estadual de Campinas, 159 p. 2010. Dissertação (Mestrado).
- YAN, Z., WANG, L., QIAO, G., ZHENG, T. “An analytical model for complete dynamical coefficients of a tilting-pad journal bearing”, *Tribology International*, vol. 43, 2010, pp. 7-15.
- ZHANG, Y. Y.; XIE, Y. B., QIU, D. M. “Identification of linearized oil-film coefficients in a flexible rotor-bearing system, part I: Model and Simulation”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 152, 1992a, pp. 531-547.
- ZHANG, Y. Y.; XIE, Y. B., QIU, D. M. “Identification of linearized oil-film coefficients in a flexible rotor-bearing system, part II: Experiment”. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 152, 1992b, pp. 549-559.
- ZHOU, H., ZHAO, S., XU, H., ZHU, J. “An experimental study on oil-film dynamic coefficients”, *Tribology International*, vol. 37, 2004, pp. 245-253.

Apêndice A – Solução da Equação de Energia generalizada nas Fronteiras da Malha Computacional

Na seção 4.2.2.1 foi apresentada a resolução da Equação de Energia para os volumes localizados na região interna da malha computacional. Nesse caso, a determinação da temperatura é realizada a partir da temperatura dos volumes vizinhos, sem depender diretamente das condições de contorno. Entretanto, quando se deseja obter a temperatura para os volumes localizados nos contornos da malha, a resolução da Equação de Energia deve ser realizada considerando a condição adotada no contorno (condição de contorno).

Conforme já mencionado, após a transformação de coordenada, a malha computacional utilizada para determinar a distribuição de temperatura no filme lubrificante pode ser representada por uma superfície retangular (Figura 4.6). Sendo assim, essa malha apresenta 4 contornos: Direito (Leste), Esquerdo (Oeste), Superior (Norte) e Inferior (Sul).

O contorno esquerdo representa a fronteira de entrada do filme lubrificante sobre o segmento analisado, sendo que o fluxo de fluido que passa por essa fronteira vem da região de mistura que precede o segmento. Diante disso, uma suposição comumente utilizada nesse contorno é a condição de temperatura prescrita (Santos, 1997; Nicoletti, 1999), no qual a temperatura prescrita na fronteira é obtida através da consideração de mistura ideal pontual total entre os fluxos do segmento precedente e o fluxo de reposição, conforme mostrado por Nicoletti (Nicoletti, 1999).

O contorno direito representa a fronteira de saída do segmento, sendo assim, o fluxo de fluido que passa por essa fronteira deixa o segmento e entra na região de mistura (região entre segmentos). Devido ao fluxo do fluido no segmento (direção circunferencial) e ao fluxo do fluido de reposição (direção radial), a mistura desses fluxos não ocorre próxima à fronteira de saída, o que permite considerar que não há transferência de calor nessa fronteira. Por esse

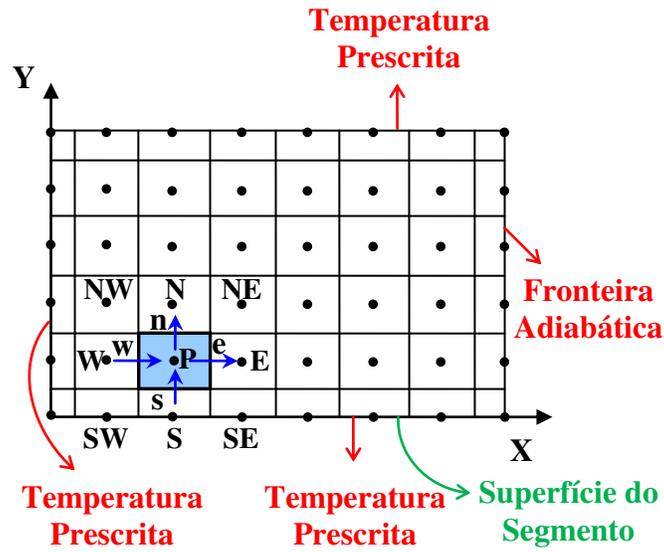
motivo, a condição comumente empregada no contorno direito da malha é a de fronteira adiabática.

O contorno superior representa a fronteira entre o fluido lubrificante e o eixo, sendo que a condição adotada nesse contorno é de temperatura prescrita. Conforme mostrado por Dowson (1966), devido à rotação, o eixo apresenta uma baixa flutuação de temperatura, permitindo considerar seu comportamento como isotérmico. Por isso, adota-se a condição de contorno dessa fronteira como temperatura prescrita.

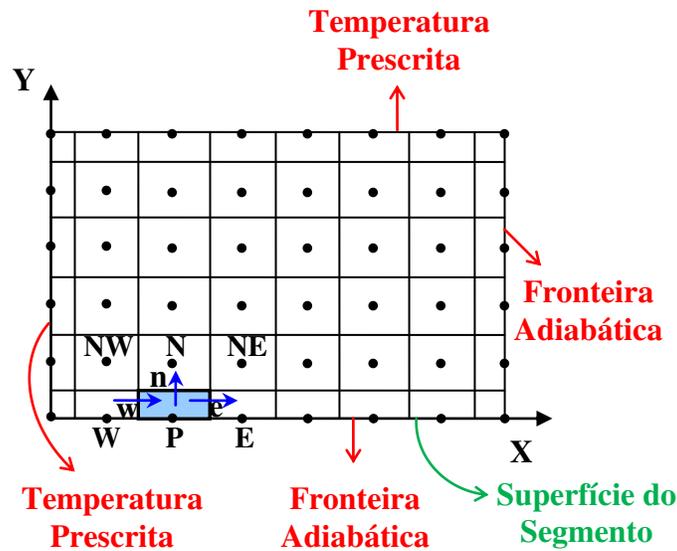
Por fim, o contorno inferior da malha representa a fronteira entre o filme lubrificante e o segmento, sendo que, devido à dificuldade em descrever o comportamento térmico dessa fronteira, duas condições de contorno são comumente utilizadas, conforme pode ser verificado em pesquisas já realizadas nesse tema. A primeira condição, e também a mais simples, considera uma temperatura prescrita, e não necessariamente constante, por toda a superfície do segmento. Entretanto, conforme mostrado por Fitzgerald (Fitzgerald, 1992), a transferência de calor no mancal pode ser negligenciada sem maiores consequências na predição da temperatura de operação no mancal. Com isso, pode-se adotar também a condição de fronteira adiabática no mancal.

Solução da Equação de Energia Generalizada por Volumes Finitos – Aplicação para os Volumes do Contorno Sul da Malha do Mancal Segmentado.

Os esquemas da Figura A.1 apresentam as suposições para as condições de contorno, destacando um volume localizado no contorno inferior da malha.



(a)



(b)

Figura A.1 – Condições de contorno adotadas para os volumes no contorno inferior da malha.

(a) Fronteira Leste: Temperatura Prescrita, (b) Fronteira Leste: Adiabática.

Na condição de temperatura prescrita, a resolução da Equação de Energia é realizada como apresentado na seção 4.2.2.1, sendo que as temperaturas relativas ao sul do segmento (T_S , T_{SE} e T_{SW}) são as temperaturas na superfície do segmento. Assim, nessa condição deve-se

conhecer previamente a temperatura na superfície do segmento para obtenção da distribuição de temperatura no filme lubrificante.

Já na outra condição, os volumes do contorno inferior da malha apresentam condição adiabática na fronteira sul, devido à consideração de que não ocorre troca de calor entre o fluido e a superfície do segmento. Nesse caso, a obtenção da distribuição de temperatura no filme de fluido é realizada sem ter qualquer conhecimento da temperatura na superfície do segmento, visto que a condição considerada é troca de calor nula entre o fluido e o segmento. Assim, nessa seção é apresentada a metodologia utilizada para a resolução da equação de Energia nos volumes da fronteira inferior da malha sob a condição adiabática.

Inicialmente, vale destacar que as Equações (4.40-4.41) também são aplicadas neste caso, pois se referem à transformação de coordenada aplicada na Equação de Energia, levando em consideração os parâmetros geométricos do mancal segmentado.

Conforme mostrado no esquema da Figura A.1(b), o volume localizado no contorno inferior não apresenta troca de calor na fronteira sul, devido à condição adiabática. Assim, a solução da Equação de Conservação apresentada na Equação (4.35) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned}
 & \dot{M}_e \cdot T_e - \dot{M}_w \cdot T_w + \dot{M}_n \cdot T_n - \dot{M}_s \cdot T_s = \\
 & = \left[D_{11} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{12} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_e - \left[D_{11} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{12} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_w + \\
 & + \left[D_{21} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_n + L[\hat{S}]_p \cdot \Delta A
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

No qual:

$$\dot{M}_e = (\rho \cdot U)_e \cdot \frac{\Delta \eta}{2} \tag{A.2a}$$

$$\dot{M}_w = (\rho \cdot U)_w \cdot \frac{\Delta \eta}{2} \tag{A.2b}$$

$$\dot{M}_n = (\rho \cdot V)_n \cdot \Delta \xi \tag{A.2c}$$

$$\dot{M}_s = (\rho \cdot V)_s \cdot \Delta\xi \quad (\text{A.2d})$$

$$D_{11} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{11} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad D_{11e} = \frac{k}{C_p} \cdot J_e \cdot \alpha_{11e} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad D_{11w} = \frac{k}{C_p} \cdot J_w \cdot \alpha_{11w} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad (\text{A.2e})$$

$$D_{12} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{12} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad D_{12e} = \frac{k}{C_p} \cdot J_e \cdot \alpha_{12e} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad D_{12w} = \frac{k}{C_p} \cdot J_w \cdot \alpha_{12w} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad (\text{A.2f})$$

$$D_{21} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{21} \cdot \Delta\xi \quad D_{21n} = \frac{k}{C_p} \cdot J_n \cdot \alpha_{21n} \cdot \Delta\xi \quad (\text{A.2g})$$

$$D_{22} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{22} \cdot \Delta\xi \quad D_{22n} = \frac{k}{C_p} \cdot J_n \cdot \alpha_{22n} \cdot \Delta\xi \quad (\text{A.2h})$$

$$\hat{S} = \frac{S}{J_p} = \frac{1}{J_p} \left(\frac{\mu}{C_p} \Phi \right) \quad (\text{A.2i})$$

$$\Delta A = \Delta\xi \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad (\text{A.2j})$$

Analogamente, reescrevendo a Equação (4.37), obtêm-se as relações para as temperaturas e suas derivadas nas fronteiras dos volumes localizados no contorno inferior da malha.

$$T_e = \frac{3}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_e \right) T_p + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e \right) T_E \right] + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_e \right) T_N + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e \right) T_{NE} \right] \quad (\text{A.3a})$$

$$T_w = \frac{3}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) T_w + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w \right) T_p \right] + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) T_{NW} + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w \right) T_N \right] \quad (\text{A.3b})$$

$$T_n = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n \right) T_p + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) T_N \quad (\text{A.3c})$$

$$T_s = T_p \quad (\text{A.3d})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_e = \bar{\beta}_e \left(\frac{3T_E + T_{NE} - 3T_p - T_N}{4\Delta\xi} \right) \quad (\text{A.3e})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_w = \bar{\beta}_w \left(\frac{3T_P + T_N - 3T_W - T_{NW}}{4\Delta\xi} \right) \quad (\text{A.3f})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_n = \bar{\beta}_n \left(\frac{T_N - T_P}{\Delta\eta} \right) \quad (\text{A.3g})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_e = \frac{T_N + T_{NE} - T_E - T_P}{2\Delta\eta} \quad (\text{A.3h})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_w = \frac{T_N + T_{NW} - T_P - T_W}{2\Delta\eta} \quad (\text{A.3i})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_n = \frac{T_E + T_{NE} - T_W - T_{NW}}{4\Delta\xi} \quad (\text{A.3j})$$

Com isso, substituindo as Equações (A.2) e (A.3) na Equação (A.1), pode-se escrever a solução da Equação de Energia para os volumes com fronteira sul adiabática como:

$$A_p \cdot T_p = A_e \cdot T_E + A_w \cdot T_W + A_n \cdot T_N + A_{ne} \cdot T_{NE} + A_{nw} \cdot T_{NW} + B_T \quad (\text{A.4})$$

Sendo que:

$$A_e = -\frac{3}{4} \dot{M}_e \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e \right) + \frac{3}{4} \frac{D_{11e}}{\Delta\xi} \bar{\beta}_e - \frac{D_{12e}}{2\Delta\eta} + \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (\text{A.5a})$$

$$A_w = \frac{3}{4} \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) + \frac{3}{4} \frac{D_{11w}}{\Delta\xi} \bar{\beta}_w + \frac{D_{12w}}{2\Delta\eta} + \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (\text{A.5b})$$

$$A_n = -\dot{M}_n \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) - \frac{1}{4} \dot{M}_e \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_e \right) + \frac{1}{4} \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w \right) + \frac{D_{11e}}{4\Delta\xi} \bar{\beta}_e + \frac{D_{12e}}{2\Delta\eta} - \frac{D_{11w}}{4\Delta\xi} \bar{\beta}_w - \frac{D_{12w}}{2\Delta\eta} + \frac{D_{22n}}{\Delta\eta} \bar{\beta}_n \quad (\text{A.5c})$$

$$A_{ne} = -\frac{1}{4} \dot{M}_e \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_e \right) + \frac{D_{11e}}{4\Delta\xi} \bar{\beta}_e + \frac{D_{12e}}{2\Delta\eta} + \frac{D_{21n}}{4\Delta\xi} \quad (\text{A.5d})$$

$$A_{nw} = \frac{1}{4} \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) + \frac{D_{11w}}{4\Delta\xi} \bar{\beta}_w - \frac{D_{12w}}{2\Delta\eta} - \frac{D_{21w}}{4\Delta\xi} \quad (\text{A.5e})$$

$$A_p = A_e + A_w + A_n + A_{ne} + A_{nw} \quad (\text{A.5f})$$

$$B_T = L \left[\hat{S} \right]_p \cdot \Delta A \quad (\text{A.5g})$$

Solução da Equação de Energia Generalizada por Volumes Finitos – Aplicação para os Volumes do Contorno Leste da Malha do Mancal Segmentado (Condição Adiabática)

De forma análoga, é possível obter a resolução da Equação de Energia para os volumes localizados no contorno leste da malha do segmento, considerando a condição de contorno aplicada nessa fronteira. Neste caso, a condição de contorno considerada nessa fronteira foi de condição adiabática, assumindo assim que não ocorre troca de calor através da fronteira leste do segmento.

Como já mencionado, essa suposição de fronteira adiabática é empregada em muitos trabalhos (Fitzgerald, 1992; Santos, 1997; Nicoletti, 1999), devido às características de escoamento do fluido no segmento e da condição de reposição do fluido.

Considerando que o fluxo no segmento é predominantemente circunferencial, devido à rotação do eixo, e que a reposição de fluido no mancal é feita radialmente entre os segmentos, a mistura entre o fluido que vem do segmento precedente e o fluido de reposição é realizada na região de entrada do segmento posterior. Assim, esse comportamento tende a corroborar a condição de fronteira adiabática nas fronteiras de saída dos segmentos (contornos lestes). A Figura A.2 apresenta esquematicamente o comportamento descrito anteriormente.

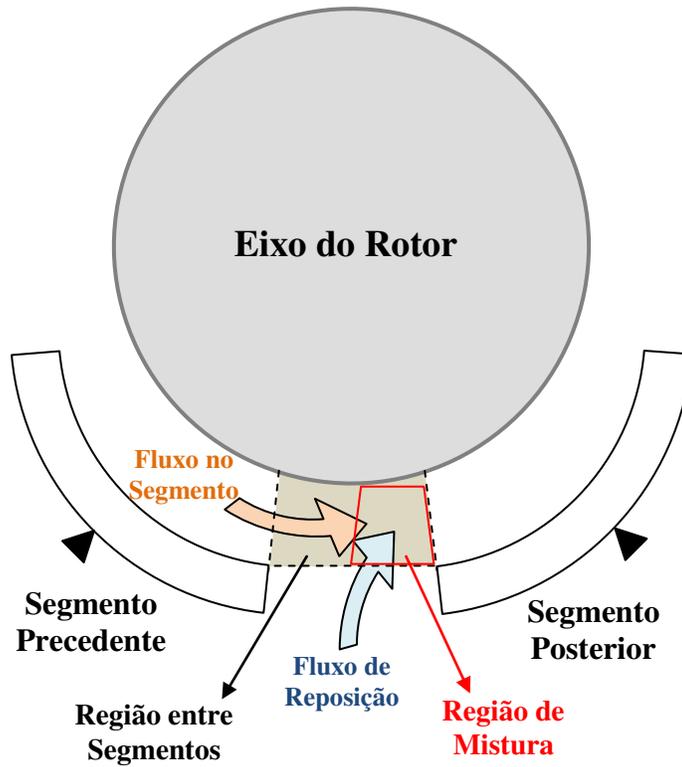


Figura A.2 – Condição de mistura de fluidos entre os segmentos.

A condição de mistura empregada nesse trabalho considera a teoria de mistura ideal pontual, na qual é considerado que, para cada volume de controle na entrada do segmento, todo o fluido presente na folga radial entra em contato com todo o fluido de reposição (Nicoletti, 1999).

$$T_{mist} = \frac{T_{rep} \cdot \dot{m}_{rep} + T_{seg_ant} \cdot \dot{m}_{seg_ant}}{\dot{m}_{rep} + \dot{m}_{seg_ant}} \tag{A.6}$$

Esse tipo de abordagem resulta em uma temperatura de entrada não-uniforme na fronteira de entrada do segmento posterior, fornecendo assim uma das condições de contorno do domínio de análise (malha do segmento). Por esse motivo, pode-se afirmar que a região de mistura (região entre segmentos) é uma região muito importante na análise térmica do mancal, podendo influenciar de forma significativa a distribuição de temperatura estimada no mancal.

Diante disso, o domínio computacional para a resolução da Equação de Energia, juntamente com as suposições adotadas para as condições de contorno, pode ser representado como mostrado na Figura A.3.

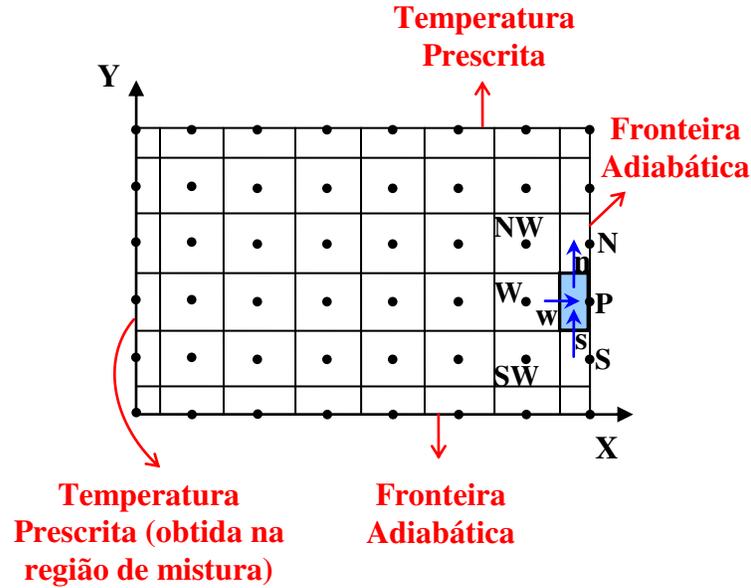


Figura A.3 – Condição de contorno adotada para os volumes no contorno leste da malha:
Fronteira Leste Adiabática.

Conforme mostrado na Figura A.3, o volume localizado no contorno direito da malha não realiza troca de calor através de sua fronteira leste, devido à condição adiabática. Com isso, considerando as Equações (4.40-4.41) que referem à transformação de coordenada, a Equação (4.35) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} & \dot{M}_e \cdot T_e - \dot{M}_w \cdot T_w + \dot{M}_n \cdot T_n - \dot{M}_s \cdot T_s = \\ & = - \left[D_{11} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{12} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_w + \left[D_{21} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_n - \left[D_{21} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_s + L[\hat{S}]_p \cdot \Delta A \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

No qual:

$$\dot{M}_e = (\rho \cdot U)_e \cdot \Delta \eta \quad (\text{A.8a})$$

$$\dot{M}_w = (\rho \cdot U)_w \cdot \Delta\eta \quad (\text{A.7b})$$

$$\dot{M}_n = (\rho \cdot V)_n \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad (\text{A.7c})$$

$$\dot{M}_s = (\rho \cdot V)_s \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad (\text{A.7d})$$

$$D_{11} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{11} \cdot \Delta\eta \quad D_{11w} = \frac{k}{C_p} \cdot J_w \cdot \alpha_{11w} \cdot \Delta\eta \quad (\text{A.7e})$$

$$D_{12} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{12} \cdot \Delta\eta \quad D_{12w} = \frac{k}{C_p} \cdot J_w \cdot \alpha_{12w} \cdot \Delta\eta \quad (\text{A.7f})$$

$$D_{21} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{21} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad D_{21n} = \frac{k}{C_p} \cdot J_n \cdot \alpha_{21n} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad D_{21s} = \frac{k}{C_p} \cdot J_s \cdot \alpha_{21s} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad (\text{A.7g})$$

$$D_{22} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{22} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad D_{22n} = \frac{k}{C_p} \cdot J_n \cdot \alpha_{22n} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad D_{22s} = \frac{k}{C_p} \cdot J_s \cdot \alpha_{22s} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad (\text{A.7h})$$

$$\hat{S} = \frac{S}{J_p} = \frac{1}{J_p} \left(\frac{\mu}{C_p} \Phi \right) \quad (\text{A.7i})$$

$$\Delta A = \frac{\Delta\xi}{2} \cdot \Delta\eta \quad (\text{A.7j})$$

De acordo com a Figura A.3, considerando o volume em destaque no contorno direito, pode-se reescrever a Equação (4.37) como:

$$T_e = T_p \quad (\text{A.9a})$$

$$T_w = \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) T_w + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w \right) T_p \quad (\text{A.8b})$$

$$T_n = \frac{3}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n \right) T_p + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) T_N \right] + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n \right) T_w + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) T_{NW} \right] \quad (\text{A.8c})$$

$$T_s = \frac{3}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s \right) T_S + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_s \right) T_P \right] + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s \right) T_{SW} + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_s \right) T_W \right] \quad (\text{A.8d})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_w = \bar{\beta}_w \left(\frac{T_P - T_W}{\Delta \xi} \right) \quad (\text{A.8e})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_n = \bar{\beta}_n \left(\frac{3T_N + T_{NW} - 3T_P - T_W}{4\Delta \eta} \right) \quad (\text{A.8f})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_s = \bar{\beta}_s \left(\frac{3T_P + T_W - 3T_S - T_{SW}}{4\Delta \eta} \right) \quad (\text{A.8g})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_w = \frac{T_N + T_{NW} - T_S - T_{SW}}{4\Delta \eta} \quad (\text{A.8h})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_n = \frac{T_N + T_P - T_{NW} - T_W}{2\Delta \xi} \quad (\text{A.8i})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_s = \frac{T_P + T_S - T_W - T_{SW}}{2\Delta \xi} \quad (\text{A.8j})$$

Por fim, substituindo as Equações (A.8) e (A.9) na Equação (A.7), obtém-se a solução da Equação de Energia para os volumes do contorno direito da malha como:

$$A_p \cdot T_p = A_w \cdot T_w + A_n \cdot T_n + A_s \cdot T_s + A_{nw} \cdot T_{nw} + A_{sw} \cdot T_{sw} + B_T \quad (\text{A.10})$$

Sendo que os coeficientes A e o termo fonte B_T podem ser escritos como:

$$A_w = \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) - \frac{1}{4} \dot{M}_n \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n \right) + \frac{1}{4} \dot{M}_s \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_s \right) + \frac{D_{11w}}{\Delta \xi} \bar{\beta}_w - \frac{D_{21n}}{2\Delta \xi} - \frac{D_{22n}}{4\Delta \eta} \bar{\beta}_n + \frac{D_{21s}}{2\Delta \xi} - \frac{D_{22s}}{4\Delta \eta} \bar{\beta}_s \quad (\text{A.11a})$$

$$A_n = -\frac{3}{4} \dot{M}_n \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) - \frac{D_{12w}}{4\Delta \eta} + \frac{D_{21n}}{2\Delta \xi} + \frac{3}{4} \frac{D_{22n}}{\Delta \eta} \bar{\beta}_n \quad (\text{A.10b})$$

$$A_s = \frac{3}{4} \dot{M}_s \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s \right) + \frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} - \frac{D_{21s}}{2\Delta\xi} + \frac{3}{4} \frac{D_{22s}}{\Delta\eta} \bar{\beta}_s \quad (\text{A.10c})$$

$$A_{nw} = -\frac{1}{4} \dot{M}_n \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) - \frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} - \frac{D_{21n}}{2\Delta\xi} + \frac{D_{22n}}{4\Delta\eta} \bar{\beta}_n \quad (\text{A.10d})$$

$$A_{sw} = \frac{1}{4} \dot{M}_s \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_s \right) + \frac{D_{12w}}{4\Delta\eta} + \frac{D_{21s}}{2\Delta\xi} + \frac{D_{22s}}{4\Delta\eta} \bar{\beta}_s \quad (\text{A.10e})$$

$$A_p = A_w + A_n + A_s + A_{nw} + A_{sw} \quad (\text{A.10f})$$

$$B_T = L[\hat{S}]_p \cdot \Delta A \quad (\text{A.10g})$$

Solução da Equação de Energia Generalizada por Volumes Finitos – Aplicação para o Volume do Canto Inferior Direito da Malha do Mancal Segmentado (Condição Adiabática em 2 Fronteiras)

Já apresentada a resolução da Equação de Energia para os volumes localizados no interior da malha, no contorno sul da malha e no contorno leste da malha, torna-se necessário descrever a resolução da Equação de Energia para o volume localizado no canto inferior direito da malha. Por esse motivo, nesta seção é apresentada a resolução da Equação de Energia para o volume localizado no canto inferior direito da malha, considerando que esse volume não realiza troca de calor através das fronteiras sul e leste (fronteiras adiabáticas).

A Figura A.4 apresenta o domínio computacional para a resolução da Equação de Energia, destacando um volume localizado no canto inferior direito da malha, cujas fronteiras sul e leste estão submetidas à condição adiabática (sem troca de calor).

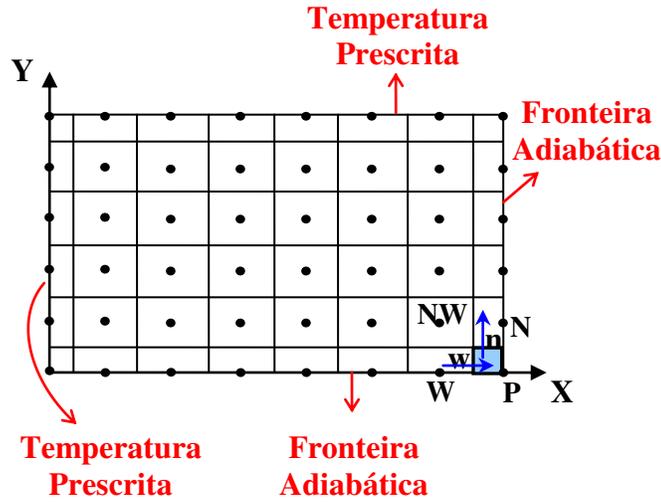


Figura A.4 – Condição de contorno adotada para o volume localizado no canto inferior direito da malha: Fronteiras Leste e Sul Adiabáticas.

Conforme mostrado na Figura A.4, o volume localizado no canto inferior direito não apresenta troca de calor através das fronteiras leste e sul, devido à condição adiabática. Desta forma, considerando as Equações (4.40-4.41) que referem à transformação de coordenada, a Equação (4.35) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \dot{M}_e \cdot T_e - \dot{M}_w \cdot T_w + \dot{M}_n \cdot T_n - \dot{M}_s \cdot T_s = \\ = - \left[D_{11} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{12} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_w + \left[D_{21} \cdot \frac{\partial T}{\partial \xi} + D_{22} \cdot \frac{\partial T}{\partial \eta} \right]_n + L[\hat{S}]_P \cdot \Delta A \end{aligned} \quad (\text{A.12})$$

No qual:

$$\dot{M}_e = (\rho \cdot U)_e \cdot \frac{\Delta \eta}{2} \quad (\text{A.13a})$$

$$\dot{M}_w = (\rho \cdot U)_w \cdot \frac{\Delta \eta}{2} \quad (\text{A.12b})$$

$$\dot{M}_n = (\rho \cdot V)_n \cdot \frac{\Delta \xi}{2} \quad (\text{A.12c})$$

$$\dot{M}_s = (\rho \cdot V)_s \cdot \frac{\Delta \xi}{2} \quad (\text{A.12d})$$

$$D_{11} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{11} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad D_{11w} = \frac{k}{C_p} \cdot J_w \cdot \alpha_{11w} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad (\text{A.12e})$$

$$D_{12} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{12} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad D_{12w} = \frac{k}{C_p} \cdot J_w \cdot \alpha_{12w} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad (\text{A.12f})$$

$$D_{21} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{21} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad D_{21n} = \frac{k}{C_p} \cdot J_n \cdot \alpha_{21n} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad (\text{A.12g})$$

$$D_{22} = \frac{k}{C_p} \cdot J \cdot \alpha_{22} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad D_{22n} = \frac{k}{C_p} \cdot J_n \cdot \alpha_{22n} \cdot \frac{\Delta\xi}{2} \quad (\text{A.12h})$$

$$\hat{S} = \frac{S}{J_p} = \frac{1}{J_p} \left(\frac{\mu}{C_p} \Phi \right) \quad (\text{A.12i})$$

$$\Delta A = \frac{\Delta\xi}{2} \cdot \frac{\Delta\eta}{2} \quad (\text{A.12j})$$

Avaliando a temperatura e a variação de temperatura nas fronteiras do volume localizado no canto inferior direito, pode-se então reescrever a Equação (4.37) como:

$$T_e = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n \right) T_P + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) T_N \right] + \frac{1}{2} T_P = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{3}{2} + \bar{\alpha}_n \right) T_P + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) T_N \right] \quad (\text{A.14a})$$

$$T_w = \frac{3}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) T_W + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w \right) T_P \right] + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) T_{NW} + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w \right) T_N \right] \quad (\text{A.13b})$$

$$T_n = \frac{3}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n \right) T_P + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) T_N \right] + \frac{1}{4} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n \right) T_W + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) T_{NW} \right] \quad (\text{A.13c})$$

$$T_s = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) T_W + \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w \right) T_P \right] + \frac{1}{2} T_P = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) T_W + \left(\frac{3}{2} - \bar{\alpha}_w \right) T_P \right] \quad (\text{A.13d})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_w = \bar{\beta}_w \left(\frac{3T_P + T_N - 3T_W - T_{NW}}{4\Delta\xi} \right) \quad (\text{A.13e})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_n = \bar{\beta}_n \left(\frac{3T_N + T_{NW} - 3T_P - T_W}{4\Delta\eta} \right) \quad (\text{A.13f})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \eta} \right|_w = \frac{T_N + T_{NW} - T_P - T_W}{2\Delta\eta} \quad (\text{A.13h})$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial \xi} \right|_n = \frac{T_N + T_P - T_{NW} - T_W}{2\Delta\xi} \quad (\text{A.13i})$$

Diante disso, substituindo as Equações (A.13) e (A.14) na Equação (A.12), obtém-se a resolução da Equação de Energia para o volume localizado no canto inferior direito, cujas fronteiras sul e leste são adiabáticas, como:

$$A_p \cdot T_p = A_w \cdot T_w + A_n \cdot T_n + A_{nw} \cdot T_{NW} + B_T \quad (\text{A.15})$$

Na qual os coeficientes A e o termo fonte B_T são calculados por:

$$A_w = \frac{3}{4} \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) - \frac{1}{4} \dot{M}_n \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_n \right) + \frac{1}{2} \dot{M}_s \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) + \frac{3}{4} \frac{D_{11w}}{\Delta\xi} \bar{\beta}_w + \frac{D_{12w}}{2\Delta\eta} - \frac{D_{21n}}{2\Delta\xi} - \frac{D_{22n}}{4\Delta\eta} \bar{\beta}_n \quad (\text{A.16a})$$

$$A_n = -\frac{1}{2} \dot{M}_e \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) + \frac{1}{4} \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_w \right) - \frac{3}{4} \dot{M}_n \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) - \frac{3}{4} \frac{D_{11w}}{\Delta\xi} \bar{\beta}_w - \frac{D_{12w}}{2\Delta\eta} + \frac{D_{21n}}{2\Delta\xi} + \frac{3}{4} \frac{D_{22n}}{\Delta\eta} \bar{\beta}_n \quad (\text{A.15b})$$

$$A_{nw} = \frac{1}{4} \dot{M}_w \left(\frac{1}{2} + \bar{\alpha}_w \right) - \frac{1}{4} \dot{M}_n \left(\frac{1}{2} - \bar{\alpha}_n \right) + \frac{D_{11w}}{4\Delta\xi} \bar{\beta}_w - \frac{D_{12w}}{2\Delta\eta} - \frac{D_{21n}}{2\Delta\xi} + \frac{D_{22n}}{4\Delta\eta} \bar{\beta}_n \quad (\text{A.15c})$$

$$A_p = A_w + A_n + A_{nw} \quad (\text{A.15d})$$

$$B_T = L[\hat{S}]_p \cdot \Delta A \quad (\text{A.15e})$$

Apêndice B – Verificação da Consistência e Robustez do Modelo THD

Com o intuito de verificar a consistência e robustez do modelo termohidrodinâmico desenvolvido para determinar os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento em mancais hidrodinâmicos segmentados, simulações computacionais foram realizadas considerando diferentes condições nos erros utilizados nos critérios de paradas, nas perturbações aplicadas para determinação dos coeficientes e na discretização da malha.

A Tabela B.1 apresenta os parâmetros geométricos e as condições de operação usadas comumente nas simulações computacionais. Vale destacar ainda, que as simulações foram realizadas considerando a condição de contorno na superfície do segmento como adiabática.

Tabela B.1 - Parâmetros Geométricos e Condições Operacionais do Mancal Segmentado utilizado nas Simulações Computacionais

Raio do Rotor (R)	0,04937 m
Raio de Curvatura dos Segmentos (R_S)	0,049530 m
Rotação do Rotor (ω)	20 à 265 Hz
Número Total de Segmentos (N)	4
Largura do Segmento (L)	0,056 m
Angulo de Abrangência dos Segmentos (β_0)	60°
Espessura dos Segmentos (h_s)	0,0175 m
Posicionamento dos Pivôs no Mancal ($\phi_j, j=1,2,3,4$)	LOP: 0°, 90°, 180°, 270°
Posicionamento do Pivô no Segmento (<i>offset</i>)	0°
Folga Radial (h_0)	110 μ m
Número de Pontos na Direção x	32
Número de Pontos na Direção z	32
Força na Direção X (F_x)	0 N
Força na Direção Y (F_y)	- 400 N
Viscosidade do Óleo de Referencia (μ_{ref})	0,070 N s/m ²
Temperatura de Referencia (T_{ref})	19°C
Temperatura do Eixo (T_{eixo})	19°C
Temperatura do Óleo de Reposição (T_{rep})	21°C

Para verificar a influência dos erros numéricos utilizados nos critérios de paradas, das perturbações aplicadas para determinação dos coeficientes e da discretização da malha, cinco diferentes casos foram considerados para as simulações computacionais. Esses diferentes casos são apresentados a seguir:

Caso 1:

Critérios de Paradas: $\varepsilon_{\text{pressão}}=10^{-7}$, $\varepsilon_{\text{temperatura}}=10^{-3}$, $\varepsilon_{\text{global}}=10^{-2}$, $\varepsilon_{\text{estático}}=10^{-2}$.

Perturbações para Cálculo dos Coeficientes: $\Delta x=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta y=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \alpha=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \dot{x}=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \dot{y}=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \dot{\alpha}=10^{-3}*\text{ho}$.

Discretização da Malha: $N_X=32$, $N_Y=32$, $N_Z=32$.

Caso 2:

Critérios de Paradas: $\varepsilon_{\text{pressão}}=10^{-11}$, $\varepsilon_{\text{temperatura}}=10^{-10}$, $\varepsilon_{\text{global}}=10^{-9}$, $\varepsilon_{\text{estático}}=10^{-8}$.

Perturbações para Cálculo dos Coeficientes: $\Delta x=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta y=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \alpha=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \dot{x}=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \dot{y}=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \dot{\alpha}=10^{-3}*\text{ho}$.

Discretização da Malha: $N_X=32$, $N_Y=32$, $N_Z=32$.

Caso 3:

Critérios de Paradas: $\varepsilon_{\text{pressão}}=10^{-7}$, $\varepsilon_{\text{temperatura}}=10^{-3}$, $\varepsilon_{\text{global}}=10^{-2}$, $\varepsilon_{\text{estático}}=10^{-2}$.

Perturbações para Cálculo dos Coeficientes: $\Delta x=10^{-4}*\text{ho}$, $\Delta y=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \alpha=10^{-2}*\text{ho}$, $\Delta \dot{x}=10^{-4}*\text{ho}$, $\Delta \dot{y}=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \dot{\alpha}=10^{-2}*\text{ho}$.

Discretização da Malha: $N_X=32$, $N_Y=32$, $N_Z=32$.

Caso 4:

Critérios de Paradas: $\varepsilon_{\text{pressão}}=10^{-7}$, $\varepsilon_{\text{temperatura}}=10^{-3}$, $\varepsilon_{\text{global}}=10^{-2}$, $\varepsilon_{\text{estático}}=10^{-2}$.

Perturbações para Cálculo dos Coeficientes: $\Delta x=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta y=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \alpha=10^{-3}*\text{ho}$, $\Delta \dot{x}=10^{-6}*\text{U}$, $\Delta \dot{y}=10^{-6}*\text{U}$, $\Delta \dot{\alpha}=10^{-6}*\text{U}$.

Discretização da Malha: $N_X=32$, $N_Y=32$, $N_Z=32$.

Caso 5:

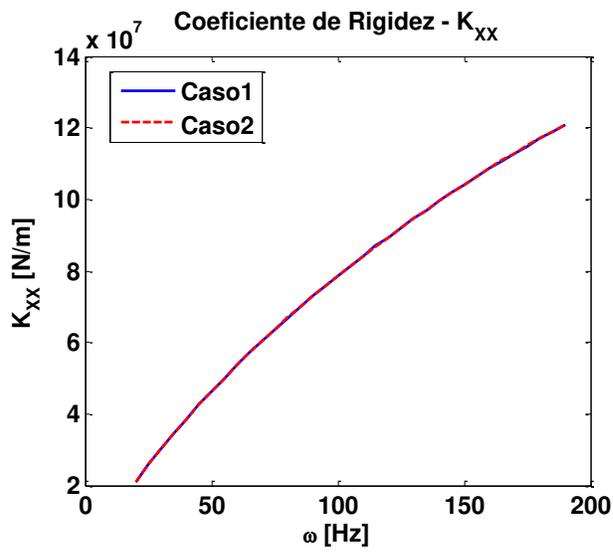
Critérios de Paradas: $\varepsilon_{\text{pressão}}=10^{-7}$, $\varepsilon_{\text{temperatura}}=10^{-3}$, $\varepsilon_{\text{global}}=10^{-2}$, $\varepsilon_{\text{estático}}=10^{-2}$.

Perturbações para Cálculo dos Coeficientes: $\Delta x=10^{-3} \cdot h_0$, $\Delta y=10^{-3} \cdot h_0$, $\Delta \alpha=10^{-3} \cdot h_0$,
 $\Delta \dot{x}=10^{-3} \cdot h_0$, $\Delta \dot{y}=10^{-3} \cdot h_0$, $\Delta \dot{\alpha}=10^{-3} \cdot h_0$.

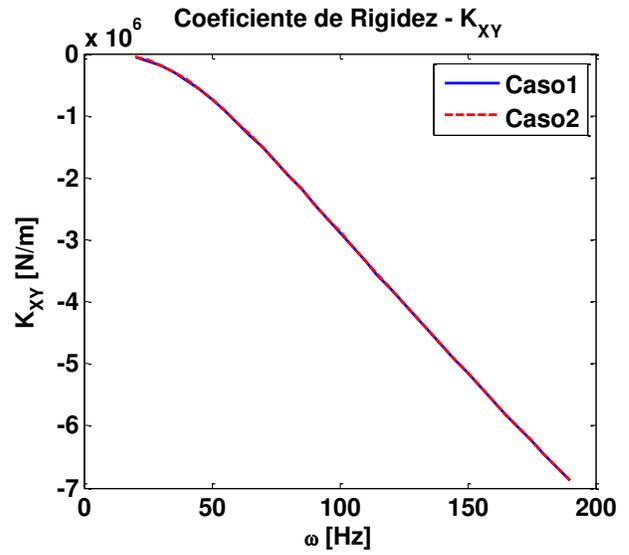
Discretização da Malha: $N_X=64$, $N_Y=64$, $N_Z=64$.

O caso 1 apresenta a condição padrão adotada para as simulações realizadas neste capítulo, sendo que nos demais casos foi considerado a variação de algum dos parâmetros de análise (erros numéricos, perturbações e discretização da malha). Desta forma, pode-se observar que no caso 2 foi considerado um erro numérico significativamente menor que o considerado no caso padrão (caso 1), no caso 3 e caso 4 foram considerados diferentes condições de perturbação em relação ao caso padrão (caso 1) e no caso 5 foi considerado uma diferente discretização da malha em relação ao caso padrão (caso 1).

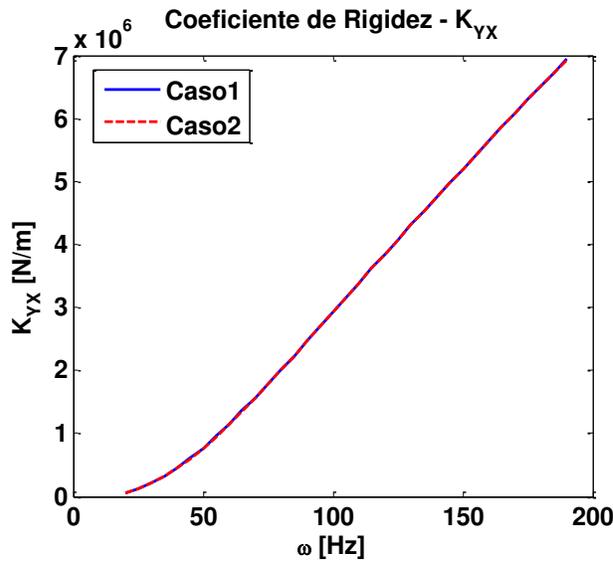
Primeiramente, foram comparados os resultados obtidos nos casos 1 e 2, o que permitiu verificar a influência dos erros numéricos considerados para os critérios de paradas. A seguir são apresentados os gráficos dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos nesses casos.



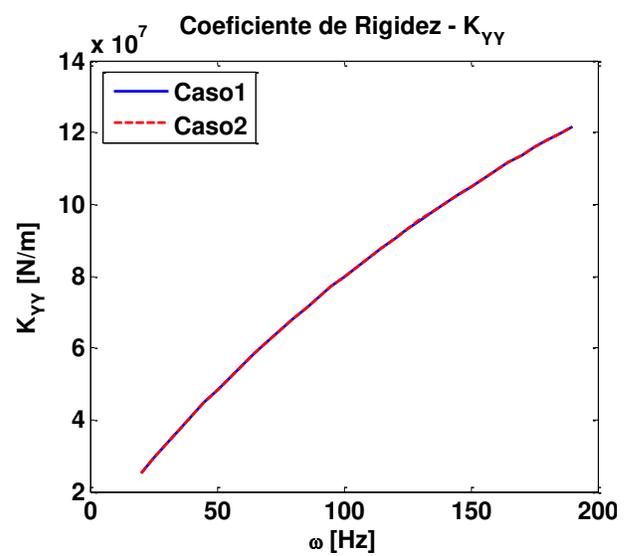
(a)



(b)



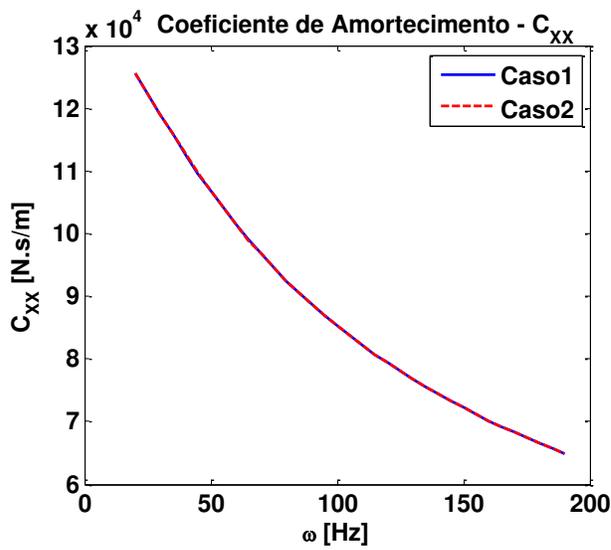
(c)



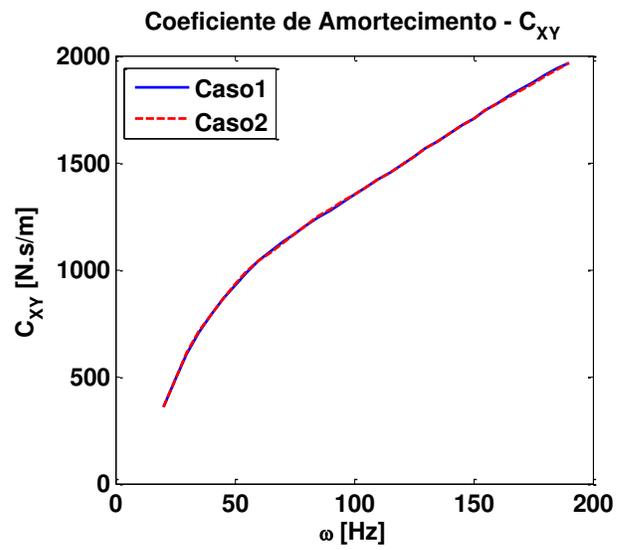
(d)

Figura B.1 - Coeficientes equivalentes de rigidez considerando diferentes erros numéricos. (a)

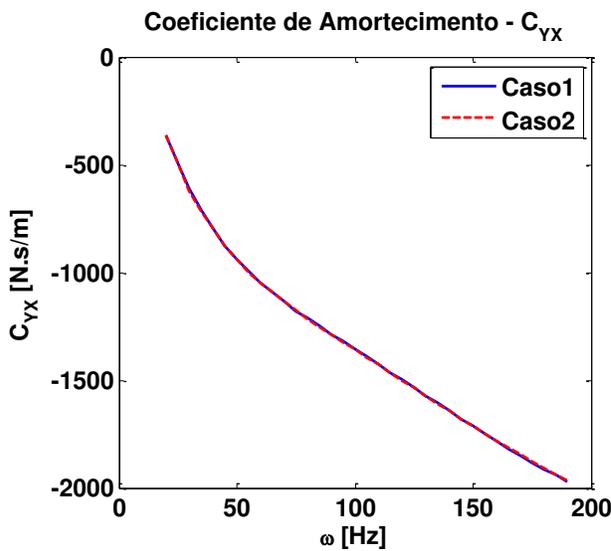
K_{XX} ; (b) K_{XY} ; (c) K_{YX} ; (d) K_{YY} .



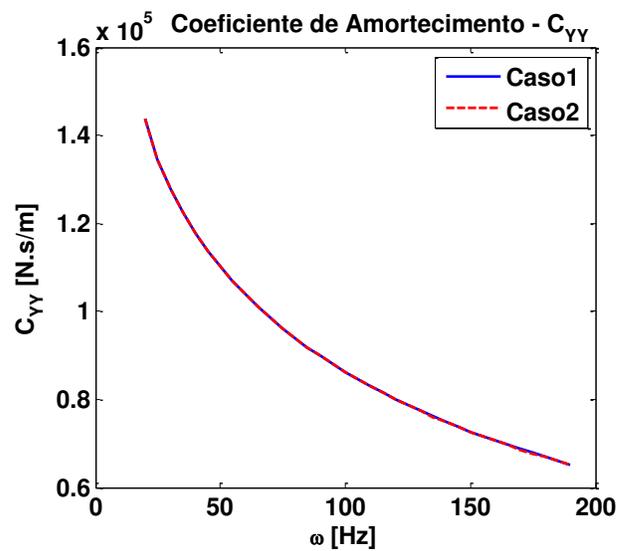
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura B.2 - Coeficientes equivalentes de amortecimento considerando diferentes erros numéricos. (a) C_{XX} ; (b) C_{XY} ; (c) C_{YX} ; (d) C_{YY} .

A partir dos resultados obtidos na Figura B.1 e na Figura B.2 é possível observar que a variação considerada no erro numérico não alterou os resultados dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento, indicando que o erro adotado no caso padrão (caso 1) já é suficiente para obtenção de resultados numéricos consistentes.

Em seguida, foram comparados os resultados obtidos nos casos 1, 3 e 4, tornando-se possível verificar a influência das perturbações consideradas para o cálculo dos coeficientes. A Figura B.3 e a Figura B.4 apresentam os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos nesses casos.

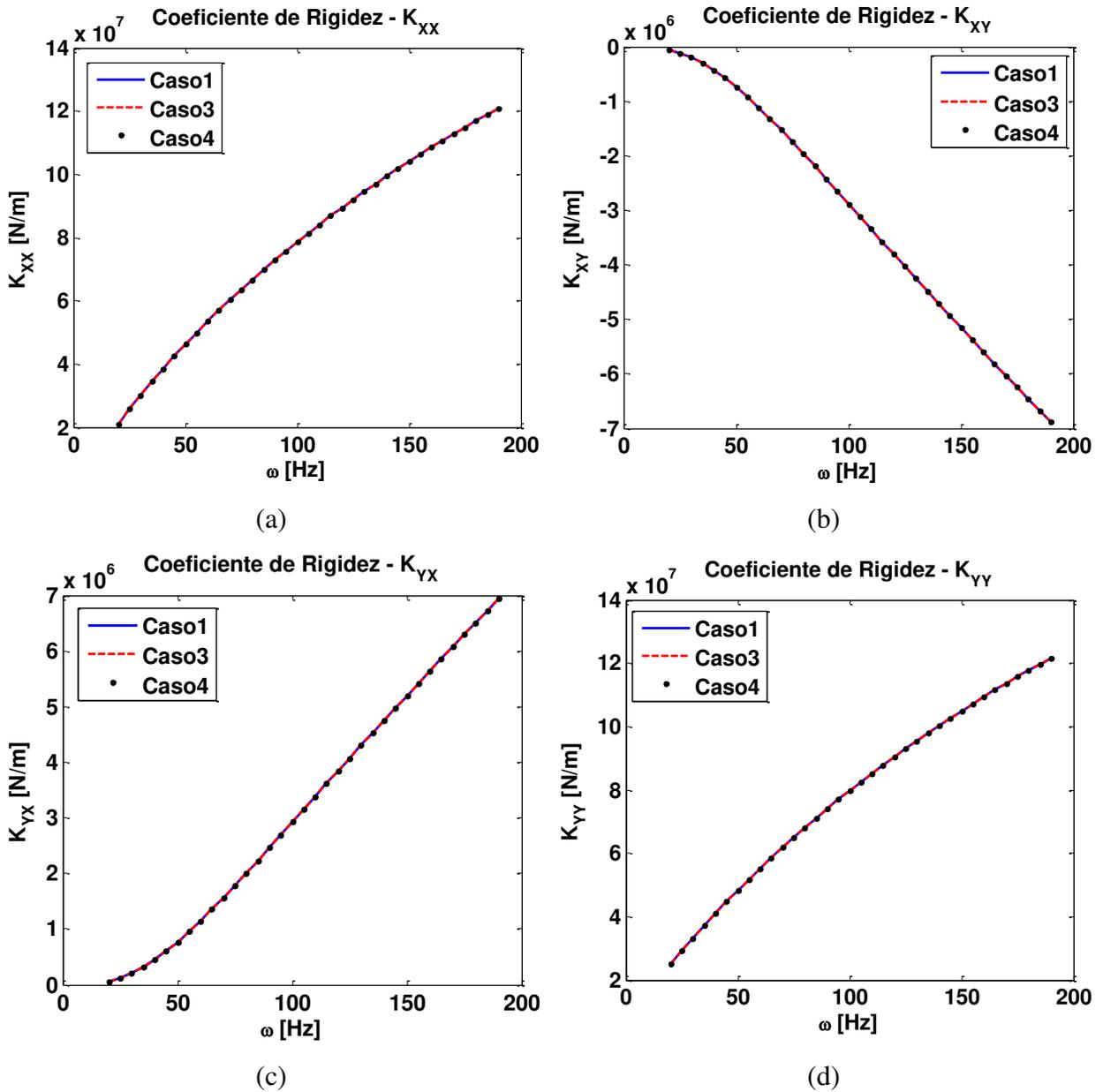


Figura B.3 - Coeficientes equivalentes de rigidez considerando diferentes perturbações.

(a) K_{XX} ; (b) K_{XY} ; (c) K_{YX} ; (d) K_{YY} .

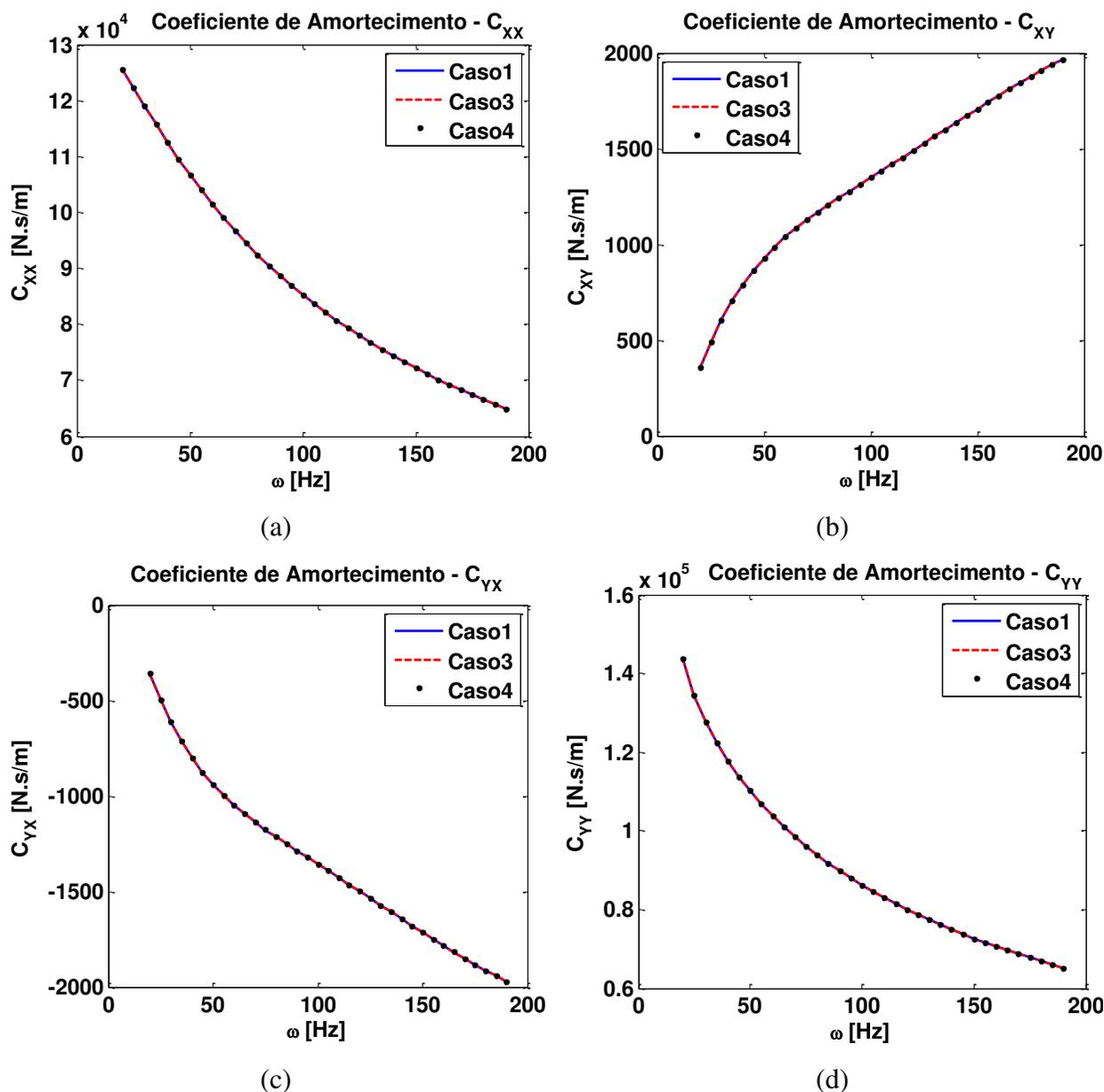


Figura B.4 - Coeficientes equivalentes de amortecimento considerando diferentes perturbações.

(a) C_{XX} ; (b) C_{XY} ; (c) C_{YX} ; (d) C_{YY} .

Conforme apresentado na Figura B.3 e na Figura B.4, os resultados obtidos para os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento são praticamente os mesmos independentemente da condição de perturbação. Assim, pode-se considerar que os casos 1, 3 e 4 apresentam resultados numéricos consistentes para as três diferentes condições de perturbações consideradas.

Por fim, foram comparados os resultados obtidos nos casos 1 e 5, permitindo assim verificar a influência das discretizações consideradas nas malhas para o cálculo dos coeficientes. A seguir são apresentados os gráficos dos coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento obtidos nesses casos.

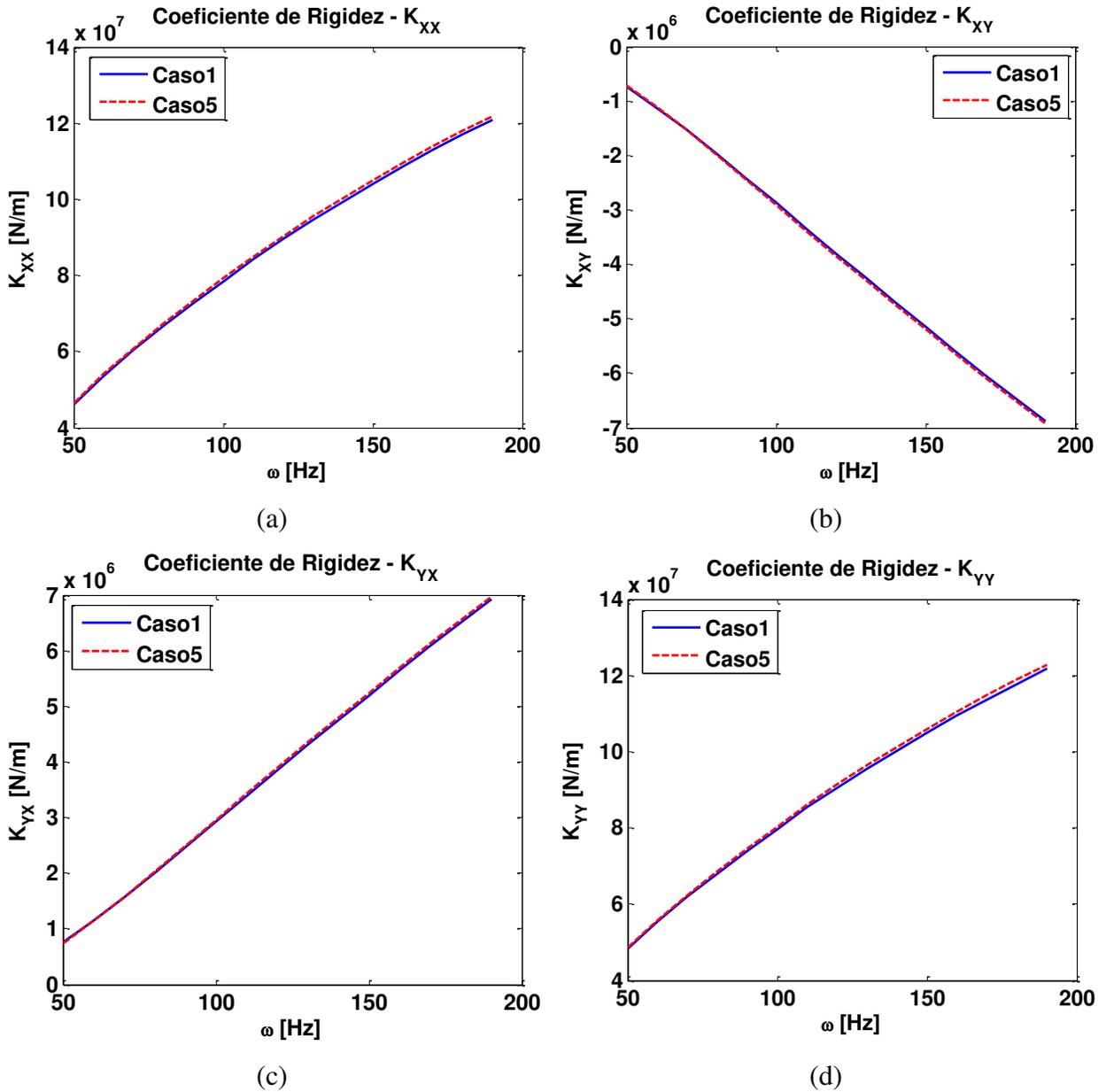
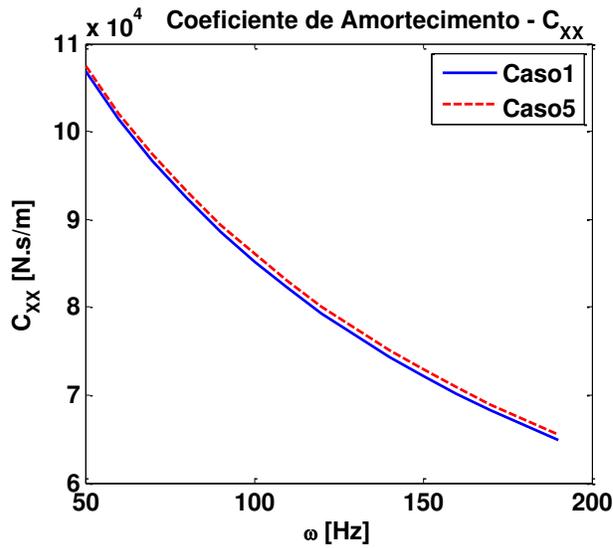
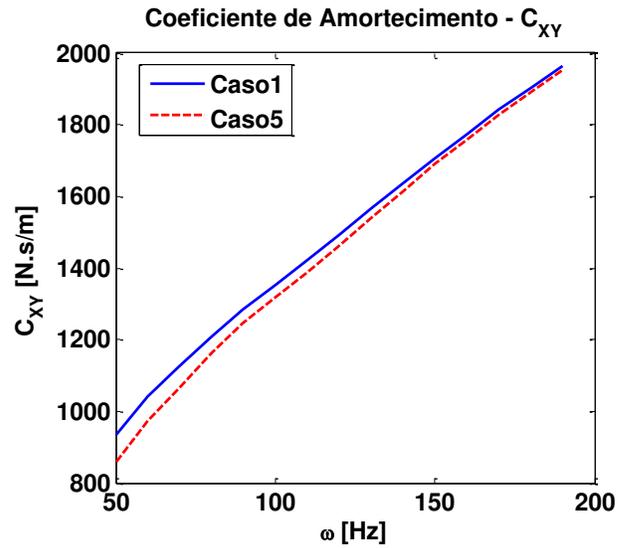


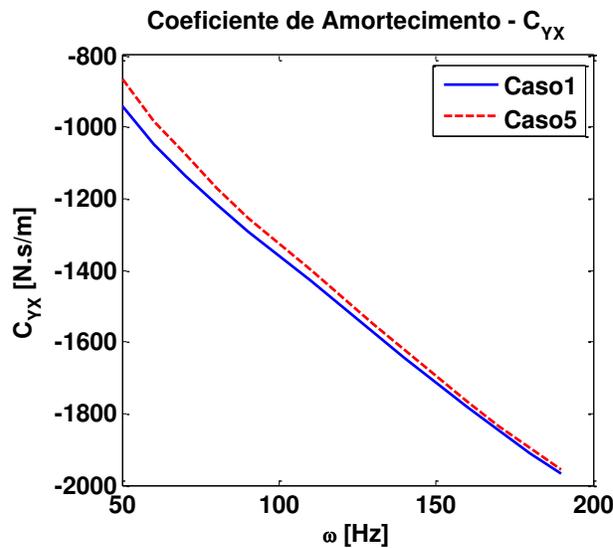
Figura B.5 - Coeficientes equivalentes de rigidez considerando diferentes discretizações da malha. (a) K_{XX} ; (b) K_{XY} ; (c) K_{YX} ; (d) K_{YY} .



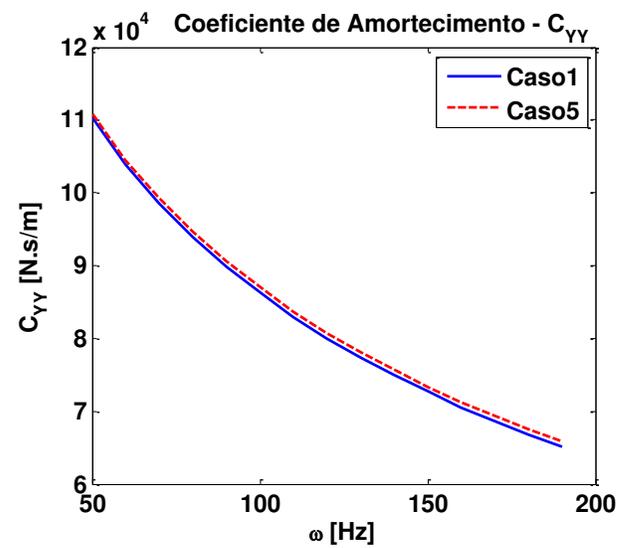
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura B.6 - Coeficientes equivalentes de amortecimento considerando diferentes discretizações da malha. (a) C_{XX} ; (b) C_{XY} ; (c) C_{YX} ; (d) C_{YY} .

Neste caso, quando considerado diferentes discretizações na malha utilizada para obtenção da solução através do método dos volumes finitos, é possível verificar que há uma pequena diferença entre os resultados obtidos. De acordo com a Figura B.5 e a Figura B.6, observa-se que os resultados no caso 5 (malha $64 \times 64 \times 64$) apresentam geralmente valores com

maiores magnitudes que os obtidos no caso 1 (malha 32x32x32). Além disso, é possível observar que as diferenças são maiores nos coeficientes de amortecimento do que nos coeficientes de rigidez. Entretanto, embora ocorra essa diferença entre esses dois casos, tal diferença é muito pequena, mostrando a robustez do modelo desenvolvido neste trabalho.

Por fim, pode-se concluir que o modelo desenvolvido nesse trabalho apresentou uma boa robustez nos testes numéricos apresentados anteriormente, visto que as variações em parâmetros numéricos críticos não afetaram a consistência dos resultados numéricos obtidos, ou seja, não alteraram de forma significativa os coeficientes equivalentes de rigidez e de amortecimento do mancal hidrodinâmico segmentado utilizado nas simulações.

Apêndice C – Resultados Simulados Complementares para o Mancal Segmentado com 4 Segmentos (Capítulo 5)

Com o intuito de complementar os resultados apresentados no capítulo 5, nesta seção são apresentadas as distribuições de pressão e temperatura para os modelos hidrodinâmico, termohidrodinâmico com fronteira adiabática e termohidrodinâmico com temperatura prescrita para o mancal segmentado operando a 25 Hz e 100 Hz.

- Modelo de Lubrificação Hidrodinâmica:

A Figura C.1 mostra a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 25Hz.

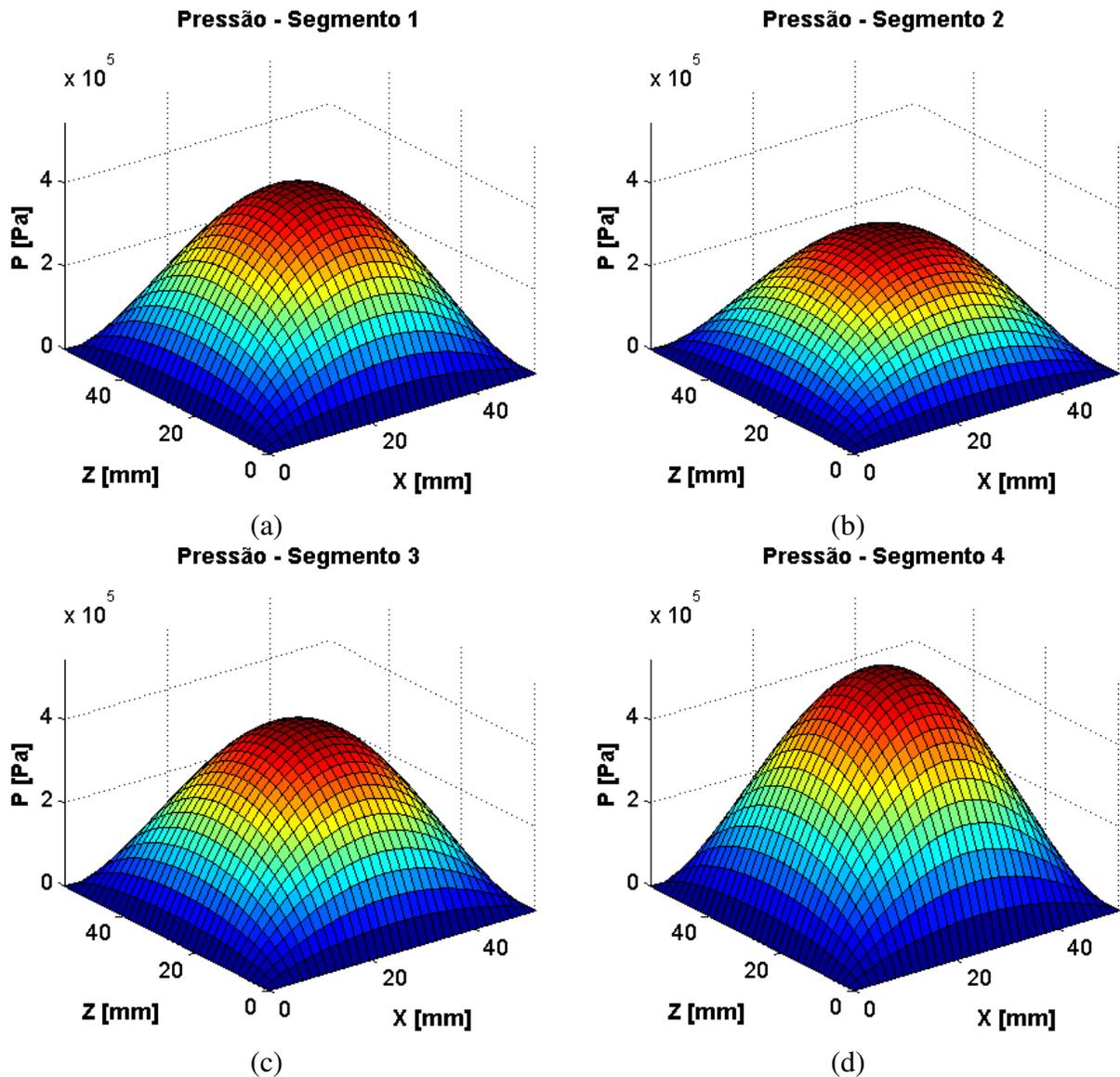


Figura C.1– Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LOP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

De acordo com a Figura C.1, a distribuição de pressão obtida à 25 Hz apresentam o mesmo comportamento que a obtida 200Hz, porém com picos significativamente menores devido a menor velocidade de rotação. Enquanto que a distribuição de pressão à 200Hz apresentam picos de pressão de aproximadamente 2MPa, a distribuição de pressão à 25Hz apresentam picos de pressão de 0,38MPa. Tal comportamento mostra a influência direta da velocidade de rotação na distribuição de pressão.

A Figura C.2 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 100 Hz. Conforme pode ser observado na Figura C.2, a distribuição de pressão obtida à 100 Hz apresentam picos de pressão intermediários de aproximadamente 1MPa, sendo que o comportamento das distribuições nos segmentos se mantém, ou seja, a diferença entre o pico de pressão no segmento 4 e o segmento 2 é igual ao carregamento no mancal e as distribuições de pressão nos segmentos 1 e 3 se anulam.

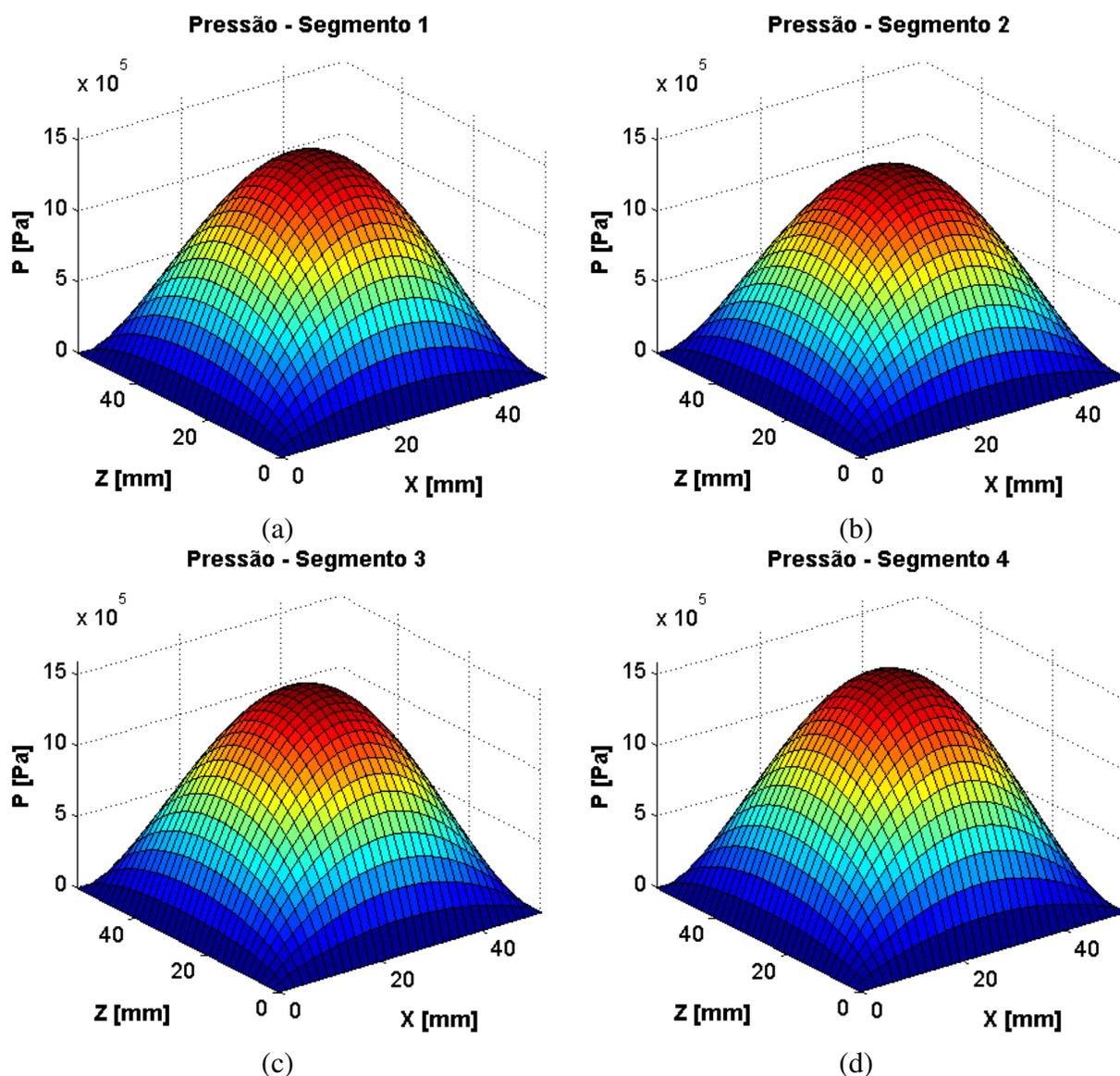


Figura C.2 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LOP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

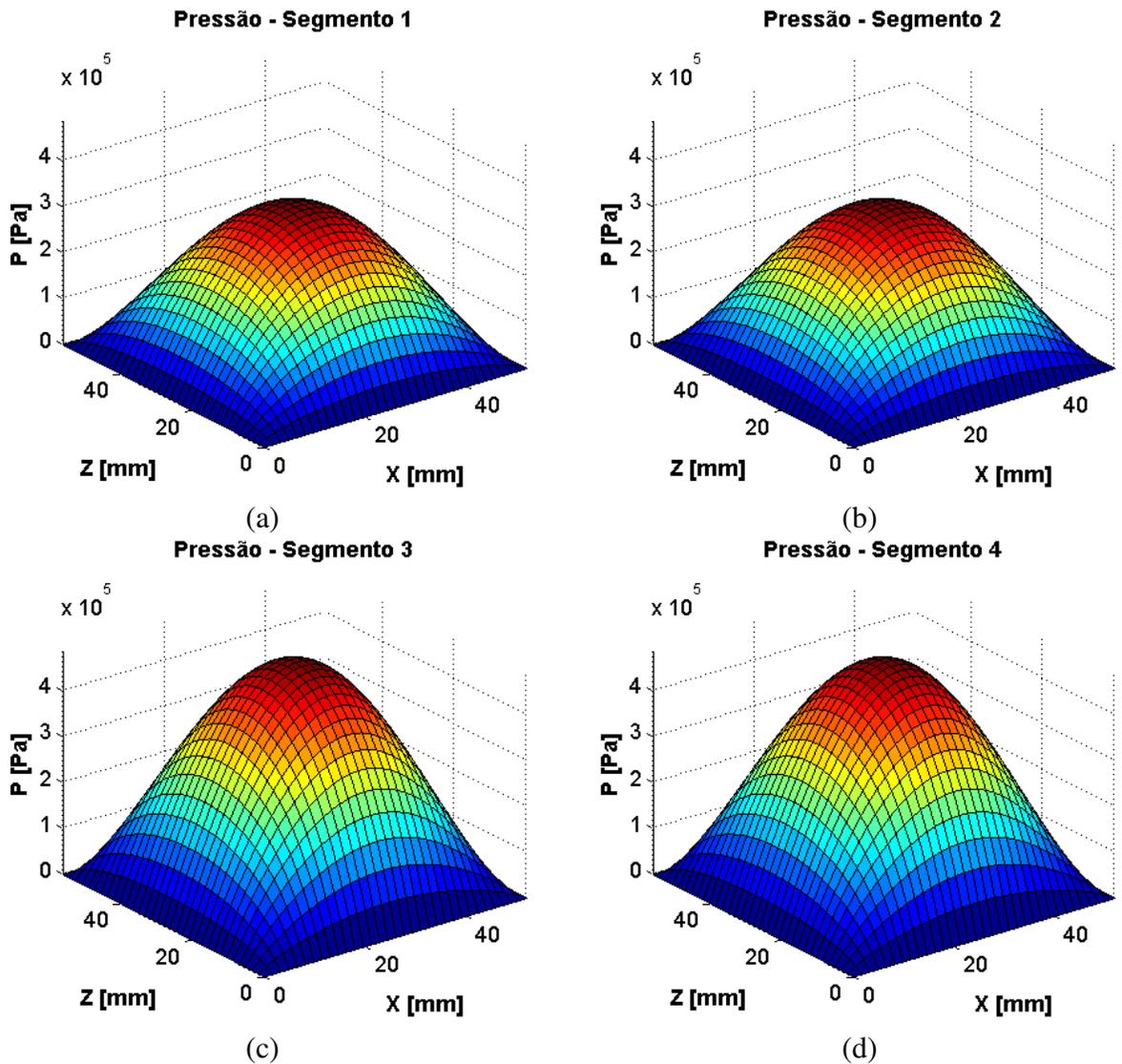


Figura C.3– Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LBP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

A Figura C.3 mostra a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 25 Hz. Também na configuração LBP, a distribuição de pressão obtida no modelo HD à 25Hz apresenta um comportamento similar a distribuição de pressão obtida no modelo HD à 200Hz, reduzindo apenas os picos de pressão devido a menor velocidade de rotação. Por fim, vale salientar que a configuração LBP apresenta menor pico máximo de pressão quando comparado com a configuração LOP. Enquanto os segmentos 3 e 4 da configuração LBP apresentam picos de pressão de

aproximadamente 0,32 MPa, o segmento 4 da configuração LOP apresenta pico de pressão de aproximadamente 0,38 MPa, como pode ser verificado nas Figuras C1 e C3, respectivamente.

A Figura C.4 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 100Hz.

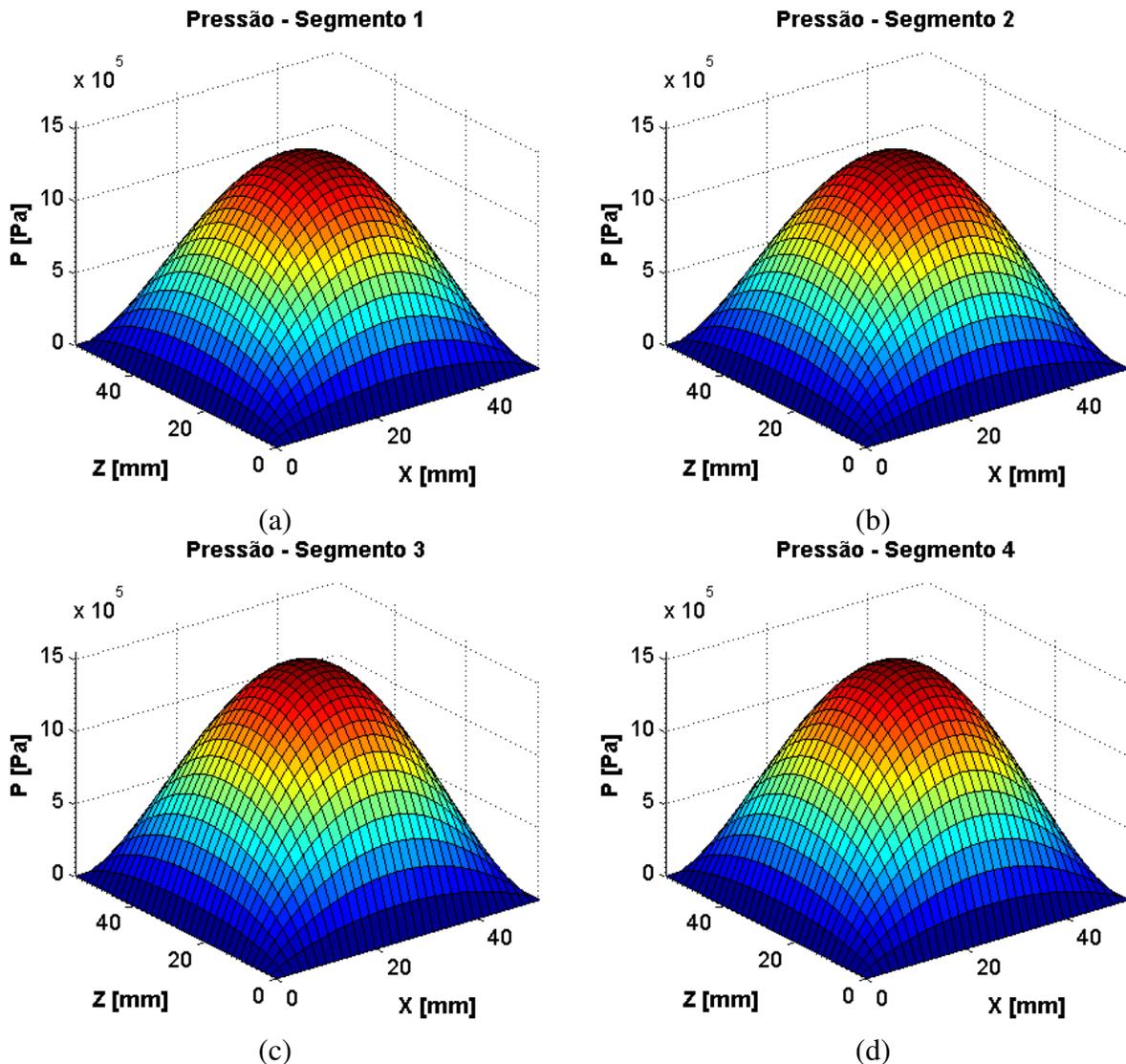


Figura C.4 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Hidrodinâmica na Configuração LBP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Conforme pode ser observado na Figura C.4, a distribuição de pressão obtida à 100 Hz apresentam picos de pressão intermediários de aproximadamente 1MPa, sendo que o comportamento das distribuições nos segmentos se mantém

- Modelo de Lubrificação Termohidrodinâmica (THD1): Condição de fronteira adiabática

A Figura C.5 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 25 Hz.

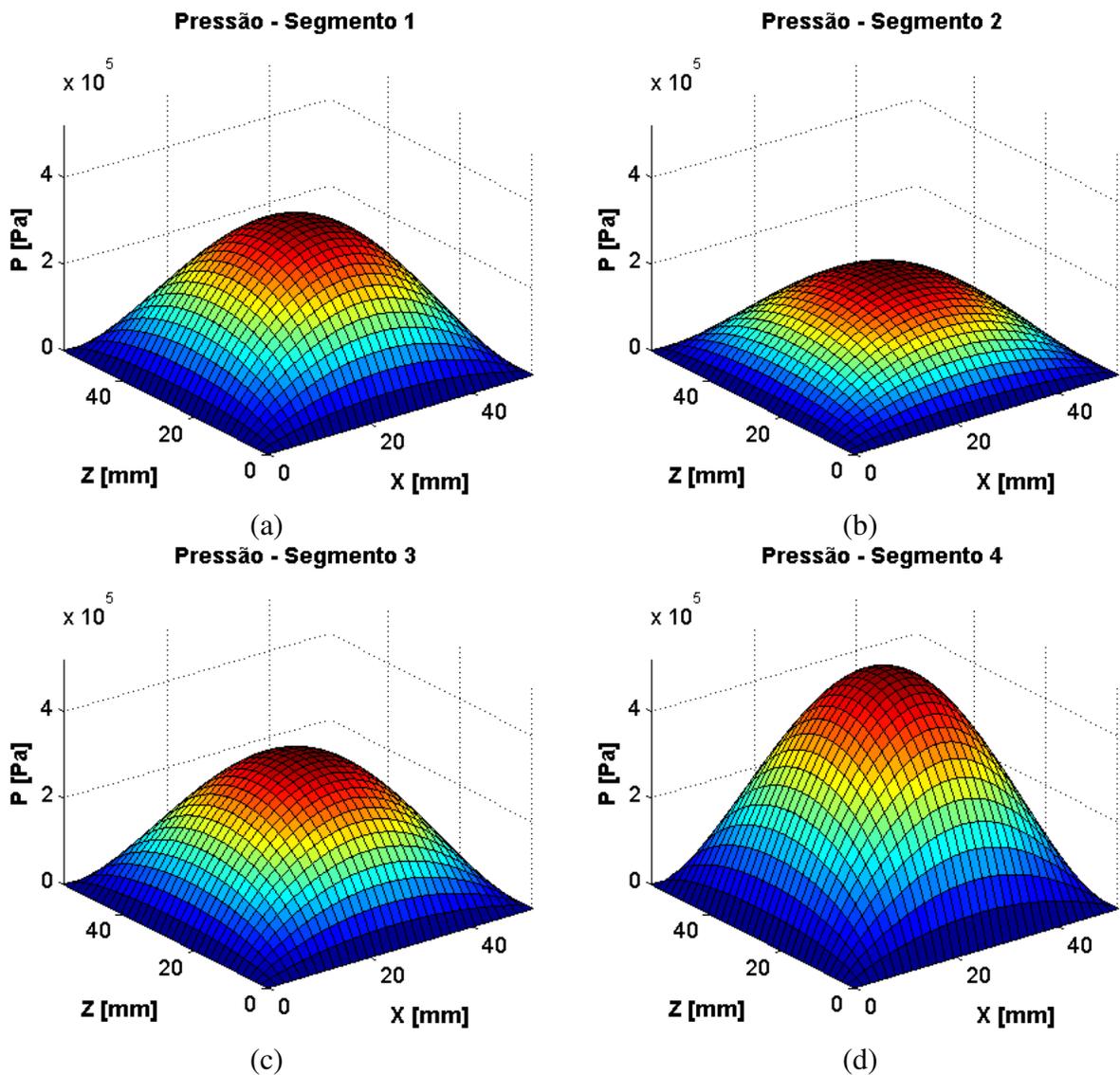


Figura C.5– Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

A Figura C.5 apresenta a distribuição de pressão nos segmentos, considerando o mancal segmentado na configuração LOP, cujo comportamento é similar ao obtido no mancal segmentado LOP através da lubrificação hidrodinâmica. Entretanto, na condição de lubrificação termohidrodinâmica, as distribuições de pressão apresentam picos inferiores, devido à diminuição da viscosidade no filme lubrificante causada pelo aumento da temperatura. Além disso, pode-se observar ainda que as distribuições de pressão obtidas à 25Hz apresentam picos de 0,38MPa, enquanto que as distribuições de pressão obtidas à 200Hz apresentam picos de aproximadamente 1,2 MPa.

A Figura C.6 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 25Hz. Conforme pode ser observado na Figura C.6, a distribuição de temperatura obtida à 25 Hz apresenta menor alteração de temperatura, embora o comportamento da distribuição seja o mesmo. A partir de um aumento de 8 vezes na velocidade de rotação (25Hz para 200Hz), obteve-se um aumento de aproximadamente 3,7 vezes na máxima temperatura do filme lubrificante (30°C para 110°C). Vale destacar que, o aumento da velocidade de rotação gera um maior cisalhamento do filme lubrificante e, conseqüentemente, uma maior dissipação viscosa.

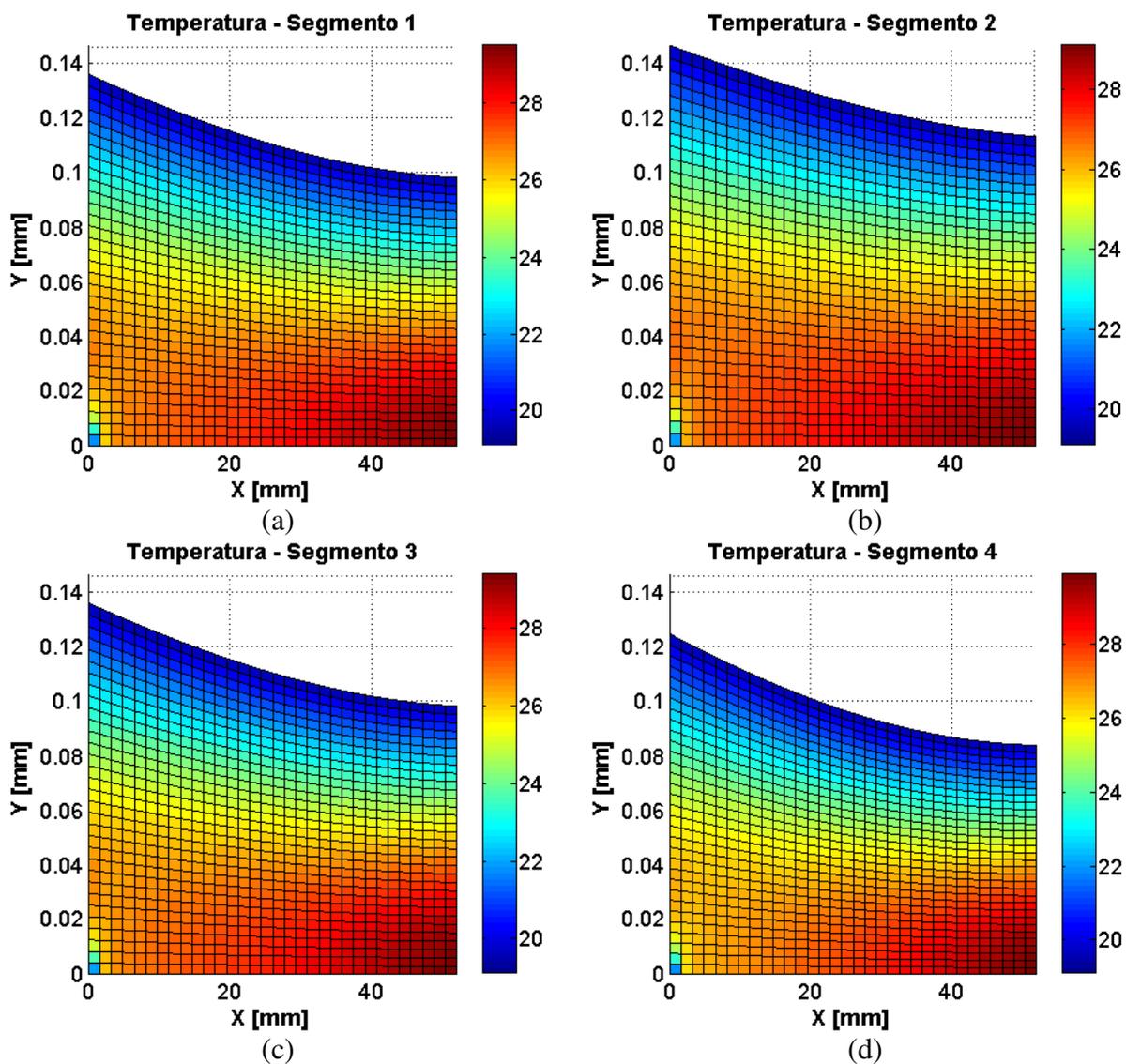


Figura C.6– Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

A Figura C.7 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 100Hz.

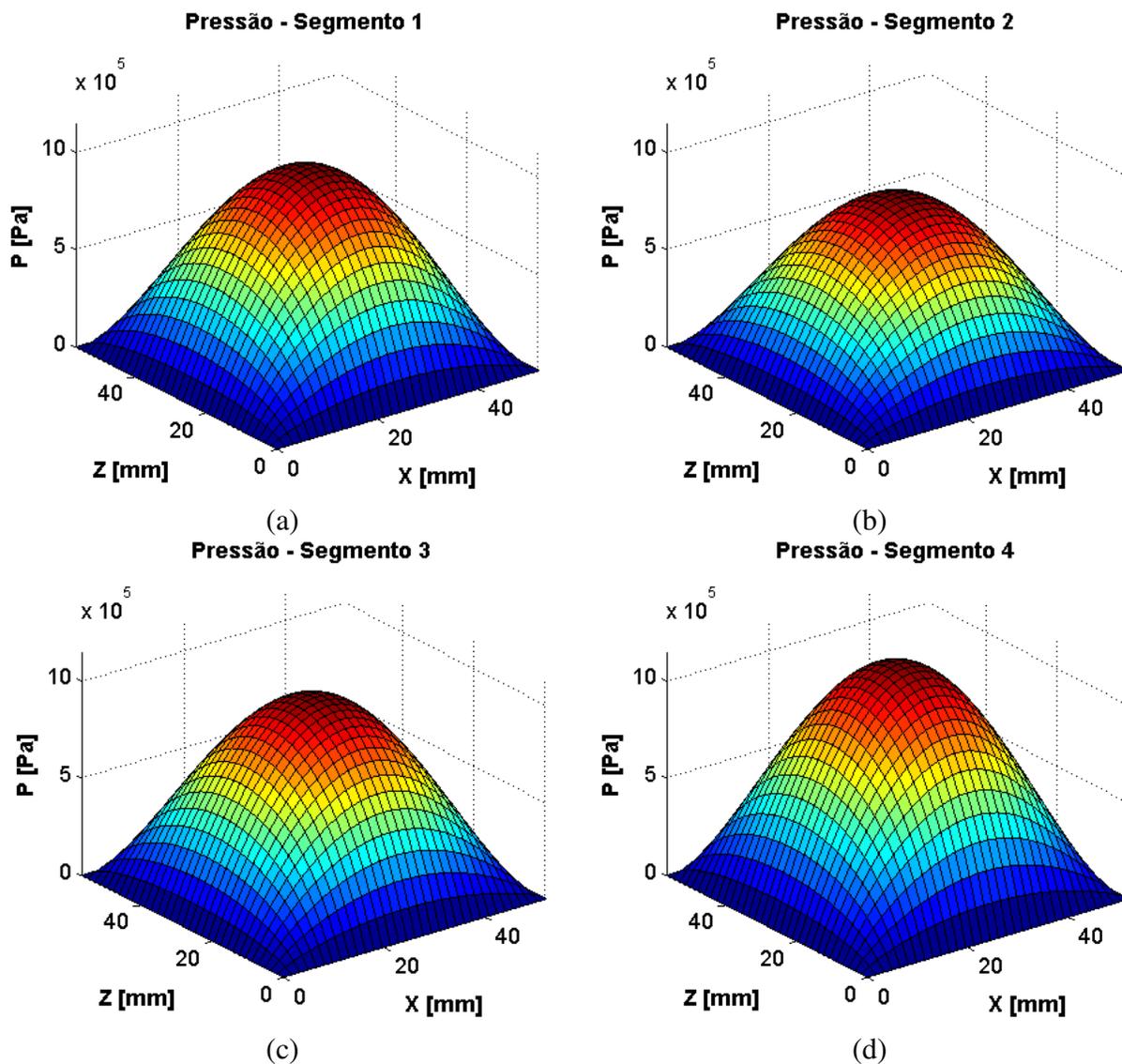


Figura C.7 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Como mostrado na Figura C.5 e Figura C.7, comparando-se as distribuições de pressão obtidas pela lubrificação termohidrodinâmica à 25Hz e 100Hz, é possível verificar que as distribuições de pressão obtidas à 100Hz apresentam valores mais elevados, devido ao aumento da velocidade de rotação. Entretanto, esse aumento da pressão é menos acentuado no modelo termohidrodinâmico do que no modelo hidrodinâmico, visto que no modelo

termohidrodinâmico o aumento da velocidade faz com que aumente também a temperatura no filme lubrificante e, conseqüentemente, a viscosidade diminua.

A Figura C.8 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 100Hz.

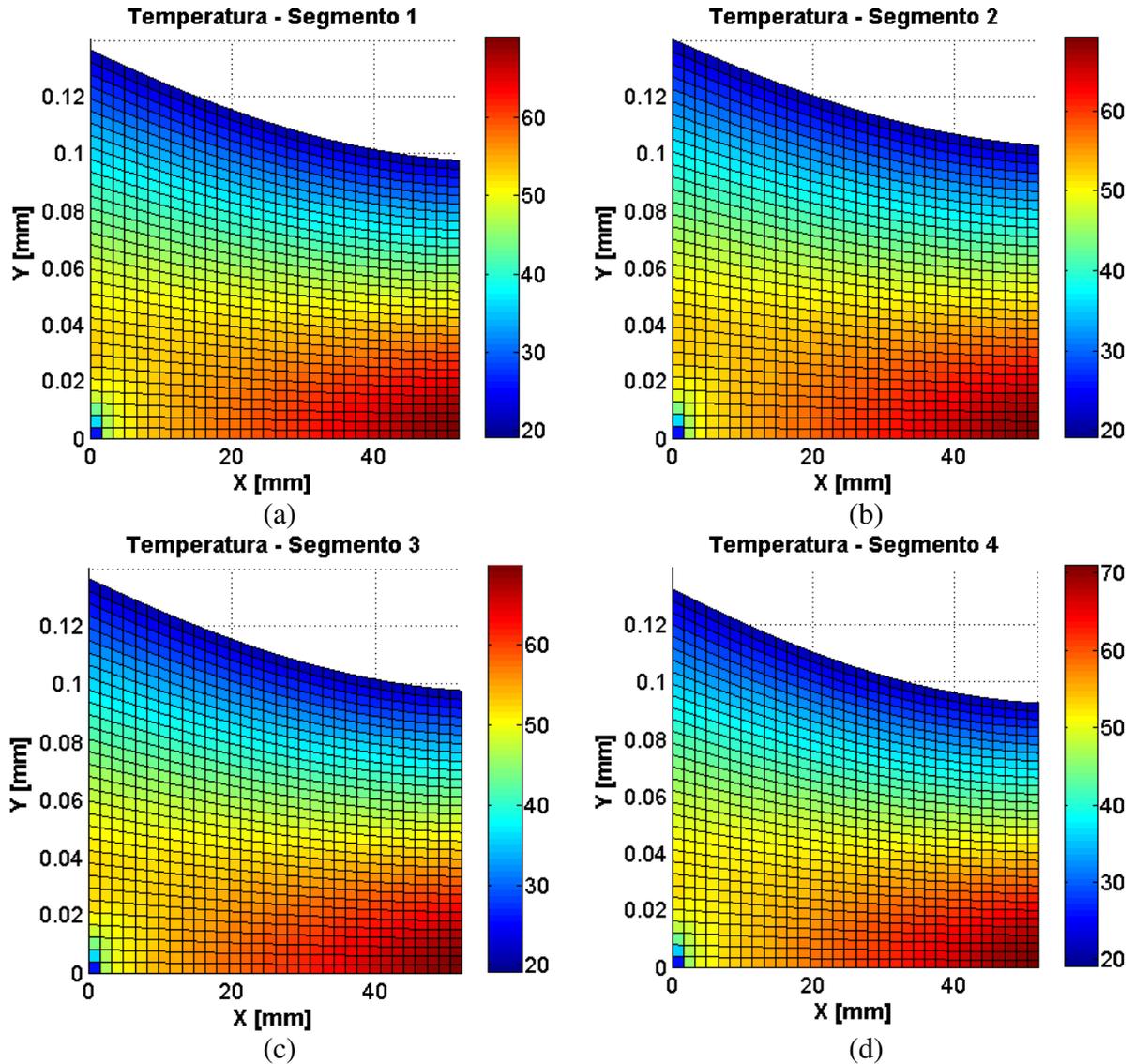


Figura C.8 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LOP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

De forma geral, pode-se observar que o comportamento da distribuição de temperatura se manteve, sendo que, houve apenas um aumento nos valores devido o aumento da velocidade de rotação, quando comparado com a distribuição de temperatura obtida à 25Hz. Após analisar as distribuições de pressão e temperatura no mancal segmentado na configuração LOP, foram analisadas as distribuições de pressão e temperatura no mancal segmentado na configuração LBP. A Figura C.9 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 25 Hz.

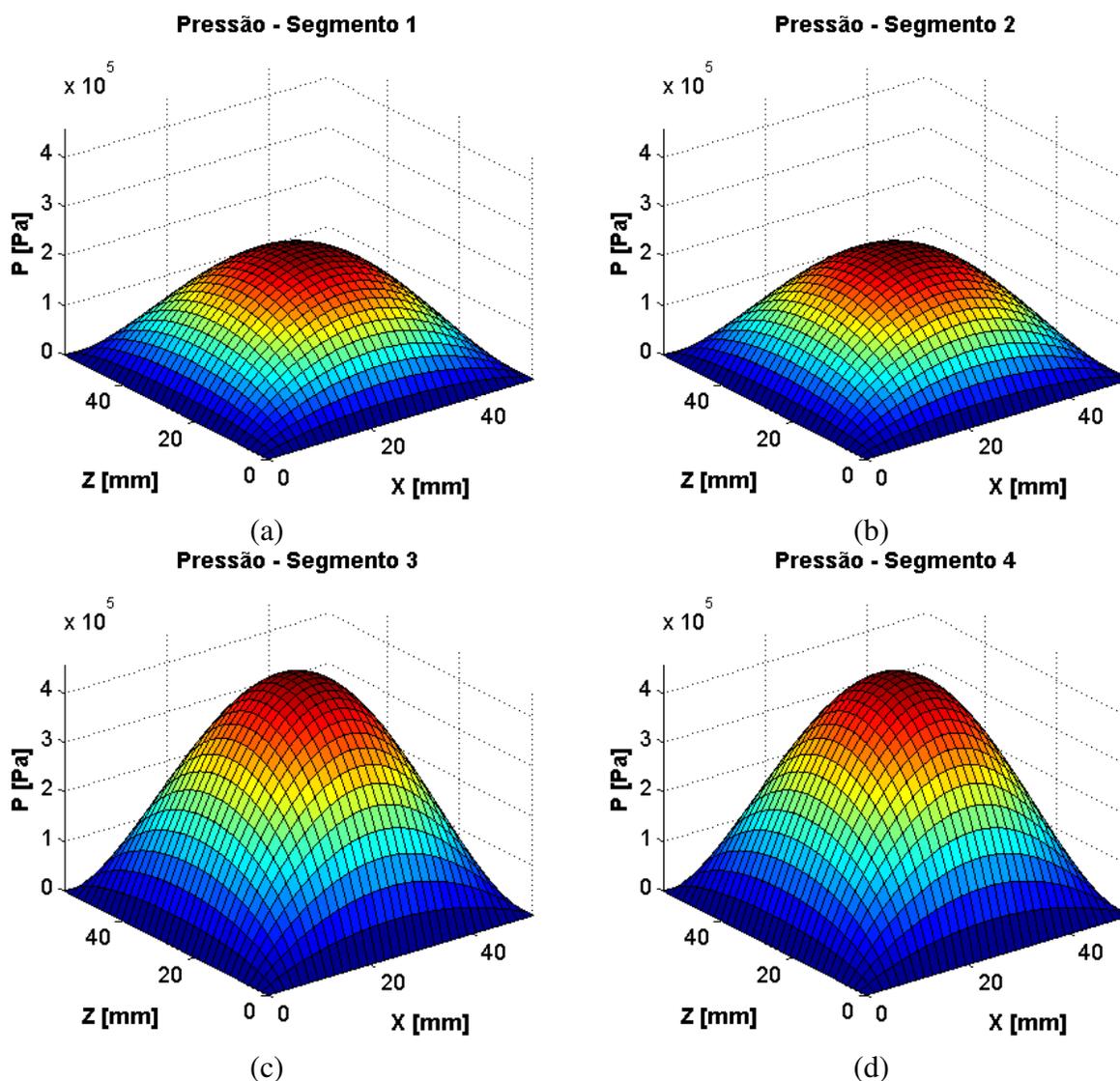


Figura C.9 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.

A Figura C.9 mostra que o comportamento é similar ao obtido no mancal segmentado LBP através da lubrificação hidrodinâmica. Entretanto, devido à influência da temperatura, a distribuição de pressão obtida na condição termohidrodinâmica difere da obtida na condição hidrodinâmica, fazendo com que o eixo encontre uma nova posição de equilíbrio, para satisfazer o balanço de forças no mancal, o que resulta também em menores picos de pressão.

A Figura C.10 apresenta a distribuição de temperatura na espessura de filme lubrificante de cada segmento do mancal na configuração LBP para uma velocidade de rotação de 25 Hz, considerando como condição de contorno a fronteira do segmento adiabática. Também nesse caso, comparando-se as distribuições obtidas a 25 Hz e 200 Hz, a partir de um aumento de 8 vezes na velocidade de rotação (25Hz para 200Hz), obteve-se um aumento de aproximadamente 3,7 vezes na máxima temperatura do filme lubrificante (30°C para 110°C), pois o aumento da velocidade de rotação gera um maior cisalhamento do filme lubrificante e, conseqüentemente, uma maior dissipação viscosa.

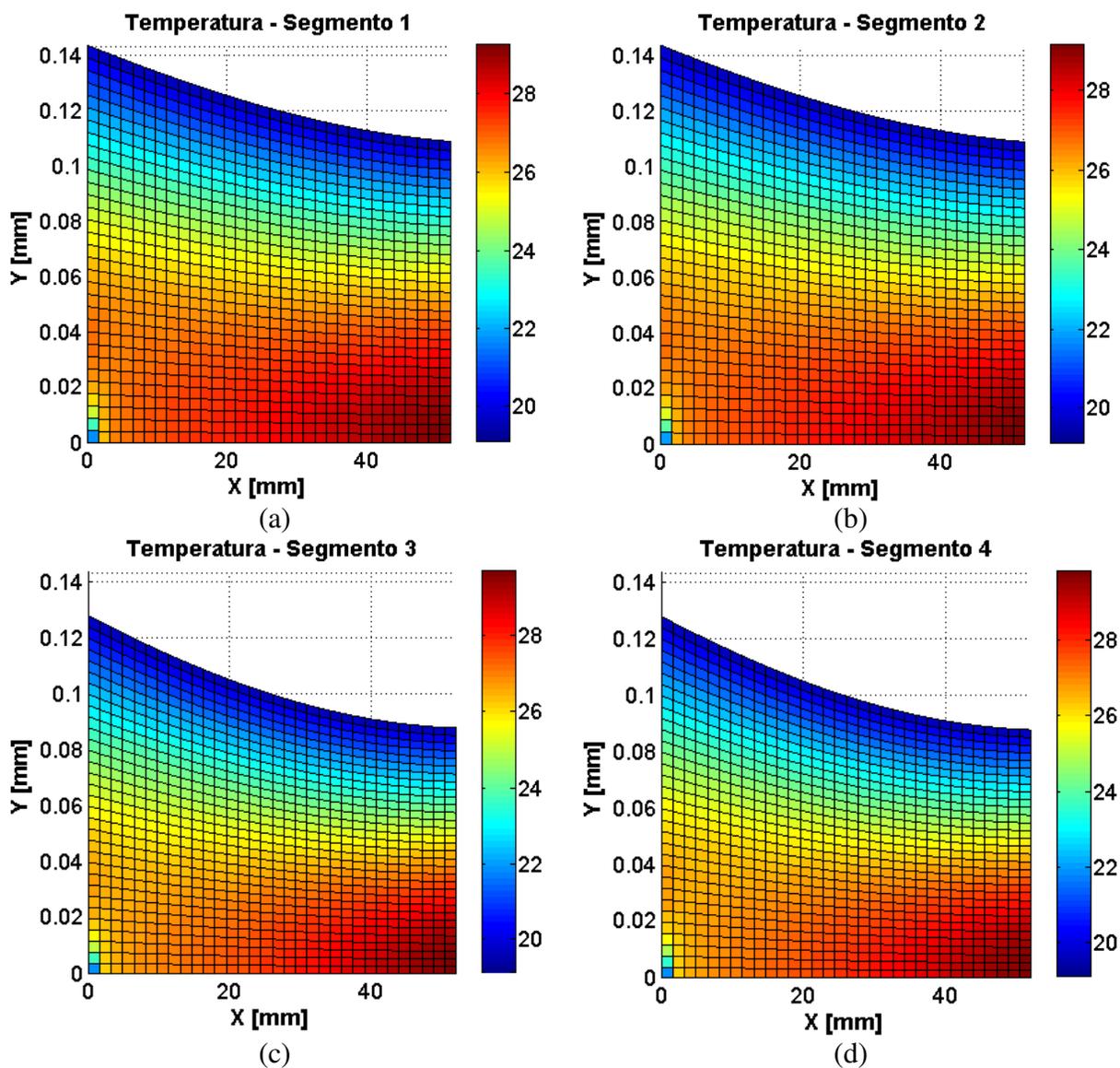


Figura 4.19

Figura C.10 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.

A Figura C.11 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 100 Hz.

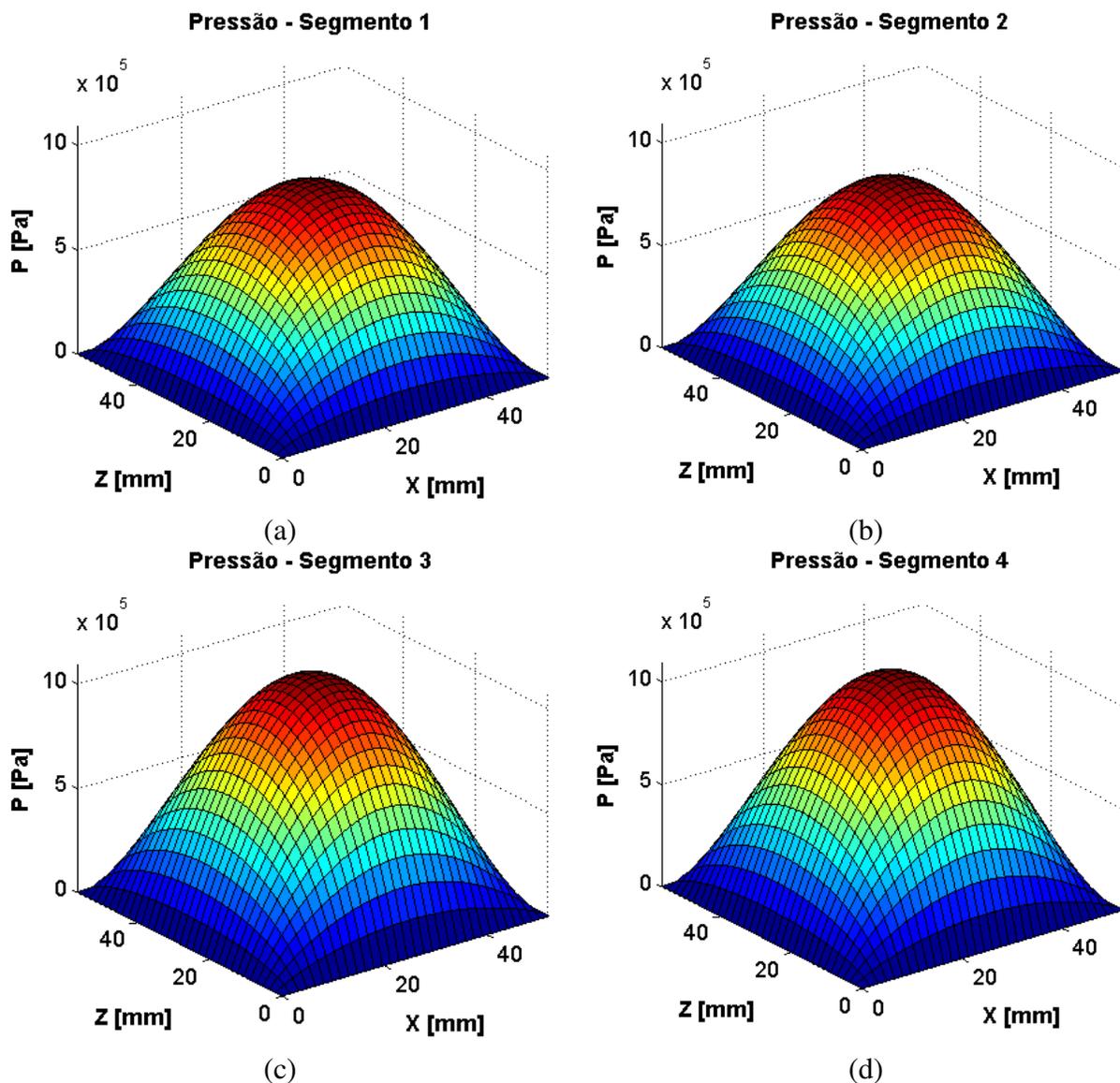


Figura C.11 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 100 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Analogamente à configuração LOP, as distribuições de pressão do modelo termohidrodinâmico apresentam menores valores de pressão, devido à diminuição da viscosidade no filme lubrificante causada pelo aumento da temperatura. Além disso, verifica-se que com o aumento da velocidade de rotação, aumentam-se também os valores das distribuições de pressão. Entretanto, esse aumento da pressão é menos acentuado no modelo termohidrodinâmico do que no modelo hidrodinâmico, visto que no modelo

termohidrodinâmico o aumento da velocidade faz com que aumente também a temperatura no filme lubrificante e, conseqüentemente, diminui a viscosidade.

A Figura C.12 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 100 Hz.

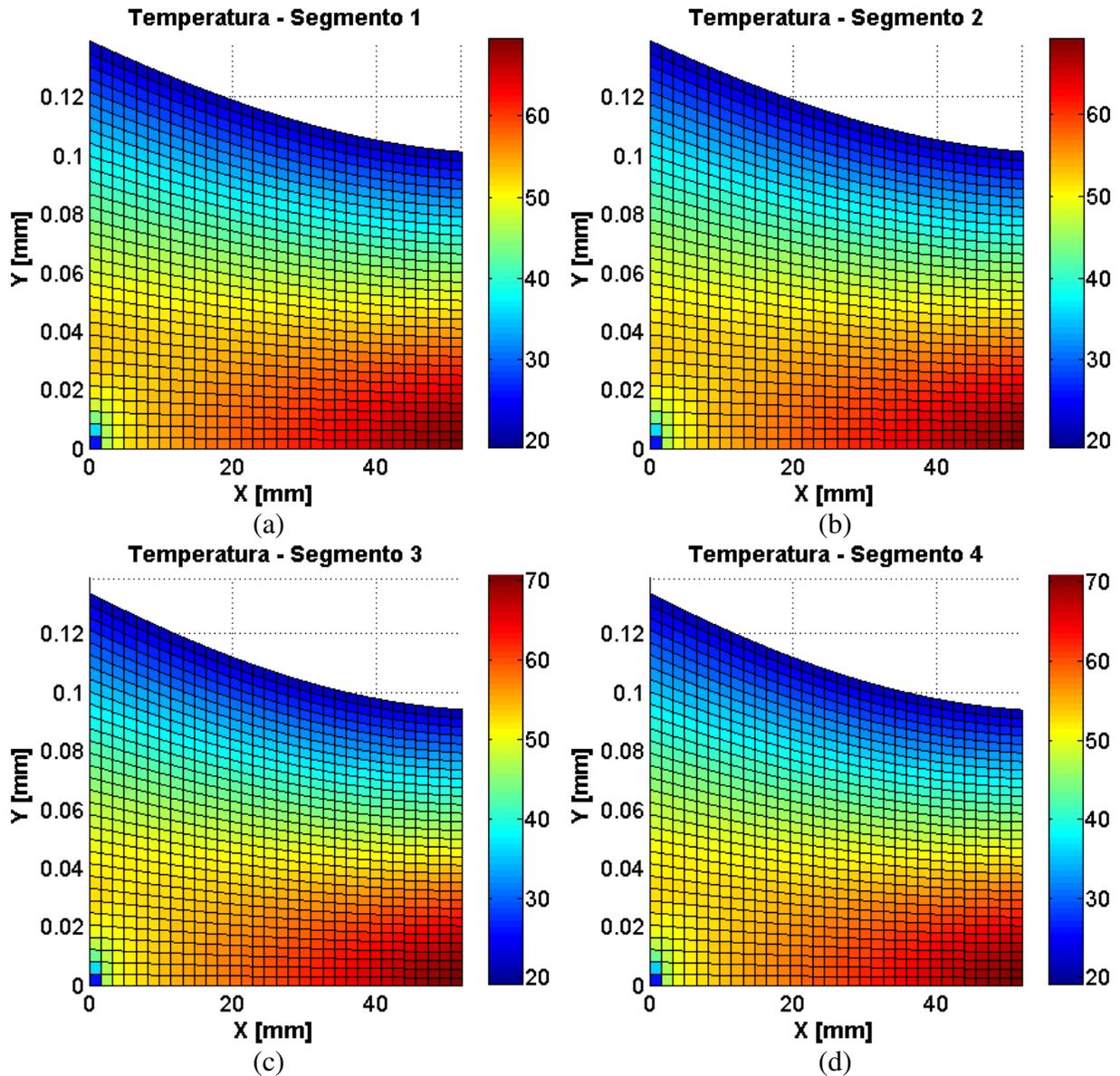


Figura C.12 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição Adiabática na Configuração LBP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.

De acordo com a Figura C.12, o comportamento da distribuição de temperatura manteve-se o mesmo, aumentado apenas os valores da temperatura devido o aumento da velocidade de rotação. Visto que a tensão de cisalhamento do fluido é obtida pela variação da velocidade em função da espessura do filme lubrificante, as distribuições de temperaturas do segmento 1 e 2 apresentam valores inferiores aos das distribuições de temperatura do segmento 3 e 4, por apresentarem maiores espessuras de filme lubrificante.

- Modelo de Lubrificação Termohidrodinâmica (THD2): Condição de temperatura prescrita

A Figura C.13 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 25 Hz.

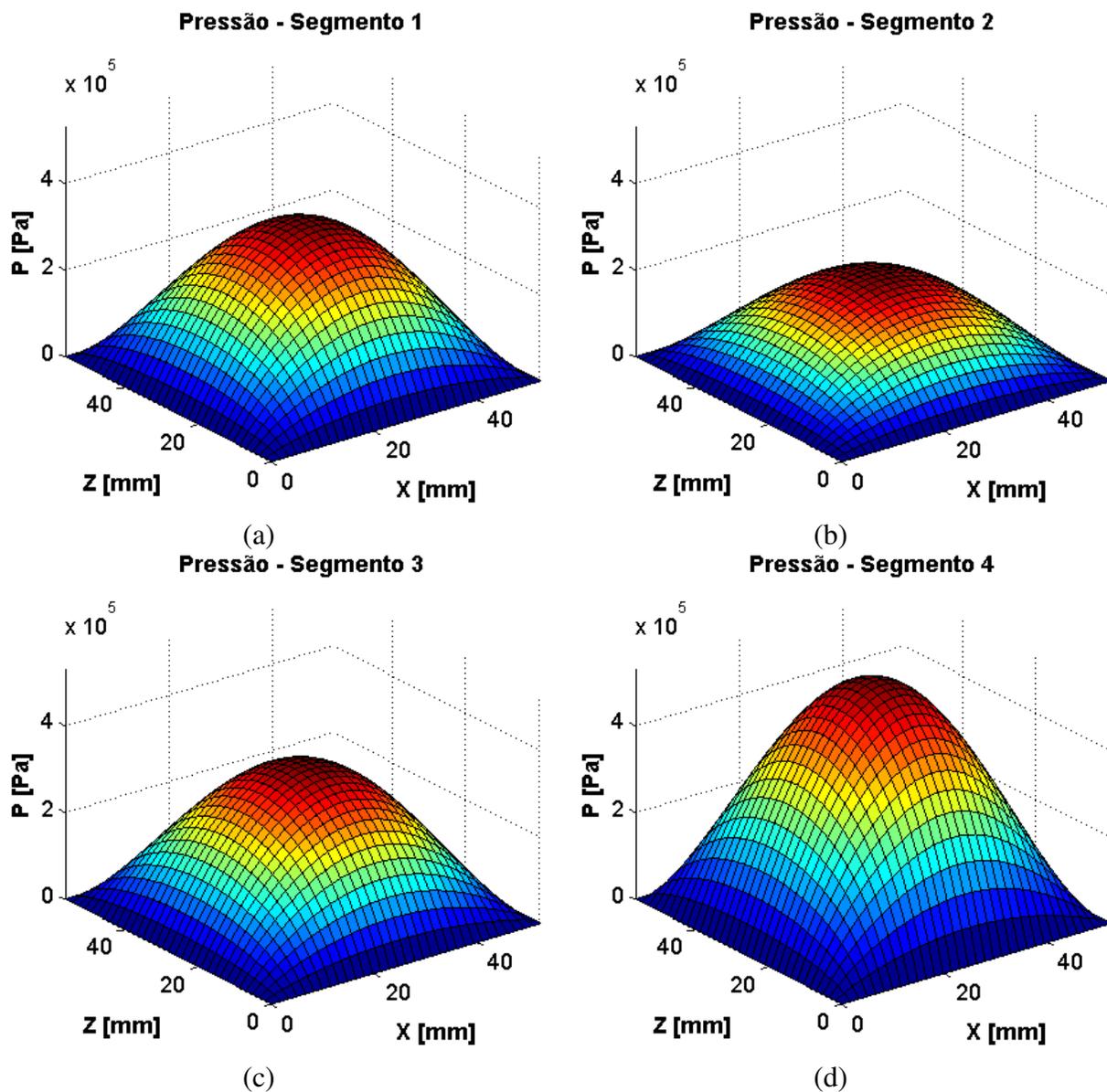


Figura C.13 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 25 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

De acordo com a Figura C.13, as distribuições de pressão mostradas obtidas à 25 Hz apresentam comportamento similar ao observado na simulação à 200Hz, apenas com picos de pressão menos elevados nos segmentos do mancal, devido a menor velocidade de rotação.

A Figura C.14 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 25 Hz.

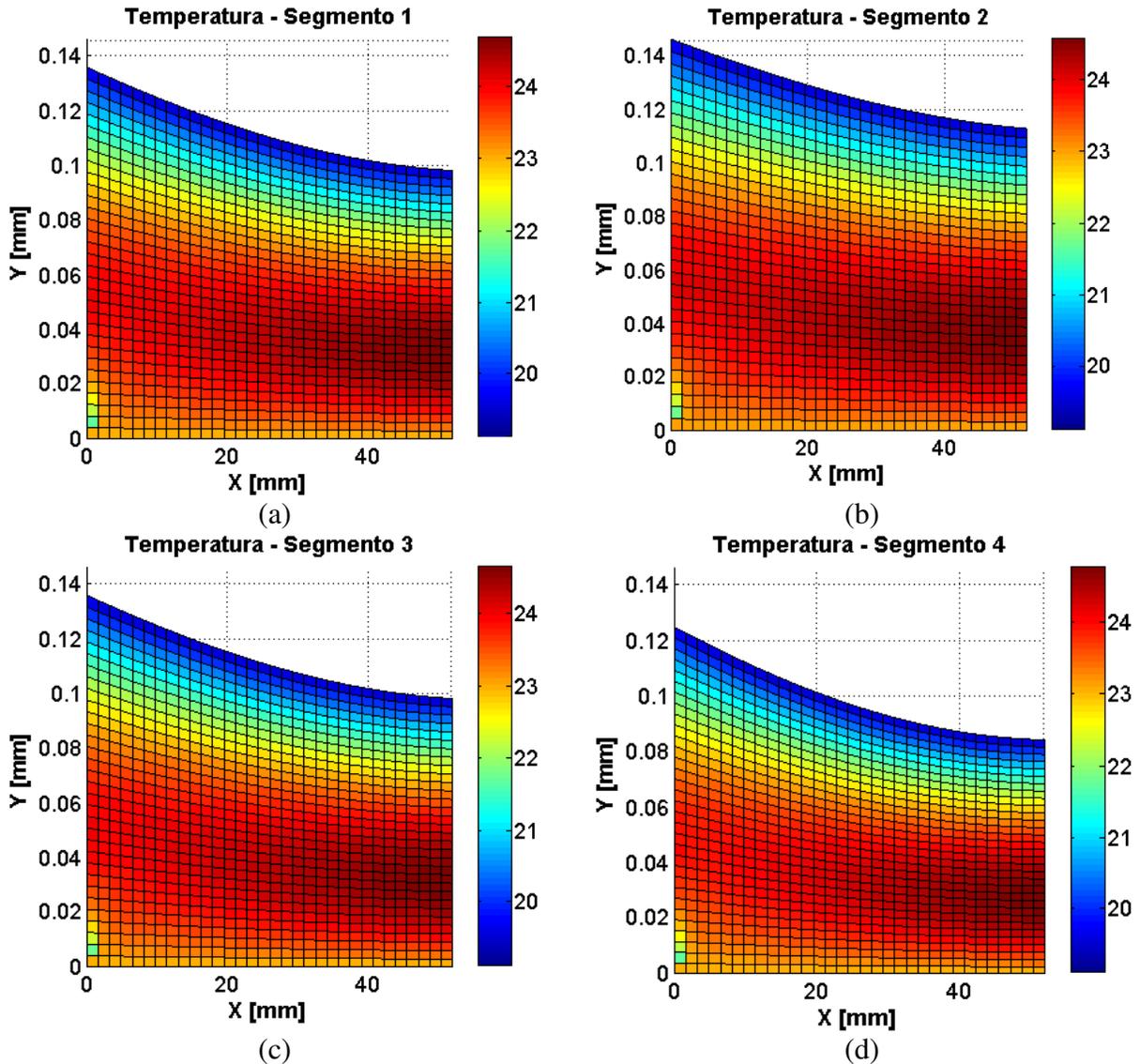


Figura C.14 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

De acordo com a Figura C.14, a distribuição de temperatura obtida no modelo termohidrodinâmico com temperatura prescrita apresenta valores inferiores aos obtidos no modelo termohidrodinâmico com fronteira adiabática. Além disso, em comparação com a

simulação à 200 Hz, pode-se verificar que a partir de um aumento de 8 vezes na velocidade de rotação (25 Hz para 200 Hz), obtém-se um aumento de aproximadamente 3 vezes na máxima temperatura do filme lubrificante (25°C para 75°C). Vale destacar que, o aumento de temperatura apresentado no modelo termohidrodinâmico com fronteira adiabática foi de 3,7.

A Figura C.15 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 100 Hz.

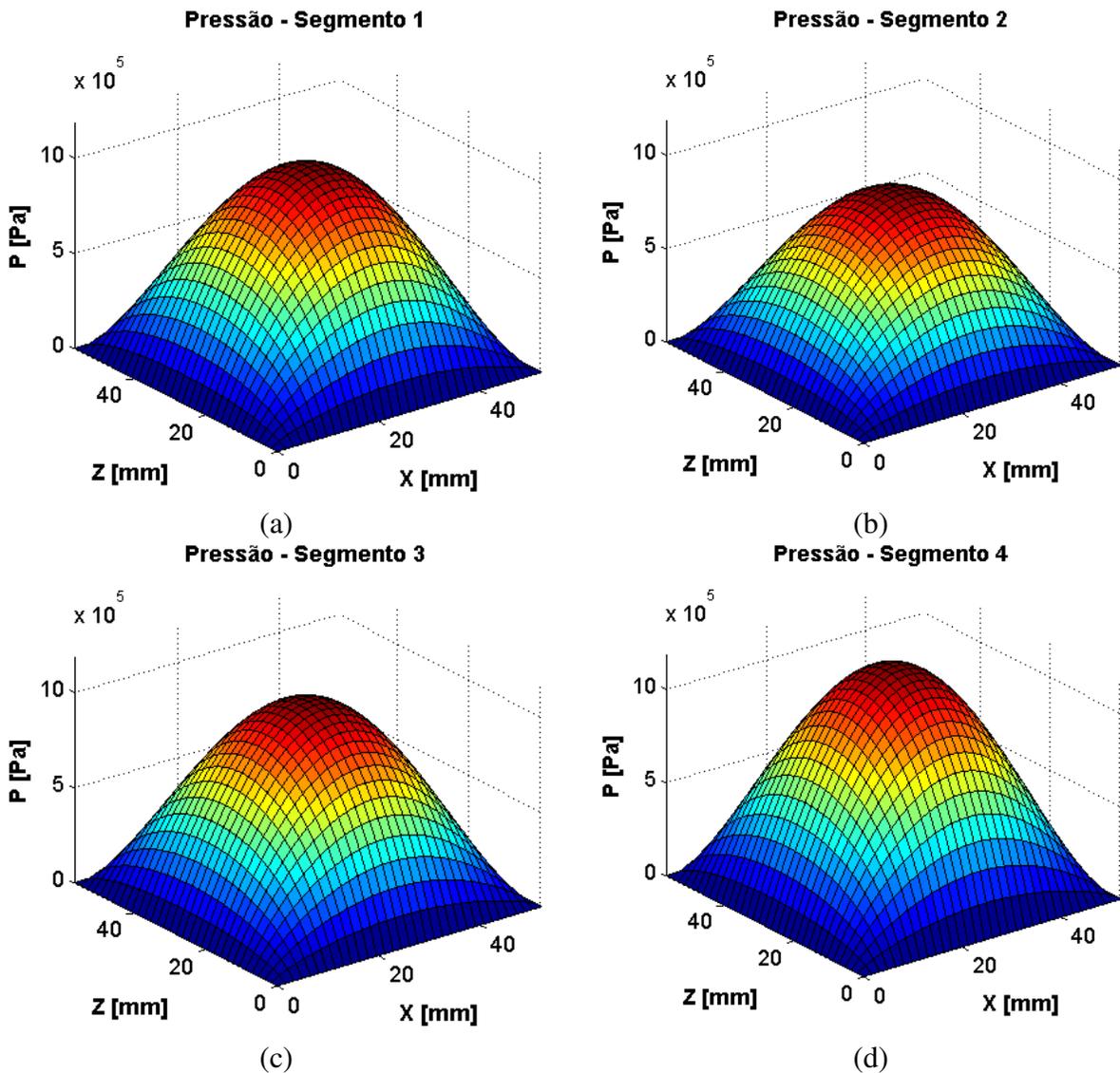


Figura C.15 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 100 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.

Conforme pode ser verificado na Figura C.15, as distribuições de pressão mantêm o mesmo comportamento, sendo que as distribuições de pressão dos segmentos 1 e 3 se anulam, enquanto que as distribuições de pressão nos segmentos 2 e 4 resultam em uma força resultante equivalente ao carregamento do mancal (400 N). Assim, em comparação com a simulação à 25 Hz, houve apenas o aumento dos picos de pressão nos segmentos do mancal, devido ao aumento da velocidade de rotação.

A Figura C.16 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LOP, considerando uma velocidade de rotação de 100 Hz

De forma geral, pode-se observar que o comportamento da distribuição de temperatura é similar ao obtido à 25 Hz, aumentando apenas os valores devido ao aumento da velocidade de rotação. Além disso, pode-se verificar que o tipo de condição de contorno aplicado no modelo tem forte influencia na obtenção da distribuição de temperatura, conforme já mencionado.

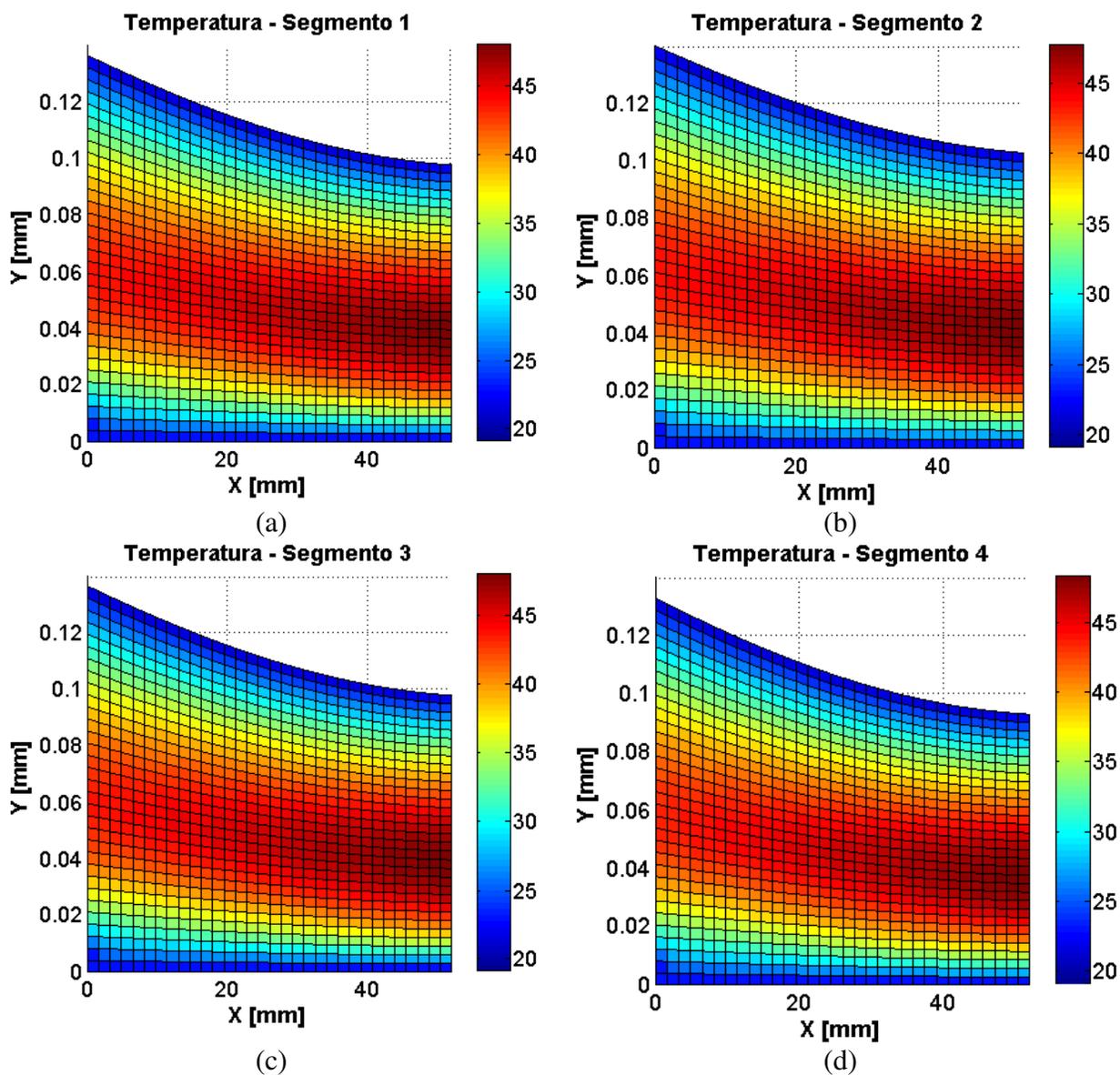


Figura C.16 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LOP à 100Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.

A Figura C.17 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LBP para temperatura prescrita, considerando uma velocidade de rotação de 25 Hz.

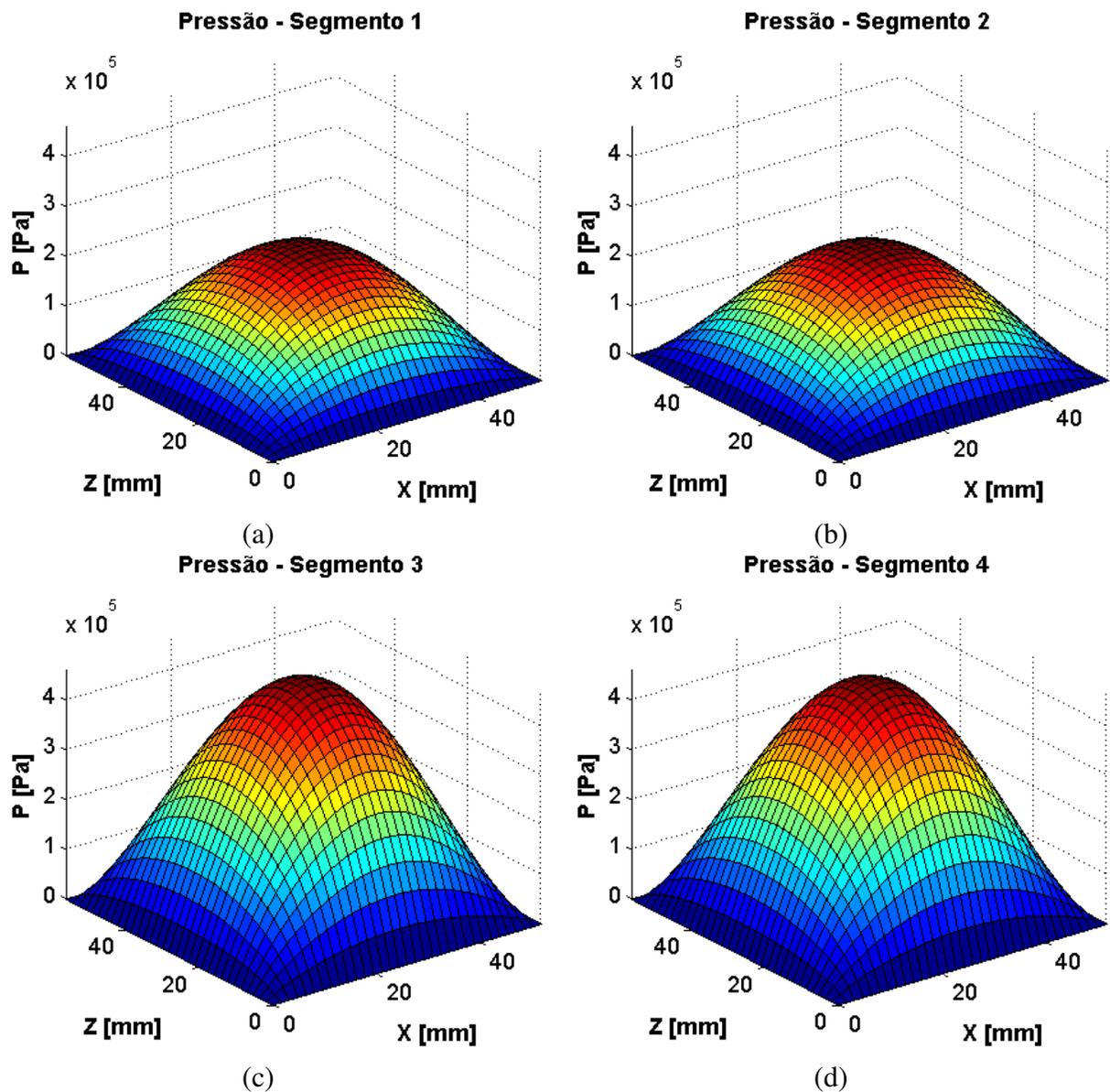


Figura C.17 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 25 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4.

As distribuições de pressão obtidas nessa simulação são similares as obtidas nas demais análises na configuração LBP. Além disso, assim como observado no modelo termohidrodinâmico com fronteira adiabática, as distribuições de pressão do modelo termohidrodinâmico com temperatura prescrita apresentam picos inferiores ao do modelo

hidrodinâmico, devido à diminuição da viscosidade no filme lubrificante causada pelo aumento da temperatura.

A Figura C.18 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 25 Hz.

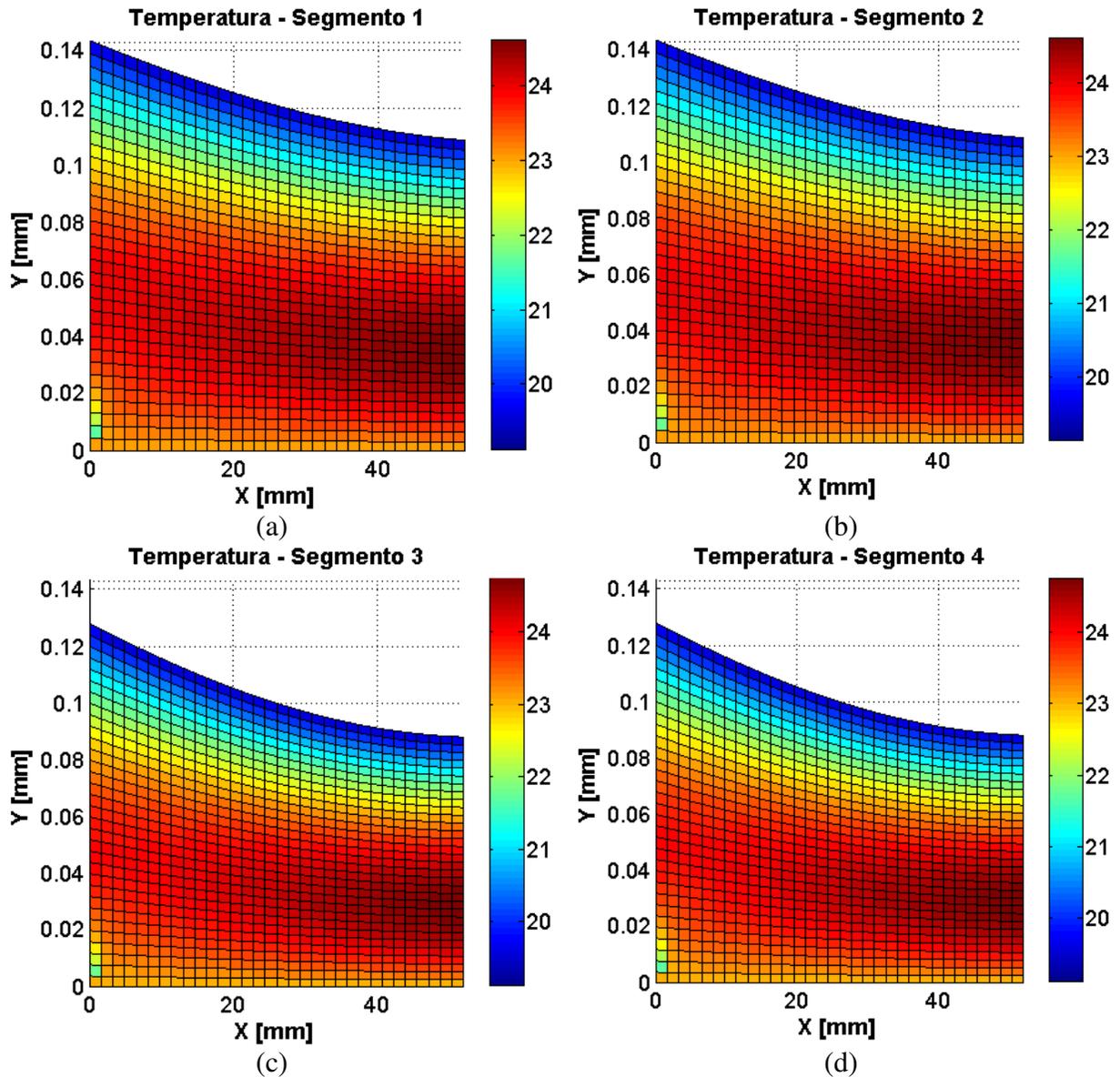


Figura C.18 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 25Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Assim como observado na configuração LOP, a partir de um aumento de 8 vezes na velocidade de rotação (25Hz para 200Hz), obtém-se um aumento de aproximadamente 3 vezes na máxima temperatura do filme lubrificante (25°C para 75°C). Conforme já mencionado, esse aumento de temperatura ocorre devido o aumento da velocidade, que tende a gerar um maior cisalhamento no filme lubrificante e, conseqüentemente, uma maior dissipação viscosa no mancal.

A Figura C.19 apresenta a distribuição de pressão no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 100 Hz.

A distribuição de pressão apresentada na Figura C.19 apresenta um comportamento similar ao apresentado nos demais simulações com configuração LBP. Em comparação com o modelo hidrodinâmico, os picos de pressão dessa distribuição apresentam valores inferiores, porém quando comparado com o modelo termohidrodinâmico de fronteira adiabática, os picos de pressão dessa distribuição apresentam maiores valores de pressão, pois apresentam distribuições de temperatura menos elevadas e, conseqüentemente, maiores valores de viscosidade.

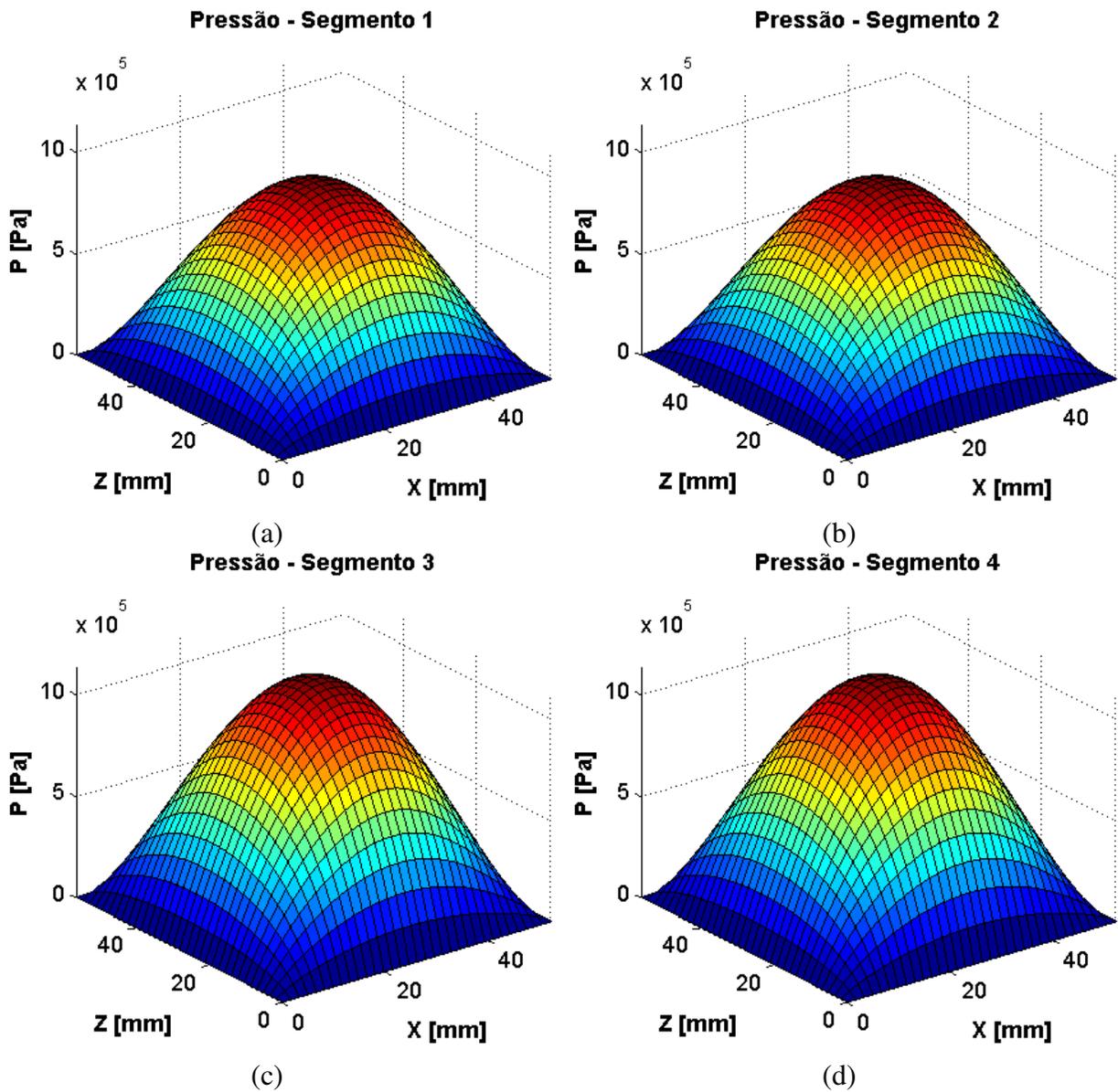


Figura C.19 – Distribuição de Pressão obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 100 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

A Figura C.20 apresenta a distribuição de temperatura no mancal segmentado de configuração LBP, considerando uma velocidade de rotação de 100 Hz.

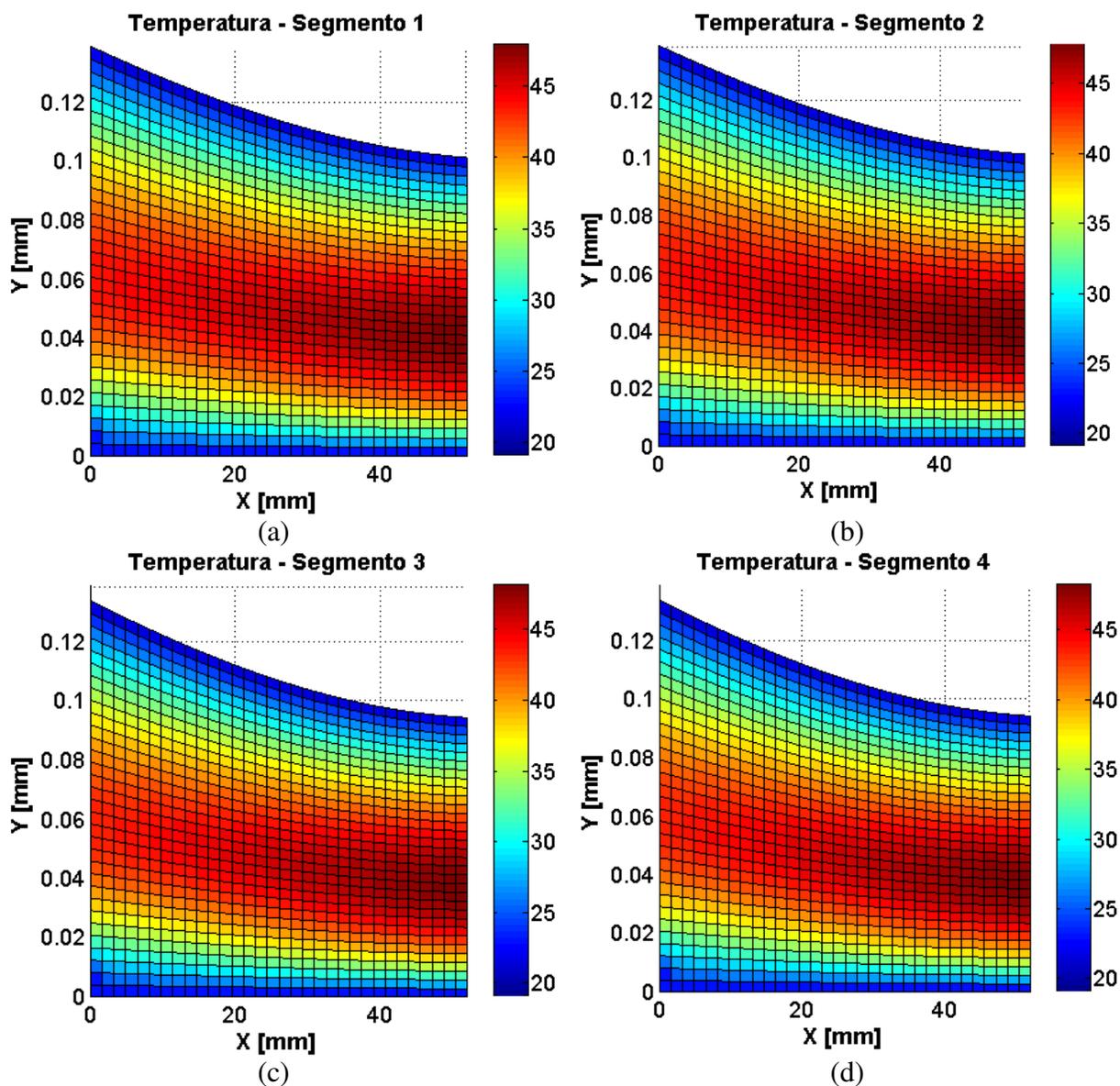


Figura C.20 – Distribuição de Temperatura obtida pela Lubrificação Termohidrodinâmica com Condição de Temperatura Prescrita na Configuração LBP à 100 Hz; (a) Segmento 1; (b) Segmento 2; (c) Segmento 3; (d) Segmento 4;

Por fim, a Figura C.20 apresenta a distribuição de temperatura obtida no modelo termohidrodinâmico LBP com condição de temperatura prescrita, sendo que os picos de temperatura nesse caso são inferiores ao apresentado no modelo termohidrodinâmico de fronteira adiabática, visto que na consideração de fronteira adiabática não há troca de calor e, conseqüentemente, mais calor fica armazenado no filme de lubrificante.